

Fernerkundung inhomogener Bewölkung und deren Einfluss auf die solare Strahlungsbilanz

Dissertation
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von
Dipl.-Met. Tobias Zinner
Institut für Physik der Atmosphäre
Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
Oberpfaffenhofen

Oberpfaffenhofen November 2004

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. U. Schumann
Prof. Dr. S. Crewell

Tag der mündlichen Prüfung: 27.1.2005

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	iii
1 Einleitung	1
1.1 Stand der Wissenschaft	3
1.2 Ziele und Vorgehen	6
2 Grundlagen	9
2.1 Solare Strahlung	9
2.2 Atmosphäre und Wolken	12
2.2.1 Optische Eigenschaften	13
2.2.2 Messung von Wolken	15
2.2.3 Modellierung von Wolken	20
2.3 Strahlungstransport in Wolken	22
2.3.1 Dreidimensionale Behandlung	23
2.3.2 Eindimensionale Behandlung	24
2.4 Fernerkundung von Wolken	25
3 Modelle und Methoden	28
3.1 Strahlungstransportmodelle	28
3.1.1 Eindimensionales Strahlungsmodell (DISORT)	29
3.1.2 Dreidimensionales Monte Carlo Modell (MYSTIC)	29
3.2 Wolkenmodelle	30
3.2.1 Statistisches Wolkenmodell (TOSQUARE)	31
3.2.2 Adiabatisches Profilmmodell (TOCUBE)	37

3.3	Konventionelle Fernerkundungsverfahren	41
3.4	Neues Verfahren zur Ableitung dreidimensionaler Wolkenstrukturen	47
3.4.1	Realistische Wolken und der Horizontaltransport von Photonen	48
3.4.2	Ableitung von dreidimensionalen Wolkenstrukturen aus Daten des <i>Compact Airborne Spectrographic Imager</i>	53
3.4.3	Test der Methode	68
4	Einfluss inhomogener Bewölkung auf Fernerkundung und Strahlungsbilanz	71
4.1	Fernerkundung – Systematik und Definition der Fehler	71
4.1.1	Unsicherheiten hochauflösender Sensoren	72
4.1.2	Unsicherheiten typischer Wolkensensoren	74
4.1.3	Definition der Fehlergrößen	76
4.2	Fernerkundung der optischen Dicke	77
4.2.1	Hochauflösende nadirblickende Sensoren	80
4.2.2	Typische Sensoren polarumlaufender Satelliten	83
4.2.3	Sensoren geostationärer Satelliten	88
4.2.4	Zusammenfassung	92
4.3	Fernerkundung des Effektivradius	96
4.4	Auswirkung auf die solare Strahlungsbilanz	99
4.5	Einordnung	108
4.6	Konvektive Bewölkung	110
5	Diskussion und Ausblick	114
	Abkürzungen	120
	Symbole und Einheiten	122
	Anhang	124
	Literaturverzeichnis	127
	Index	138
	Danksagung	141

Zusammenfassung

Ziel der Arbeit ist die Untersuchung des Einflusses inhomogener Bewölkung auf die Fernerkundung von Wolkenparametern und deren Auswirkung auf die solare Strahlungsbilanz. Konventionelle Fernerkundung beruht auf vereinfachenden Annahmen über den Strahlungstransport: Zum einen wird die Bewölkung innerhalb eines Bildelementes als homogen betrachtet, zum anderen wird die Wechselwirkung zwischen benachbarten Bildelementen ausgeschlossen. Das führt zu spezifischen Abweichungen. Die Quantifizierung der Abweichungen ist von großer Bedeutung angesichts der Möglichkeiten, die die Fernerkundung für die globale Charakterisierung von Wolken und ihrer Wechselwirkung mit dem Strahlungsfeld bietet.

In dieser Arbeit wurde der Strahlungstransport mit einem Monte Carlo Modell für eine große Zahl von realistischen und repräsentativen Wolkenstrukturen simuliert, die erstmals direkt auf Beobachtungen beruhten. Dazu wurden Messungen des flugzeuggetragenen Spektrometers *CASI* in hoher Auflösung (15 m) für 28 Fälle maritimen Stratus und Stratocumulus verwendet. Ein neuartiges Verfahren wurde entwickelt, das die Ableitung der horizontalen Verteilung des Flüssigwasserpfad, eines Profils der Mikrophysik und einer realistischen Oberkantengeometrie ermöglicht. Dreidimensionaler Strahlungstransport wurde dabei quantitativ berücksichtigt. Zusammen mit den entsprechenden dreidimensional simulierten Strahldichteverteilungen bildet dieser Datensatz eine einzigartige Grundlage für den Test von Fernerkundungsverfahren, da er – im Gegensatz zu realen Messungen – nicht nur die Strahldichte sondern auch die zugrundeliegenden („realen“) Wolkeneigenschaften zur Verfügung stellt. Auf der Basis dieser Wolkenstrukturen wurden systematische Untersuchungen eines Standard-Fernerkundungsverfahrens zur gleichzeitigen Bestimmung von optischer Dicke und effektivem Tröpfchenradius durchgeführt. Verschiedene typische Sensoren (z.B. *ASTER*, *MODIS*, *MSG-SEVIRI*) und Sensorzenitwinkel (0° , 55°) wurden betrachtet.

Die systematische Abweichung der optischen Dicke aus der Fernerkundung von den realen Werten beträgt für den Sensorzenitwinkel 0° meist zwischen -3 und -5%. Für Beobachtungen bei einem Sonnenzenitwinkel von 60° treten Überschätzungen von bis zu 30% auf. Für den Sensorzenitwinkel 55° (geostationäre Beobachtung Mitteleuropas) ergeben sich systematische Unterschätzungen zwischen 6 und 10% abhängig vom Sonnenzenitwinkel. Der Fehler für vollständig bedeckte Bildelemente ist generell klein. Die Unsicherheiten für einzelne Bildelemente sind dagegen sehr groß: Standardabweichungen zwischen 10% (bei niedrigster Auflösung) und 200% (bei höchster Auflösung) werden erreicht. Der effektive Radius wird systematisch um 3 bis 5% überschätzt. Eine der wichtigsten Eigenschaften von Wolken im Klimasystem ist der Einfluss auf die solare Strahlungsbilanz. Im nächsten Schritt wurde daher untersucht wie realistisch die aus den Fernerkundungsdaten – ebenfalls mit den üblichen vereinfachenden Annahmen – abgeleitete Transmission, Reflexion und Absorption ist. Es ergaben sich kleine Abweichungen von den realen Werten. Für die Reflexion treten beispielsweise Unterschiede von $\pm 3\%$ auf (maximal +10% für den Sonnenzenitwinkel 60°). Es lässt sich also zusammenfassen, dass Fernerkundungsverfahren für maritime Stratocumulus-Bewölkung gerade für vollständig bedeckte Bildelemente im Mittel zuverlässige Wolkeneigenschaften ableiten. Allerdings treten große systematische Fehler auf, wenn die vollständige Bedeckung nicht sichergestellt ist. Die Unsicherheit kann vor allem im Einzelfall beträchtlich sein, was Konsequenzen für die Interpretation von Messkampagnen und Validierungsexperimenten hat.

Kapitel 1

Einleitung

Im Mittel sind etwa 70% der Erdoberfläche von Wolken bedeckt (Rossow und Schiffer, 1999 - *ISCCP, International Satellite Cloud Climatology Project*). Immer sind sie, sowohl zeitlich als auch räumlich, in hohem Maße inhomogen. Die Vernachlässigung dieser Tatsache in der Modellierung der Wechselwirkung zwischen den Wolken und dem solaren und terrestrischen Strahlungsfeld führt zu Unsicherheiten. Dies gilt sowohl für die Fernerkundung von Wolkeneigenschaften auf der Grundlage des Strahlungsfeldes als auch für die Beurteilung der Strahlungsbilanz.

Wie kein anderer Bestandteil der Atmosphäre kontrollieren Wolken die Energiebilanz des Systems Erde-Atmosphäre. Je nach vertikaler Struktur können sie kühlend oder erwärmend auf die Temperatur an der Erdoberfläche wirken. Bodennahe Bewölkung verringert die kurzwellige solare Strahlungsenergie, die die Erdoberfläche erreicht, während ihre Ausstrahlung langwelliger terrestrischer Strahlung in den Weltraum der des Bodens ähnelt. Daher wirken sie kühlend. Bei hochreichenden Wolken dominiert die stark verminderte thermische Ausstrahlung im terrestrischen Spektralbereich, aufgrund ihrer weit kälteren Temperatur, die Verringerung der Einstrahlung im solaren Spektralbereich – Sie wirken erwärmend. Der Einfluss der Wolken auf die Strahlungsflüsse kann erheblich sein: Bei einer solaren Einstrahlung von etwa 1000 W/m^2 entspricht eine Überschätzung der Reflexion von 10% in einem mit Grenzschichtbewölkung bedeckten Gebiet einem abkühlenden Einfluss von 100 W/m^2 . Die Unsicherheiten in der Charakterisierung typischer Wolkeneigenschaften und in der Quantifizierung der Einflüsse sind also von großem Interesse. Leicht übertreffen diese die Größenordnung des anthropogenen Treibhauseffektes von 4 W/m^2 , der einer Kohlendioxidverdoppelung in der Atmosphäre entspricht (IPCC - Houghton et al., 2001). Umgekehrt bestimmt die Strahlung die Dynamik der Atmosphäre, von der globalen Zirkulation bis zur Entwicklung kleinskaliger Wolkenstruktur. Diese Wechselwirkung beeinflusst auf allen räumlichen und zeitlichen Skalen die Prozesse in der Atmosphäre: von der Luftchemie auf atomarer Größenordnung bis hin zum globalen Klima und seiner Entwicklung. Daher unterstreichen Houghton et al. (2001) die Dringlichkeit, die erheblichen Unsicherheiten auf diesem Gebiet zu reduzieren.

Die Untersuchung dieser komplexen Mechanismen mit realistischen Modellen ist angewiesen auf die genaue Kenntnis realer Eigenschaften von Strahlungsfeld und Wolken. Immer muss ein Teil der hohen zeitlichen und räumlichen Inhomogenität der Bewölkung aufgrund

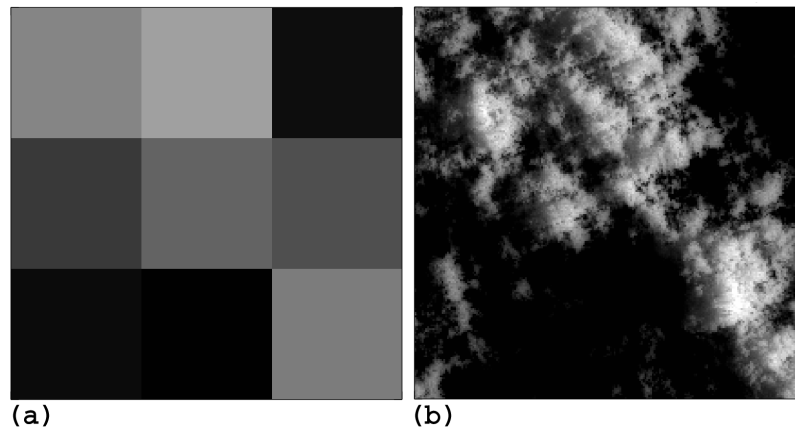


Abbildung 1.1: (a) Messung eines Satellitensensors mit typischer Auflösung ($1 \times 1 \text{ km}^2$). (b) Die subskalige auf Sensorauflösung nicht sichtbare Inhomogenität ($15 \times 15 \text{ m}^2$ Auflösung) offenbart auch den Einfluss des Horizontaltransports von Strahlung in hellen Flanken und dunklen Schatten.

der begrenzten Kapazität an Rechenzeit und der begrenzten Auflösung der Prozesse in den Modellen vernachlässigt werden. Insbesondere in numerischen Wetter- und Klimamodellen wird die Wechselwirkung zwischen Wolken und Strahlung stark vereinfacht dargestellt. Strahlungsberechnungen in der Klimasimulation werden zum Beispiel für Gitterelemente von etwa $200 \times 200 \text{ km}^2$ Größe vorgenommen. Innerhalb dieser Elemente werden die Wolkeneigenschaften unter Berücksichtigung des Bedeckungsgrades in wenigen homogenen Schichten beschrieben. Die Variabilität der Bewölkung kann hier nur auf sehr vereinfachte Art berücksichtigt werden. Auch in mesoskaligen numerischen Atmosphärenmodellen, also Wetter- oder Wolkenmodellen, sind Rückkopplungsmechanismen durch das Strahlungsfeld nur in vereinfachter Weise berücksichtigt (Barker et al., 2003b). Zum Beispiel wird der Strahlungstransport fast immer in eindimensionaler Näherung berechnet. Die optischen Eigenschaften der Atmosphäre und der Wolken variieren dabei nur in vertikaler Richtung, da eine dreidimensionale Strahlungstransportsimulation für die meisten Anwendungen zu zeitaufwendig ist. Die räumliche Auflösung der Modelle reicht auch nicht aus, Wolken auf der für den dreidimensionalen Strahlungstransport relevanten Skala ($< 100 \text{ m}$) zu berücksichtigen. Und schon die Charakterisierung realistischer Variabilität der Wolkeneigenschaften auf dieser Skala stellt eine große Schwierigkeit dar.

Die Bestimmung der Wolkeneigenschaften durch Messungen weist immer Informationslücken auf. Jedes Messsystem ist beschränkt auf bestimmte Teil-Informationen für räumliche Teilbereiche der Wolken. Dem Anspruch, Wolkeneigenschaften global zu erfassen, kann nur die passive (auf der Reflexion solarer Strahlung oder auf thermischer Emission basierende) Fernerkundung aus dem Weltraum mit Hilfe meteorologischer Satelliten gerecht werden. Aktive (mit eigener Strahlungsquelle ausgestattete) Fernerkundungsverfahren wie Radar- oder Lidarsysteme, die heute häufig vom Boden aus eingesetzt werden, sind auf Satelliten bisher kaum im Einsatz und werden auch dann nur Information in Vertikalschnitten liefern. Passive Verfahren werden daher im Mittelpunkt dieser Arbeit stehen und sind immer dann gemeint, wenn der Begriff „Fernerkundung“ ohne weitere Spezifizierung verwendet wird. Eingeschränkt sind die Verfahren der passiven Fernerkundung zum einen durch die räumliche

Auflösung der Instrumente (die Größe der Bildelemente), zum anderen durch die notwendigerweise vereinfachte Behandlung des Strahlungstransportes, auf der die Ableitung der Wolkeneigenschaften beruht. Die Fernerkundung verwendet folgende Annahmen:

- Innerhalb eines Bildelementes sind die abzuleitenden Eigenschaften homogen und
- einzelne Bildelemente sind unabhängig voneinander, das heißt, es findet kein horizontaler Netto-Austausch von Strahlung zwischen den Bildelementen statt.

Der Strahlungstransport wird also auch hier als eindimensionales Problem betrachtet. Beide Annahmen sind nicht realistisch, da Wolken auf allen Skalen inhomogen sind und der Photonentransport unbeschränkt in alle Raumrichtungen stattfindet. Es entstehen Unsicherheiten, die von der Auflösung des Sensors und der subskaligen (räumlich nicht aufgelösten) Inhomogenität abhängig sind. Innerhalb der Bildelemente eines typischen Wolkensensors (Abbildung 1.1a) verbirgt sich unter Umständen enorme Komplexität (Abbildung 1.1b). Die Annahme der Homogenität innerhalb eines Bildelements ist hier offensichtlich nicht erfüllt. Der Einfluss des ebenfalls nicht zu vernachlässigenden Horizontaltransports äußert sich hier in hellen Flanken und dunklen Schattenbereichen. Die Annahme homogener und, im Sinne des eindimensionalen Strahlungstransports, planparallel bewölkter Bildelemente führt zum so genannten „planparallelen Fehler“. Die Annahme unabhängiger Bildelemente führt entsprechend zum so genannten „*independent pixel* Fehler“.

1.1 Stand der Wissenschaft

Schon früh zeigten McKee und Cox (1974), Wendling (1977) und Davies (1978), dass die Vernachlässigung des Horizontaltransports der Strahlung zu großen Unsicherheiten führen kann. Sie führten für würfelförmige Wolkenvolumen dreidimensionale Strahlungstransportrechnungen durch und verglichen die Ergebnisse mit eindimensionalen Näherungen. Coakley Jr. (1991) untersuchte die Auswirkungen der Vernachlässigung horizontaler Inhomogenität innerhalb geschlossener Wolkendecken indem er die Reflektivität durchbrochener mit der geschlossener Stratocumulusdecken in Satellitendaten verglich. Cahalan et al. (1994a) zeigten, dass sich die Inhomogenität in der Strahlungstransportrechnung zum Teil berücksichtigen lässt, wenn der Strahlungstransport in eindimensionaler Näherung für viele Unterelemente der Wolkenfelder separat gelöst wird. Dabei wird, anstelle der für die gesamte Szene gemittelten (also planparallel homogenen) Wolkeneigenschaften, der Strahlungstransport für viele unabhängige Einzelsäulen ebenfalls eindimensional berechnet (*independent pixel approximation*). Sie bezeichneten die Abweichung der planparallelen Betrachtung von der *independent pixel approximation* als den „planparallelen Fehler“, da er durch die planparallel homogen gemittelte Betrachtung der Wolkeneigenschaften entsteht. Coakley Jr. (1991) und Cahalan et al. (1994a) fanden, dass der planparallele Fehler zu einer relativen Überschätzung der Wolkenalbedo um etwa 15% führt. Das bedeutet, die Reflektivität einer inhomogenen Wolke ist meist systematisch kleiner als die einer homogenen Wolke des gleichen Flüssigwassergehalts. Cahalan et al. (1994b) betrachteten den Einfluss des Horizontaltransports zwischen den Einzelsäulen der *independent pixel approximation* – sie untersuchten also den dreidimensionalen Strahlungstransport im Vergleich zur eindimensionalen Näherung. Sie stuften die auftretenden Abweichungen als klein gegenüber dem planparallelen Fehler ein – zumindest

für die von ihnen untersuchten vereinfachten Fälle geschlossener maritimer Stratocumulus-Bewölkung mit flacher Wolkenoberkante.

Neuere Untersuchungen zeigten, dass der reale dreidimensionale Strahlungstransport zu einem geglätteten Feld der Strahldichte im Vergleich zur *independent pixel approximation* führt. Photonen, die die Wolke an einem bestimmten Punkt verlassen, tragen auch immer Information über die Umgebung dieses Punktes. Diese Glättungseffekte wurden von Marshak et al. (1995) theoretisch untersucht. Davis et al. (1997) fanden einen Beleg für eine Glättung kleinskaliger Variabilität der Reflektivitätsfelder in *Landsat* Szenen unterhalb einer gewissen Größenordnung. Marshak et al. (1995, 1998a) untersuchten diesen Effekt, definierten eine Funktion, die die Glättung durch eine Faltung mit derselben beschreibt, und schlugen vor, diese Funktion zur Verbesserung von Standard-Fernerkundungsverfahren durch eine Entfaltung zu nutzen. Loeb et al. (1998) und Varnai (2000) beschrieben den gegenläufigen Einfluss der Wolkenoberkantenstruktur bei niedrigem Sonnenstand. Das Strahlungsfeld erscheint unter diesen Bedingungen rauer, da die Gegensätze zwischen beleuchteten und unbeleuchteten Wolkenteilen größer werden (siehe auch Abbildung 1.1b).

Basis solcher Untersuchungen ist die Simulation des Strahlungstransports (ein- und dreidimensional) für zuvor definierte Wolkenstrukturen. Cahalan et al. (2004) geben einen Überblick über die verschiedenen dreidimensionalen Strahlungstransportmodelle und ihre Genauigkeit. Am verbreitetsten sind Monte Carlo Methoden. Über die korrekte Behandlung des Strahlungstransports hinaus sind Untersuchungen der Wechselwirkung zwischen Strahlung und Wolken immer auf die Kenntnis realistischer Wolkenstrukturen angewiesen. Das bedeutet, die dreidimensionale Verteilung des Wolkenwassers und der Größe der Wolkenpartikel (Eiskristalle oder Tröpfchen) sollte in möglichst realistischer Form vorliegen. Erste Ansätze dazu waren die würfelförmigen Wolkenstrukturen von McKee und Cox (1974), Wendling (1977) und Davies (1978). Komplexere Wolkenstrukturen wurden zum Beispiel mit statistischen Modellen erzeugt, wie das *bounded cascade* Modell (Cahalan et al., 1994a). Es fand Verwendung in den schon zitierten Arbeiten von Marshak et al. (1995, 1998a). Ein anderes Beispiel ist ein statistischer Wolkengenerator, der Wolkenfelder basierend auf Messdaten eines Wolkenradars erzeugt (Evans und Wiscombe, 2004). Hinkelman (2003) untersuchte unter anderem mit Hilfe dieses Modells den Einfluss der Scherung von Wolkenstrukturen auf die Strahlungsbilanz. Auch die Arbeit von Di Giuseppe und Tompkins (2003a) ist ein weiteres Beispiel für den Einsatz eines statistischen Wolkenmodells.

Numerische Wolkenmodelle (z.B. Grobstruktursimulationen – *large eddy simulations*, LES) stellen vollständige Wolkenstrukturen zur Verfügung. Solche Wolkenfelder sind ebenfalls nicht notwendigerweise realistisch – gerade hinsichtlich der kleinskaligen Variabilität, bieten aber physikalisch konsistente mikrophysikalische Eigenschaften. Da ihr Einsatz zusätzlich sehr zeitaufwendig ist, beschränkten sich Untersuchungen solcher Wolkenstrukturen bisher oft auf Fallstudien (z.B. O’Hirok und Gautier, 1998; Wyser et al., 2002; Barker et al., 2003a; Tompkins und di Giuseppe, 2003) mit geringer räumlicher Auflösung ($\gg 100\text{ m}$) oder sogar auf zweidimensionale Experimente (Coley, 1997; Duda et al., 1996). Nur Scheirer und Macke (2001) untersuchten eine große Zahl von numerisch modellierten Wolkenstrukturen auf dreidimensionale Strahlungseffekte. Die horizontale Auflösung ist bei letzteren jedoch auf 1 km beschränkt und umfasst daher nicht alle für den Strahlungstransport relevanten Skalen. Scheirer und Schmidt (2004) und Venema et al. (2004) versuchten, in-situ Messda-

ten mit Hilfe statistischer Wolkenmodelle sinnvoll zu dreidimensionalen Wolkenstrukturen zu ergänzen.

Die direkte Verwendung von Messungen hat den Vorteil, dass die Struktur der Wolkenzenen per Definition realistisch ist (innerhalb der Messgenauigkeit). Allerdings bestehen immer Informationslücken. Zum Beispiel leiteten Zuidema und Evans (1998) Strukturen aus den Messdaten eines senkrecht nach oben blickenden Wolkenradars ab. Sie blieben aber, selbst unter der Annahme, aus den auf diese Art entstehenden Zeitserien realistische räumliche Wolkenstrukturen ableiten zu können, bei ihrer Betrachtung auf zwei Dimensionen beschränkt. Barker und Liu (1995) wiederum leiteten eine Wolkenstruktur aus einer *Landsat* Aufnahme ab, mussten dazu aber Annahmen zur Vertikalstruktur treffen. Bei letzterer Vorgehensweise, der Ableitung realistischer Variabilität aus Daten der passiven Fernerkundung, müssten natürlich die Effekte des dreidimensionalen Strahlungstransportes selbst beachtet werden, was bei Barker und Liu (1995) nicht geschah.

Die meisten bisher genannten Untersuchungen beschäftigten sich mit solaren Strahlungsbilanzgrößen: Untersucht wurde der Einfluss der Wolkeninhomogenität auf die Wolkenalbedo oder auf die kurzwellige Absorption (Marshak et al., 1997a, 1998c; Fu et al., 2000). Wolkenstrukturen waren fast immer auf relativ grober horizontaler Auflösung gegeben – von 350 m (Di Giuseppe und Tompkins, 2003a) bis 1 km (bei den meisten anderen) – und die betrachteten Wolkenstrukturen waren sehr klein (z.B. zweidimensionale Schnitte, z.B. Marshak et al., 1995; Davis et al., 1997). Meist wurden Einzelfälle betrachtet und theoretische Detailstudien vorgenommen, da die erforderlichen dreidimensionalen Strahlungstransportrechnungen sehr zeitaufwendig sind. Während Flächenmittel der Transmission oder Albedo sehr schnell berechnet werden können, stellen räumlich aufgelöste Strahldichten nach wie vor eine Herausforderung dar. Auf der Basis der globalen Wolkenklimatologie aus Fernerkundungsdaten *ISCCP* untersuchte Rossow et al. (2002) den Einfluss mesoskaliger (30-300 km) Variationen der Bewölkung auf die Strahlungsbilanz der Erde.

Mit dem Einfluss inhomogener Bewölkung auf die Fernerkundung beschäftigten sich weit weniger Autoren. Loeb et al. (1998) und Varnai (2000) untersuchten den Einfluss kleinskaliger horizontaler Variabilität des Flüssigwassergehalts und variabler Struktur der Wolkenoberkante auf die Reflektivität. In Detailstudien für einzelne künstlich erzeugte idealisierte Wolkenfälle beschrieben sie die gegenläufigen Effekte der Glättung und Aufrauung durch den dreidimensionalen Strahlungstransport. Sie unterstrichen die große Bedeutung der Wolkenoberkantenstruktur, insbesondere für flachen Sonnenstand und nicht-senkrechte Beobachtungsgeometrien. Varnai und Marshak (2001) präsentierten erste systematische Untersuchungen auf Basis verschiedener statistisch erzeugter Wolkenzenen. Sie untersuchten die Ableitung der optischen Dicke für einen bestimmten Sensor (*MODIS*), ließen aber die Frage der Repräsentativität ihrer Ergebnisse für real auftretende Wolkenstrukturen offen. Varnai und Marshak (2002) schließlich beschäftigten sich mit einer statistischen Methode zur Analyse von Satellitendaten. Sie versuchten auf Basis der langwelligen Strahlungstemperatur eines Bildelements und seiner Umgebung Wahrscheinlichkeiten anzugeben, ob es aufgrund geometrischer Effekte zu Aufhellung oder Abschattung desselben Bildelements im solaren Spektralbereich gekommen ist. Auf diese Weise wird ein Anhaltspunkt gefunden, ob der beobachtete Wert nach oben oder unten zu korrigieren ist, um auf korrekte Wolkeneigenschaften schließen zu können. Ein Fernerkundungsverfahren, das für realistische in-

homogene Bewölkungssituationen entwickelt wurde, stellten Faure et al. (2001, 2002) vor. Es beruht ebenfalls auf statistisch erzeugten Wolkendatensätzen und auf diesen basierenden dreidimensionalen Strahlungstransportsimulationen. Der Zusammenhang zwischen abzuleitenden Parametern und berechneten Reflektivitätsfeldern wird hier durch ein neuronales Netz hergestellt. Auch auf Basis statistisch erzeugter Wolkenszenen beruht das Fernerkundungsverfahren, das jüngst Iwabuchi und Hayasaka (2003) vorgeschlagen haben. Sie zeigen eine Möglichkeit, verschiedene Effekte des dreidimensionalen Strahlungstransports zu parametrisieren und diese auch bei der inversen Ableitung von Wolkeneigenschaften zu verwenden.

1.2 Ziele und Vorgehen

In der vorliegenden Arbeit wird der Einfluss inhomogener Bewölkung auf die Fernerkundung von Wolkeneigenschaften untersucht und die Auswirkung potentieller Fehler der Fernerkundung auf die Ableitung von Größen der solaren Strahlungsbilanz betrachtet. Zum ersten Mal wird dies mit Hilfe eines Datensatzes geschehen, der eine große Zahl realistischer, da direkt aus Messdaten abgeleiteter, dreidimensionaler Wolkenstrukturen maritimer Grenzschichtbewölkung enthält und daher eine für den betrachteten Wolkentyp repräsentative Basis der Untersuchung darstellt. Die Arbeit wird sich mit der Vertiefung des Verständnisses für die Zusammenhänge zwischen realistischen Wolken und realem Strahlungsfeld beschäftigen, um auf dieser Basis die Verbesserung von Fernerkundungsverfahren zu ermöglichen und dabei die Kenntnis realistischer Wolkeneigenschaften und ihrer kleinskaligen Variabilität zu erweitern. Im Speziellen wird sie der Frage nachgehen, wie sich die vereinfachenden Annahmen der Fernerkundung auf die Genauigkeit der abgeleiteten Wolkeneigenschaften auswirken. Die Auswirkungen auf Standard-Verfahren zur Ableitung der optischen Dicke und des effektiven Radius, die Reflektivitätsdaten verschiedener Auflösungen und unterschiedlicher Blickrichtungen nutzen, werden im Detail studiert. Auflösungen zwischen 30 m (z.B. *Landsat*) und mehreren Kilometern (*MISR*, *MODIS*, *AVHRR*, *MSG-SEVIRI*) werden betrachtet.

Gegenstand der Untersuchung wird maritime einschichtige Grenzschichtbewölkung sein. Die Konzentration auf diesen Fall erfolgt, um in einem ersten Schritt die dreidimensionalen Effekte des Strahlungstransports isoliert betrachten zu können. Komplexere Wolkensituationen, die variable Bodenalbedo, Topographie, Mehrschichtbewölkung oder Eiswolken enthalten, würden vielfältige andere Einflussfaktoren schaffen. Wie Abbildung 1.2 zeigt, bedeckt aber eben die einschichtige Grenzschichtbewölkung insbesondere einen großen Teil der Ozeanoberfläche und im Mittel damit fast 30% der gesamten Erdoberfläche (Rossow und Schiffer, 1999). Sie ist daher auch für sich betrachtet von großem Interesse.

Ein wesentliches Einsatzgebiet von globalen Fernerkundungs-Informationen über die Wolkenmikrophysik ist die Ableitung der Strahlungsbilanz aus den gemessenen Eigenschaften. Daher wird auch die Auswirkung der Unsicherheiten der Fernerkundung aufgrund von Wolkeninhomogenität auf die Bestimmung des solaren Teils der Strahlungsbilanz (Wolkenalbedo, Transmission) untersucht. Die Beschränkung auf den solaren Spektralbereich erfolgt hier, wie auch bei fast allen im vorhergehenden Abschnitt erwähnten Arbeiten, da der Einfluss von Grenzschichtbewölkung im langwelligen terrestrischen Spektralbereich gering ist, gleichzeitig aber der Rechenaufwand für dreidimensionale Strahlungstransportsimulationen im langwelligen Bereich sehr groß wird.

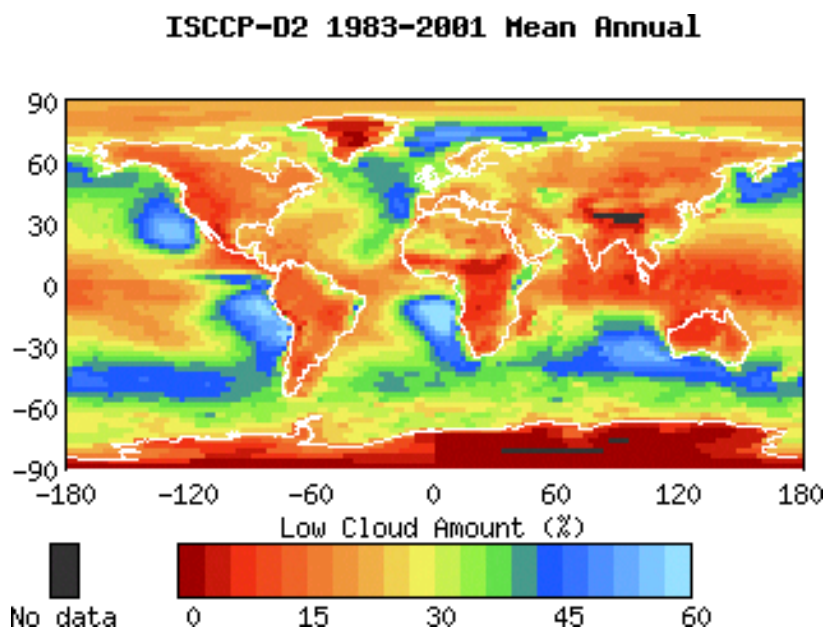


Abbildung 1.2: Daten des *International Satellite Cloud Climatology Project (ISCCP)*: Globale Häufigkeit des Auftretens tiefer Wolken am Tage über die Jahre 1983 – 2001 (Rossow und Schiffer, 1991; <http://isccp.giss.nasa.gov/products/onlineData.html>). Da diese Daten auf satellitengestützter Fernerkundung basieren, ist hier speziell das Auftreten tiefer Bewölkung (Stratus, Stratocumulus) ohne darüber liegende Wolkenschichten gezeigt.

Dreidimensionale Wolkenstrukturen werden in der vorliegenden Arbeit aus gemessenen Daten abgeleitet. Dadurch wird erreicht, dass die wichtigsten Wolkeneigenschaften und die natürliche Variabilität der untersuchten maritimen Stratus- und Stratocumulus-Bewölkung sehr realistisch wiedergegeben wird. Um sicher zu stellen, dass der Strahlungstransport korrekt simuliert werden kann, wird die Variabilität bis in den Bereich der mittleren freien Photonenweglänge aufgelöst, die durch die mittlere Entfernung zwischen zwei Wechselwirkungen eines Photons mit den Bestandteilen der Atmosphäre bestimmt ist (in den hier betrachteten Wolken 10 bis 50 m). Zu diesem Zweck wird ein völlig neues Verfahren vorgestellt, das es erlaubt, realistische dreidimensionale Wolkenstrukturen aus hochaufgelösten Reflektivitätsmessungen abzuleiten (horizontale Auflösung 15 m). Die dreidimensionalen Strahlungstransporteffekte werden in diesem Verfahren quantitativ berücksichtigt. Gleichzeitig wird eine realistische Struktur der Oberkante und ein Profil mikrophysikalischer Eigenschaften bestimmt.

In Kapitel 2 werden die Grundbegriffe der Strahlung im solaren Spektralbereich und der Strahlungseigenschaften von Atmosphäre und Wolken eingeführt. Anschließend werden verschiedene Verfahren zur Messung und Modellierung von Wolken und deren Unsicherheiten vorgestellt. Die Datenquelle für die Ableitung der Wolkenstrukturen wird ebenfalls in diesem Zusammenhang präsentiert (*Compact Airborne Spectrographic Imager – CASI*, Babey und Anger, 1989; Anger et al., 1994; Schröder et al., 2004). Die Strahlungstransporttheorie und -modellierung sowie die passive Fernerkundung wird beschrieben und mögliche Fehlerquellen werden aufgezeigt.

Kapitel 3 fasst alle Modelle und Methoden zusammen, die in dieser Arbeit eingesetzt werden. Dazu gehören verschiedene Strahlungstransportmodelle: Ein schneller eindimensionaler Algorithmus (*DISORT*, Stamnes et al., 1988) und ein dreidimensionales Strahlungstransportmodell (*MYSTIC*, Mayer, 1999; 2000; Cahalan et al., 2004). Für Sensitivitätsstudien wurde ein statistisches Wolkenmodell entwickelt, das ein- oder zweidimensionale Verteilungen des Flüssigwassers erzeugt (*TOSQUARE*) sowie ein adiabatisches Profilmmodell, um eine realistische vertikale Struktur der Wolken herzuleiten (*TOCUBE*). Die Implementierung konventioneller Fernerkundungsverfahren für diese Arbeit wird ebenfalls dokumentiert. Am Ende des Kapitels wird die Neuentwicklung des Verfahrens zur Fernerkundung dreidimensionaler Wolkenstrukturen beschrieben. Ausgangspunkt sind detaillierte theoretische Studien zum dreidimensionalen Strahlungstransport auf Größenordnungen zwischen der mittleren freien Weglänge und 10 km. Auf dieser Basis wird ein Verfahren entwickelt, das die gegenläufigen Effekte der Glättung und Aufrauung des Strahlungsfeldes durch den dreidimensionalen Strahlungstransport berücksichtigt. Auf diese Weise werden vollständige dreidimensionale Wolken Datensätze aus den zweidimensionalen Reflektivitätsmessungen des flugzeuggetragenen *CASI* Sensors abgeleitet.

Kapitel 4 zeigt die Ergebnisse einiger Vorstudien und der systematischen Untersuchungen zur Fernerkundung realistischer Wolkenstrukturen mit Standardverfahren. Die Fehler der Fernerkundung für verschiedene Sensortypen werden für eine große Zahl von Wolkenfällen als Funktion von Sonnenstand und Beobachtungsgeometrie dargestellt. Die Auswirkung dieser Fehler der Fernerkundung auf die Ableitung der solaren Strahlungsbilanz wird betrachtet. Es erfolgt eine Einordnung der Aussagen bezüglich der Repräsentativität der untersuchten Wolkenstrukturen für das globale Auftreten von maritimen Stratus und Stratocumulus. Ein Ausblick auf andere Wolkentypen (hochreichende Konvektion) und die für diese zu erwartenden Fehler schließen das Kapitel. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse, die Diskussion und ein Ausblick auf weiterführende Arbeiten runden die Arbeit ab.

Kapitel 2

Grundlagen

Dieses Kapitel führt die Grundkonzepte der Wechselwirkung solarer Strahlung mit der bewölkten Atmosphäre ein, im Speziellen hinsichtlich der Fernerkundung von Wolkenparametern im solaren Spektralbereich. Mit Blick auf die Ableitung von realistischen dreidimensionalen Wolkenstrukturen werden verschiedene Messverfahren für wolkenmikrophysikalische Parameter vorgestellt. Denselben Zweck kann die Modellierung von Wolkenstrukturen erfüllen. Deshalb werden auch dazu einige bekannte Ansätze präsentiert.

2.1 Solare Strahlung

Die Physik der elektromagnetischen Strahlung, betrachtet als Welle oder Photonenstrom, und ihrer Wechselwirkung mit der Materie spielt sich bei sehr verschiedenen Größenskalen und Wellenlängen ab. So unterschiedliche Fachgebiete wie die Atom- und Kernphysik, Medizin, Optik und auf letzterer basierend die aktive oder passive Fernerkundung haben dazu geführt, dass für die verschiedenen Spektralbereiche eine Vielzahl von Notationen und Größen definiert wurde. Die optische Strahlung ist eingeteilt in die Spektralbereiche ultravioletter (UV: 0,1–0,38 μm Wellenlänge), sichtbarer (VIS: 0,38–0,78 μm) und infraroter (IR 0,78–100 μm) Strahlung (nach DIN 5030). Die Sonne kann näherungsweise als schwarzer Strahler bei einer Temperatur von 5800 Kelvin betrachtet werden. Der Bereich solarer Strahlung erstreckt sich daher im Wesentlichen vom nahen Ultraviolett (0,3–0,38 μm) bis ins nahe Infrarot (0,78–3 μm). Die Randbereiche reichen bis etwa 0,2 μm ins ferne Ultraviolett und bis 4 μm ins mittlere Infrarot. Der Bereich der terrestrischen Strahlung beginnt im mittleren Infrarot und reicht bis ins ferne Infrarot (3–100 μm). Wie in Abbildung 2.1 zu sehen, lassen sich in der Atmosphäre solarer und terrestrischer Spektralbereich für die meisten praktischen Anwendungen getrennt betrachten.

Aus einer Vielzahl von Größen zur Beschreibung eines Strahlungsfeldes sind im Folgenden die im Zusammenhang mit dieser Arbeit relevanten beschrieben. Strahlung wird mittels der Größen „Strahldichte“ und „Bestrahlungsstärke“ beschrieben. Die Bestrahlungsstärke F wird oft auch als „Strahlungsflussdichte“ bezeichnet und beschreibt den Fluss von Strahlungsenergie dW pro Zeit dt durch eine bestimmte Fläche dA . Also gilt (mit den entspre-

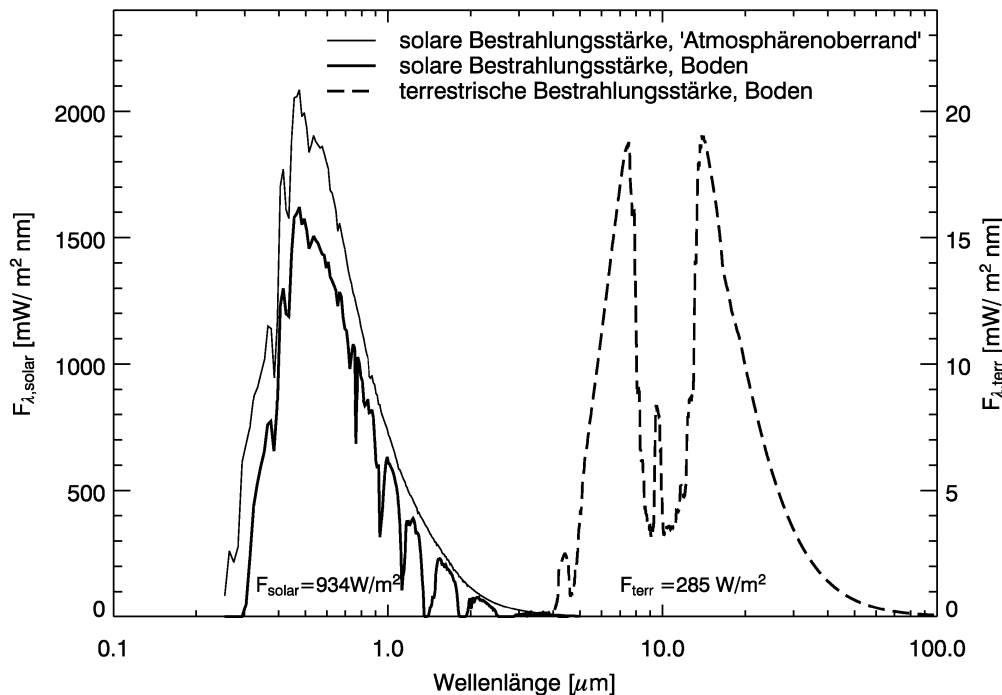


Abbildung 2.1: Spektrale Bestrahlungsstärke aus dem oberen Halbraum im solaren Spektralbereich (Sonnenzenitwinkel 30°) und im terrestrischen Spektralbereich, für Standardatmosphärenbedingungen, terrestrisches Spektrum 100fach überhört.

chenden Einheiten, nach DIN 5031):

$$F = \frac{d^2W}{dt dA}, \quad \left[\frac{W}{m^2} \right]. \quad (2.1)$$

Eine Strahldichte L berücksichtigt außerdem den Raumwinkelbereich $d\Omega$, aus dem die Strahlung einfällt (DIN 5031):

$$L = \frac{d^3W}{dt dA \cos\vartheta d\Omega}, \quad \left[\frac{W}{m^2 sr} \right]. \quad (2.2)$$

Während die Bestrahlungsstärke sich auf eine beliebig orientierte Fläche bezieht, ist die Strahldichte auf die Fläche senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Strahlung bezogen (Faktor $\cos\vartheta$). Die Strahldichte beschreibt das (unpolarisierte) Strahlungsfeld vollständig. Die Strahldichte L wird oft in ihrer spektralen Abhängigkeit $L_\lambda = \frac{dL}{d\lambda}$ betrachtet. L_λ hat folglich die Einheit $[W/m^2 nm sr]$. Im Folgenden sind grundsätzlich alle Parameter spektral zu verstehen.

Der Transport solarer Strahlung als elektromagnetische Welle oder Photonenstrom wird durch die verschiedenen Bestandteile der Atmosphäre beeinflusst. Sie absorbieren oder streuen die einfallende Strahlung und emittieren selbst in Abhängigkeit von ihrer Temperatur. Ausgedrückt wird das Potential eines Mediums, Strahlung zu streuen oder zu absorbieren, durch den Extinktionskoeffizienten:

$$\beta_{\text{ext}} = \int_0^\infty \sigma_{\text{ext}}(r) n(r) dr = \int_0^\infty Q_{\text{ext}}(r) n(r) \pi r^2 dr, \quad \left[\frac{1}{m} \right], \quad (2.3)$$

Die Größen Q_{ext} [-] und σ_{ext} [m^2] sind die Extinktionseffizienz und der Extinktionswirkungsquerschnitt und beschreiben die Effektivität, mit der Teilchen bestimmter Größe r zur effektiven Querschnittsfläche einer Teilchengrößenverteilung $n(r)$ [$1/m^3\mu m$] beitragen (Liou, 1992). Die Extinktion selbst setzt sich zusammen aus Streuung und Absorption: $\beta_{\text{ext}} = \beta_{\text{str}} + \beta_{\text{abs}}$. Gleichung 2.3 kann in gleicher Weise auch für Absorptions- und Streukoeffizienten formuliert werden. Absorptions- und Streuwirkungsquerschnitte sind Funktionen der Wellenlänge, des Materials (Gasmoleküle, Wassertropfen), des Drucks und der Temperatur (Thomas und Stammes, 1999). Bei der Absorption wird elektromagnetische Strahlungsenergie in kinetische Energie der Moleküle umgesetzt, führt also zur Erwärmung des Absorbers. Streueignisse, wie sie in dieser Arbeit berücksichtigt sind, sind elastische Streuungen. Das bedeutet, die Strahlungsenergie bleibt erhalten. Inelastische (Raman) Streuung an Molekülen wird nicht behandelt, da sie eine untergeordnete Rolle spielt. Die Streufunktion P beschreibt die Abhängigkeit der Streustrahlungskomponenten vom Streuwinkel ϑ . Die Einfachstreueralbedo ω_0 beschreibt den Anteil der Streuung an der Extinktion (Thomas und Stammes, 1999):

$$\omega_0 = \frac{\beta_{\text{str}}}{\beta_{\text{ext}}}. \quad (2.4)$$

Das dimensionslose Integral des Extinktionskoeffizienten entlang des Weges wird auch als optische Dicke τ bezeichnet:

$$\tau = \int_0^z \beta_{\text{ext}} dz. \quad (2.5)$$

Das Lambert-Beer Gesetz

$$\frac{dL}{ds} = -\beta_{\text{ext}} L, \quad (2.6)$$

beziehungsweise nach der Integration über den Weg

$$L(z) = L(0) e^{-\int_0^z \beta_{\text{ext}} dz} = L(0) e^{-\tau}, \quad (2.7)$$

drückt die Abschwächung der Strahldichte $L(z)$ entlang des Weges aus. Die mittlere freie Weglänge l folgt aus dem Lambert-Beer Gesetz. Der Anteil der Photonen N_{ph} , der auf der Wegstrecke s beim Durchgang durch ein Medium mit dem Extinktionskoeffizienten β_{ext} absorbiert oder gestreut wird, beträgt $(1 - e^{-\beta_{\text{ext}} s}) N_{\text{ph}}$. Das bedeutet, die Wahrscheinlichkeit für ein Photon zwischen s und $s + ds$ eine Wechselwirkung zu erleben, lässt sich durch die Ableitung dieses Terms ausdrücken. Die mittlere freie Weglänge ist dann das Integral über alle möglichen Weglängen gewichtet mit der Wahrscheinlichkeit

$$l = \int_0^\infty s \beta_{\text{ext}} e^{-\beta_{\text{ext}} s} ds = \frac{1}{\beta_{\text{ext}}}. \quad (2.8)$$

Die Strahldichte wird einerseits durch Absorption und Streuung aus dem Strahlengang (Extinktion) vermindert, andererseits aber durch Streuung in den Strahlengang und thermische Emission erhöht. Berücksichtigt man dies, erhält man schließlich die Strahlungstransportgleichung (Chandrasekhar, 1960):

$$\begin{aligned} \frac{dL(\theta, \phi)}{\beta_{\text{ext}} ds} = & -L(\theta, \phi) + \\ & \frac{\omega_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi P(\theta', \phi', \theta, \phi) L(\theta', \phi') \sin\theta' d\theta' d\phi' + (1 - \omega_0)B(T) \end{aligned} \quad (2.9)$$

Der erste Term der rechten Gleichungsseite beschreibt die Abschwächung nach Lambert-Beer. Die Quellen zusätzlicher Strahlungsenergie werden beschrieben durch den zweiten und dritten Term. Dabei gibt der zweite die Streuung gemäß der Streufunktion $P(\theta', \phi', \theta, \phi)$ wieder. θ', ϕ' und θ, ϕ stehen für die Richtung der Photonen im Raum vor beziehungsweise nach der Streuung (Zenitwinkel - θ, θ' ; Azimutwinkel - ϕ und ϕ'). Zwischen beiden Richtungen liegt der Streuwinkel ϑ . Bei nicht orientierten Teilchen gilt daher auch $P(\vartheta) = P(\theta', \phi', \theta, \phi)$. Der dritte Term steht für die Emission der Atmosphäre mit dem Emissionskoeffizient $\beta_{\text{ext}}(1-\omega_0) = \beta_{\text{abs}}$. $B(T)$ ist dabei die *Planck'sche Strahlungsformel* für die Abstrahlung eines schwarzen Körpers mit der Temperatur T . Im betrachteten solaren Spektralbereich ist die Emission der Atmosphäre vernachlässigbar, wie aus der Abbildung 2.1 hervorgeht. Für Gleichung 2.9 gibt es keine allgemeine analytische Lösung. Sie kann, außer in Spezialfällen, nur durch numerische Verfahren angenähert werden.

Die Reflexionseigenschaften des Bodens und die einfallende solare Strahlung sind Randbedingungen des Strahlungstransportproblems. Die Reflexion des Bodens wird im einfachsten Fall durch eine Lambert'sche Albedo ausgedrückt, die den Anteil der isotrop in die Atmosphäre zurückgestreuten Strahlung beschreibt, oder korrekterweise durch eine bidirektionale Reflexionsverteilungsfunktion (BRDF, Thomas und Stamnes, 1999), die die Winkelabhängigkeit der Reflexion berücksichtigt. Die Bestrahlungsstärke der Sonne am Ort der Erde ist gegeben durch die Solarkonstante F_0 , die aus aktuellen Messungen mit einem Wert von $1368 \pm 5 \text{ W/m}^2$ (Thomas und Stamnes, 1999) angegeben wird.

Zur Beschreibung der Strahlungsbilanz des Systems Erde-Atmosphäre werden die Begriffe „Reflexion“, „Transmission“ und „Absorption“ verwendet. Sie beschreiben jeweils den Anteil der einfallenden Bestrahlungsstärke, der in den Weltraum reflektiert wird, der den Boden erreicht beziehungsweise der in der Atmosphäre absorbiert wird. Entsprechend wird im Folgenden auch die Strahldichte häufig als Größe relativ zur einfallenden Bestrahlungsstärke ausgedrückt, als „Reflektivität“, „Transmissivität“ beziehungsweise „Absorptivität“. Während also beispielweise die Reflexion angibt welcher Anteil der eingestrahnten Bestrahlungsstärke in den gesamten oberen Halbraum reflektiert oder transmittiert wird, gibt die Reflektivität an welcher Bruchteil dieser in eine bestimmte Richtung des oberen Halbraums reflektiert wird.

2.2 Atmosphäre und Wolken

Nach der Einführung der Grundlagen des Strahlungstransportes wird jetzt näher auf die Bestandteile der Atmosphäre eingegangen. Der Schwerpunkt liegt dabei auf den Wolken als dem Gegenstand der Untersuchungen in dieser Arbeit. Wolken werden charakterisiert durch die mikrophysikalischen Eigenschaften beziehungsweise die aus diesen ableitbaren optischen Eigenschaften (Abschnitt 2.2.1), wie sie aus Messungen (Abschnitt 2.2.2) oder Wolkenmodellen (Abschnitt 2.2.3) gewonnen werden können. Neben den Wolken sind auch Gase, Aerosole und der Boden im Hinblick auf das Strahlungsfeld zu berücksichtigen.

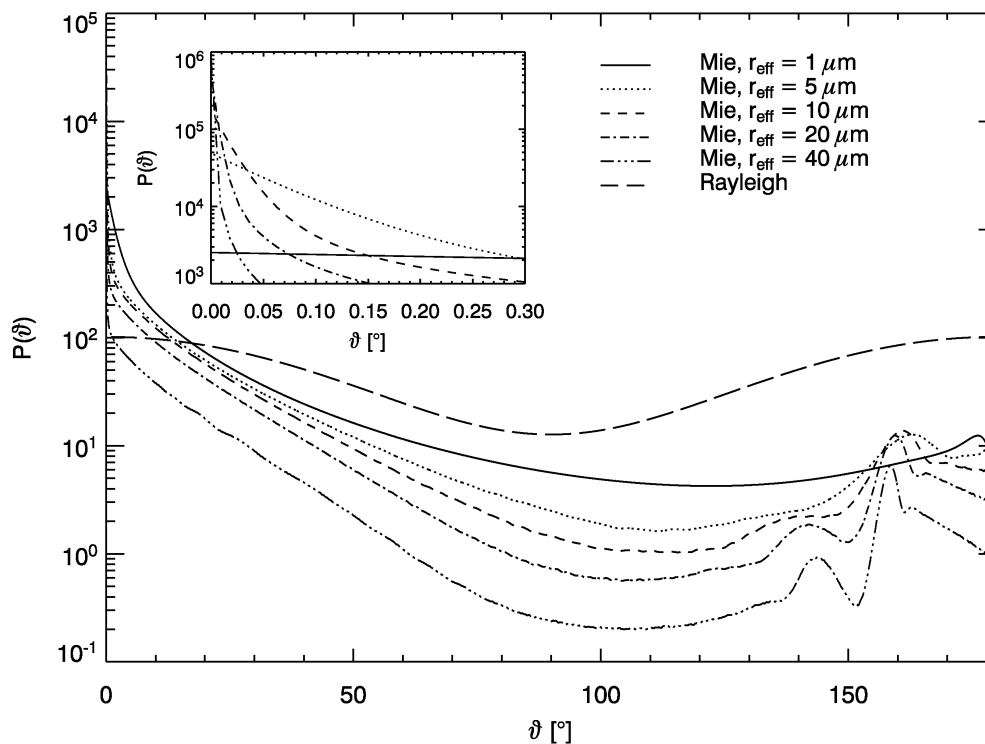


Abbildung 2.2: Beispiele normierter Streufunktionen P abhängig vom Streuwinkel ϑ , für Moleküle (Rayleigh-Streuung) und für Wolkentröpfchen verschiedener Größe (Mie-Streuung). Die kleine Abbildung zeigt die Details des Vorwärtsstrebereichs ($\vartheta < 0.3^\circ$). Berechnet mit dem *CLOUDPRP* Algorithmus nach Evans (1998).

2.2.1 Optische Eigenschaften

Die optischen Eigenschaften von Gasen, Aerosol und Wolken werden durch ihre spektralen Absorptions- und Streukoeffizienten und durch ihre Streufunktionen definiert. Bei der Absorption werden Moleküle zur Änderung ihres elektronischen Zustands, zur Schwingung oder zur Rotation angeregt. Dadurch entstehen schmale Schwingungs- und Rotationslinien (sichtbar als Absorptionsbanden in Abbildung 2.1). Im solaren Spektralbereich sind die Hauptabsorber Ozon (speziell am kurzwelligen Ende des Spektrums), Wasserdampf und Kohlendioxid (am langwelligen Ende des Spektrums) (Liou, 1992). Sauerstoff hat drei schmale Absorptionsbanden bei 628, 688 und 762 nm .

Für die kleinsten Bestandteile der Atmosphäre, die Moleküle, gilt im solaren Spektralbereich das Prinzip der Rayleigh-Streuung (Rayleigh, 1897). Rayleigh-Streuung findet statt, wenn das beteiligte Teilchen sehr viel kleiner ist als die Wellenlänge. Die Streufunktion (siehe auch Abbildung 2.2) kann analytisch dargestellt werden:

$$P_r(\vartheta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2\vartheta). \quad (2.10)$$

Streuung für größere kugelförmige homogene Teilchen beschreibt die Mie-Theorie (Mie, 1908). Solche Partikel, die in derselben Größenordnung wie die Wellenlängen der Strahlung liegen, sind zum Beispiel Aerosol- und Wolkentröpfchen (Radius $< 50 \mu m$). Hier wächst

der Anteil der Vorwärtsstreuung (Streuwinkel $\vartheta < 90^\circ$) mit der Größe der Teilchen an. Das Maß für die Verteilung der Streustrahlung auf den Vorwärts- und den Rückwärtsbereich ist der Asymmetrieparameter

$$g = \frac{\int_0^\pi \cos\vartheta P(\vartheta) \sin\vartheta d\vartheta}{\int_0^\pi P(\vartheta) \sin\vartheta d\vartheta}. \quad (2.11)$$

Dieser über alle Streurichtungen gemittelte Kosinus des Streuwinkels ist positiv ($0 < g \leq 1$), wenn die Vorwärtsstreuung überwiegt, und negativ für überwiegende Rückwärtsstreuung ($-1 \leq g < 0$). Für die Rayleigh-Streuung, die zu gleichen Teilen vorwärts und rückwärts stattfindet, beträgt der Asymmetrieparameter $g=0$.

Die Abhängigkeit der Mie-Streuung von der Wellenlänge wird näherungsweise durch

$$\beta_{\text{str}} \sim \frac{1}{\lambda^\alpha} \quad (2.12)$$

beschrieben, wobei der Faktor α der so genannte Ångströmparameter ist (Ångström, 1929, 1930). Er reicht je nach Größe der streuenden Partikel von $\alpha=4$ für Moleküle bis zu $\alpha=0$ für Wolkentröpfchen. Das bedeutet, dass kurzwellige Strahlung bei Rayleigh-Streuteilchen sehr viel stärker gestreut wird, was sich in blauem Himmel und Abendrot zeigt. Mit wachsender Größe der Streuteilchen wird die Streuung wellenlängenunabhängiger. Wolken erscheinen daher weiß oder grau.

Nach Hansen und Travis (1974) reichen zur Beschreibung der optischen Eigenschaften eines Wolkenvolumens der effektive Radius r_{eff} einer Tröpfchengrößenverteilung $n(r)$ und der Flüssigwassergehalt w aus. Details der Größenverteilung, wie ihre genaue Form, sind von untergeordneter Bedeutung. Ausnahmen bilden hier der Bereich direkter Rückwärtsstreuung, in dem es für sehr schmale Tröpfchengrößenverteilungen zum Phänomen der Glorie kommen kann (Mayer et al., 2004a), oder der Regenbogen. Der effektive Radius einer Verteilung ist definiert als

$$r_{\text{eff}} = \frac{\int_0^\infty n(r) r^3 dr}{\int_0^\infty n(r) r^2 dr}. \quad (2.13)$$

Die Streufunktionen für Wolkentröpfchen unterscheiden sich abhängig von ihrem effektiven Radius (Abbildung 2.2). Der Ausschnitt des Vorwärtstreibereiches zeigt deutlich die Abhängigkeit der Vorwärtstreuung vom effektiven Radius der Tröpfchen.

Die Tröpfchenkonzentration ist das Integral über die Größenverteilung der Tröpfchen $N = \int_0^\infty n(r) dr$. Für Teilchen, die groß sind im Vergleich zur Wellenlänge ($r_{\text{eff}} > \lambda$), wie Wolkentröpfchen im sichtbaren Spektralbereich, gilt näherungsweise $Q_{\text{ext}} \approx 2$ (Hansen und Travis, 1974). Damit lässt sich aus Gleichung 2.3 mit der Definition des Effektivradius Gleichung 2.13 eine Beziehung zwischen Flüssigwassergehalt w , Effektivradius r_{eff} und dem Extinktionskoeffizienten β_{ext} ableiten:

$$w = \frac{4}{3} \rho_w \pi \int_0^\infty n(r) r^3 dr \approx \frac{2}{3} \rho_w r_{\text{eff}} \beta_{\text{ext}}. \quad (2.14)$$

ρ_w ist dabei die Dichte von Wasser. Der Gesamtwassergehalt in einer Säule der Wolke ist der Flüssigwasserpfad

$$\mathcal{W} = \int_0^z w dz. \quad (2.15)$$

Nicht-sphärische Partikel wie Eisteilchen, Regentropfen (Radius $> 500 \mu\text{m}$) oder Aerosolpartikel haben grundlegend andere Streu- und Absorptionseigenschaften. Verfahren wie *Ray-Tracing* (z.B. Macke und Großklaus, 1998) oder die *T-matrix* Methode (Baran et al., 2001) bieten hier Lösungen an, sind aber im Zusammenhang mit der hier vorgestellten Arbeit nicht von Bedeutung, da sich diese auf nichtregnende Wasserwolken beschränkt. Regen- und auch Nieseltröpfchen (*drizzle*, $50 \mu\text{m} < \text{Radius} < 500 \mu\text{m}$) sind bei der Fernerkundung von oben im solaren Spektralbereich von geringer Bedeutung, da sie aufgrund ihrer geringen Konzentration nur wenig zur optischen Dicke, die durch Streuung bestimmt ist, beitragen.

Basierend auf diesen Parametern und der Strahlungstransportgleichung 2.9 lässt sich der Strahlungstransport durch Atmosphäre und Wolken einschließlich der Wechselwirkung mit dem Boden numerisch beschreiben. Die relevanten Einflussparameter zu bestimmen, sei es aus Messungen oder realistischen Modellannahmen, wird zur Grundaufgabe jeder Untersuchung, die sich mit der Wolken-Strahlungs-Wechselwirkung beschäftigt.

2.2.2 Messung von Wolken

Wolken sind aufgrund ihrer dynamischen Entwicklung räumlich wie zeitlich sehr variabel. Zur Untersuchung des Einflusses der Inhomogenität auf den Strahlungstransport ist die Kenntnis ihrer Eigenschaften bis in die Größenordnung der mittleren freien Weglänge der Photonen von Interesse. Für eine Wolke der optischen Dicke $\tau = 20$ und der geometrischen Dicke $d = 500 \text{ m}$ folgt aus Gleichung 2.8 $l = 25 \text{ m}$. Unterhalb dieser Größenordnung auftretende Variabilität beeinflusst nach Marshak et al. (1998b) den Strahlungstransport kaum.

Zur Untersuchung von Wolkeneigenschaften gibt es eine Vielzahl von Messgeräten, aber keine einzelne Messtechnik, die eine Wolkenstruktur als dreidimensionale Verteilung des Flüssigwassergehalts w und des effektiven Radius r_{eff} erfassen könnte. Es ist daher naheliegend zur Rekonstruktion der Wolkenstruktur an eine Kombination verschiedener Datenquellen zu denken. In diesem Abschnitt werden verschiedene Messmethoden vorgestellt, die Probleme der Kombination der unterschiedlichen Daten demonstriert und die im weiteren Verlauf der Arbeit genutzte Datenquelle präsentiert.

Gesucht ist eine Definition einer natürlichen Wolkenstruktur auf einem räumlich hochaufgelösten, dreidimensionalen Gitter (Gitterweite $\Delta x \approx l$). Die Inhomogenität einer Wolkenszene wird im Wesentlichen durch die horizontalen Begrenzungen der Wolkenelemente und die horizontale Verteilung optischer Eigenschaften bestimmt. Ein starker Einfluss der Struktur der Wolkenoberkante z_o auf das dreidimensionale Strahlungsfeld aufgrund von geometrischen Effekten, wie zum Beispiel Abschattungen, ist ebenfalls zu erwarten. Interne Struktur und Wolkenunterkanten z_u vervollständigen das Bild.

Bodenbasierte Systeme wie Radar, Lidar oder Mikrowellenspektrometer messen vertikal integrierte Größen (Mikrowelle) oder zweidimensionale vertikal aufgelöste Schnitte (Kombinationen von Radar, Lidar, Mikrowelle). Während die passive Mikrowellenfernerkundung den Flüssigwasserpfad (z.B. Crewell und Löhnert, 2003) mit der geforderten Auflösung bietet, liefern aktive Systeme, wie Radar oder Lidar, direkt Werte für z_o , z_u und Profilinformativen. Aus Radardaten in Kombination mit Mikrowelle oder anderen Messdaten sind vertikale Schnitte des Flüssigwasserfeldes und der Effektivradien ableitbar (Frisch et al., 1995; Löhnert

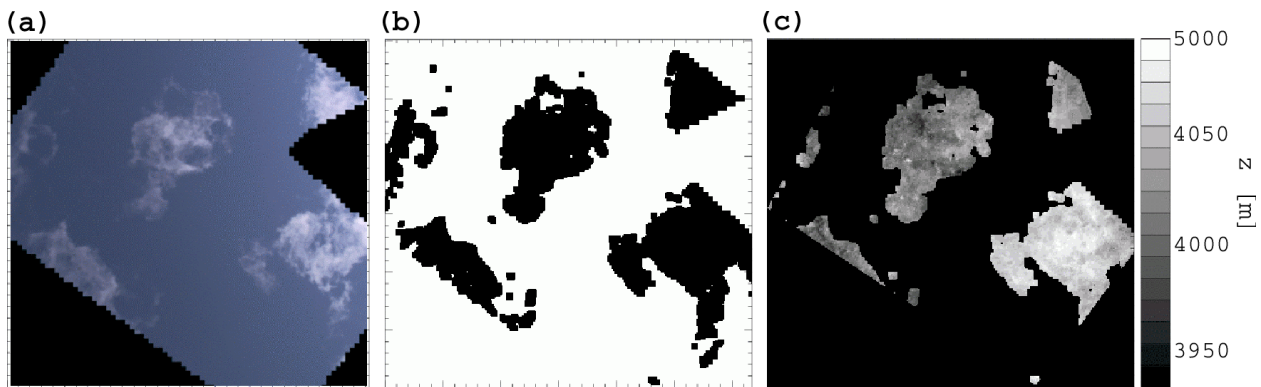


Abbildung 2.3: (a) Foto einer der beiden Kameras des *SkyCam* Stereosystems der ETH Zürich (Seiz, 2003; Mayer et al., 2004b) für mittelhohe Wolken; (b) Separierung bewölkter und unbewölkter Bildelemente; (c) Höhen der Wolkenunterkante aus Stereoauswertung. Die Größe des dargestellten Ausschnitts beträgt etwa $1 \times 1 \text{ km}^2$.

et al., 2004). Diese Systeme sind aber bisher meist an einem festem Ort mit vorgegebener Blickrichtung installiert und bieten daher eine ortsfeste Information über die Zeit und keine instantane Messung über einen bestimmten räumlichen Bereich, die eine gegebene Wolkensituation am besten charakterisieren würde (Hannay et al., 2004). Schwierig ist außerdem die Ableitung der fehlenden horizontalen Dimension und die sinnvolle Ergänzung der großen Bereiche ohne Messinformation, zum Beispiel über die Verwendung von statistischen Modellen (Evans et al., 2000; 2001; Venema et al., 2004; siehe auch Abschnitt 2.2.3). In-situ Messungen des Wolkenwassers, mittels an Flugzeugen montierter Sonden, geben zwar direkte Informationen über die Mikrophysik auf höchster räumlich-zeitlicher Auflösung, liefern aber aufgrund ihres eindimensionalen Charakters keine flächendeckende oder gar volumenfüllende Information (zum Beispiel Scheirer und Schmidt, 2004). Flächenhafte Informationen über die Wolkenunterkante und Begrenzung der Wolkenelemente können mit sehr guter räumlicher Auflösung durch bodengestützte Stereokameraverfahren gewonnen werden. Die Bildausschnitte sind jedoch in ihrer Größe meist sehr beschränkt und damit für bodennahe Bewölkung nur eingeschränkt tauglich (z.B. Seiz, 2003 und Abbildung 2.3).

Fernerkundungsinstrumente wie *MODIS*, *MISR*, *MERIS* (Fischer et al., 1997a; King et al., 1997; Platnick et al., 2003) oder *AVHRR* (Goodrum et al., 2000) auf polarumlaufenden Satelliten (*TERRA/AQUA*, *ENVISAT* beziehungsweise *NOAA*, Akronyme siehe Abschnitt „Abkürzungen und Eigennamen“) leiten ihrerseits im operationellen Betrieb Horizontalverteilungen der interessanten Größen für beinahe beliebig große Szenen ab, bieten aber nur eine begrenzte horizontale Auflösung von 500 bis 1000 m. Ähnlich verhält es sich mit Messungen der Wolkenoberkante beispielsweise mittels satellitengestützter Stereoverfahren (*MISR*: Seiz, 2003; Moroney et al., 2002) oder abgeleitet aus dem Luftdruck an der Wolkenoberkante aus Messungen in der Sauerstoff-A-Bande (*MERIS*: Fischer et al., 1997b). Ein Versuch solche Daten grober Auflösung zu kombinieren ist in Abbildung 2.4 zu sehen. Einige Aspekte der Struktur eines Wolkenfeldes sind im Prinzip wiedergegeben. Für eine Untersuchung des Inhomogenitätseinflusses der Wolken auf die Fernerkundung und die Strahlungsbilanz reichen die Auflösung der Informationen nicht aus. Die Auflösungsgrenzen der *MODIS* Daten ($1000 \text{ m} \gg l$) sind in der horizontalen Wolkenverteilung zu erkennen. Das Aspektverhältnis der

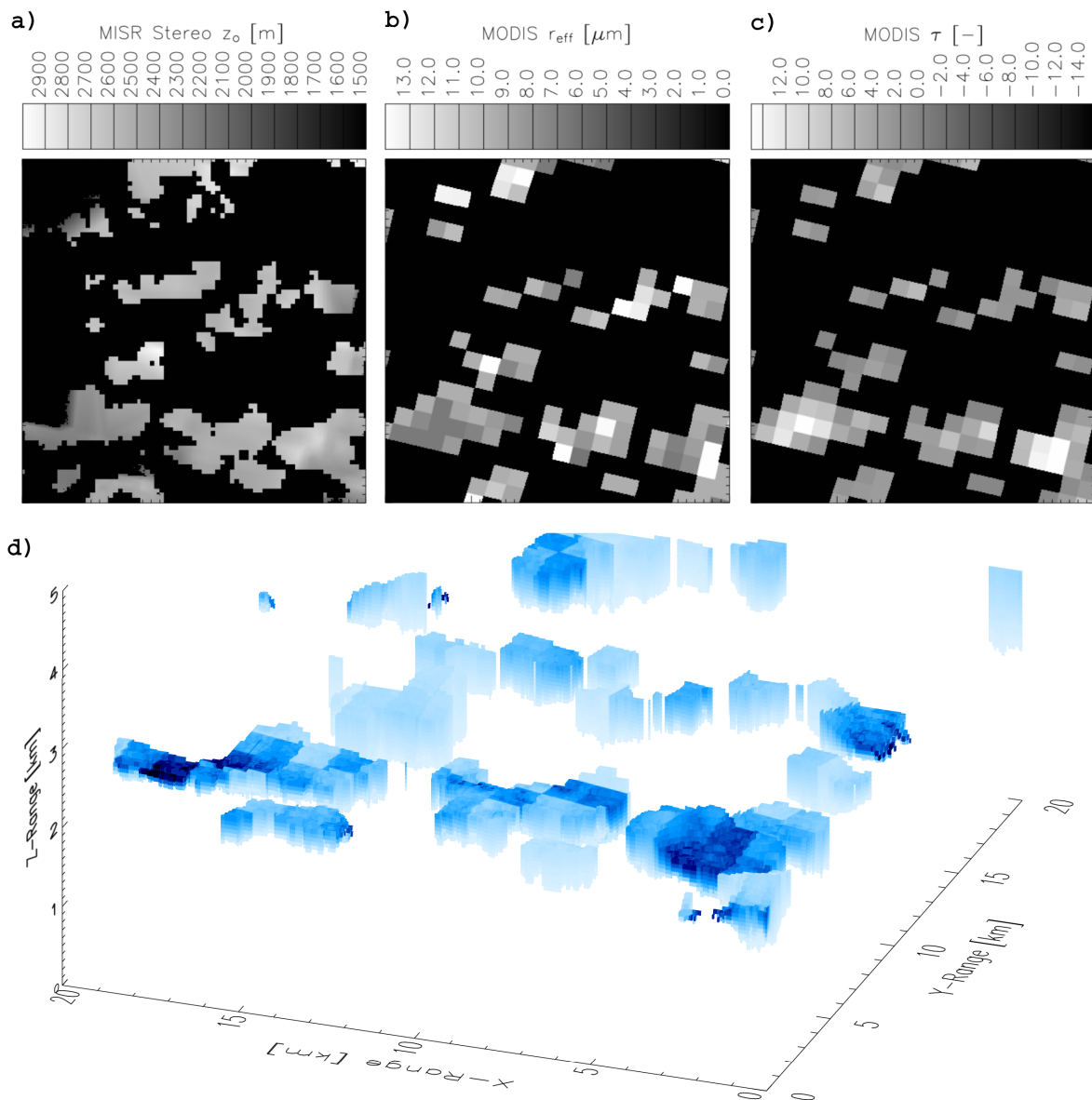


Abbildung 2.4: Kombination verschiedener Messdaten zu einer dreidimensionalen Wolkenstruktur, Szene $20 \times 20 \text{ km}^2$, vom 19.4.2002, Zürich-Kloten (Mayer et al., 2004b): (a) Wolkenoberkantenhöhen aus MISR Stereomessungen mit einer Auflösung von nominell 250 m (Seiz, 2003), (b) optische Dicke und (c) effektiver Radius aus MODIS Daten auf einer Auflösung von 1000 m , (d) dreidimensionale Wolkenstruktur (Auflösung $50 \times 50 \times 50 \text{ m}^3$) definiert aus der Kombination dieser Daten mit Werten für die mittlere Wolkenunterkantenhöhe und ihre Varianz aus einer *SkyCam* Messszene von $1 \times 1 \text{ km}^2$ aus dem Zentrum des Gesamtgebietes (wie in Abbildung 2.3).

Wolkenelemente, das im Zusammenhang mit nicht senkrechter Sonne entscheidende Bedeutung haben kann, ist stark von den Werten der Wolkenunterkante und -oberkante abhängig. Die Werte der Wolkenunterkante aus einer Stereomessung, wie in Abbildung 2.3, sind dabei von hoher Genauigkeit (wenige Meter), aber nur für ein sehr kleines Gebiet repräsentativ. Die Werte für die Oberkante sind mit größerer Unsicherheit belastet (einige 100 m) und ihre

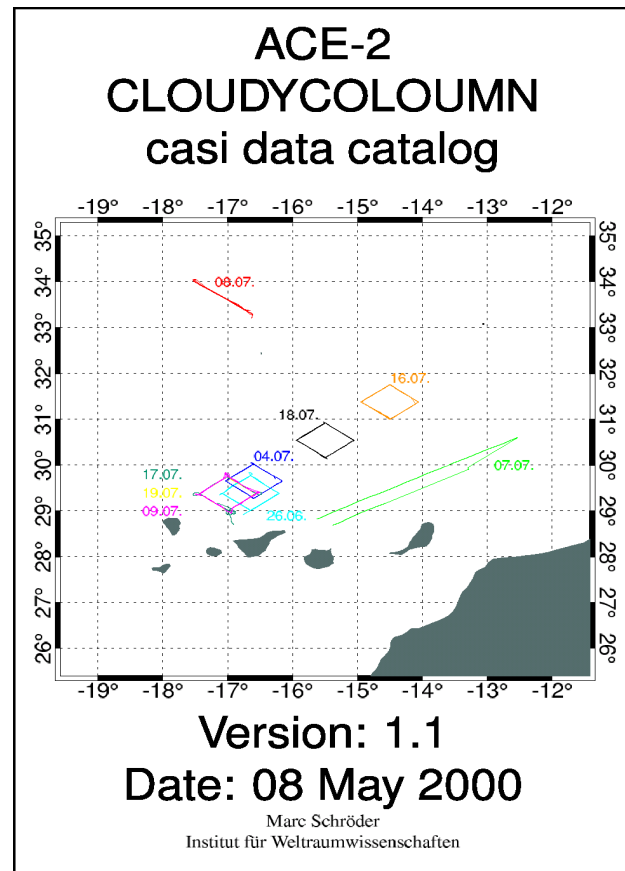


Abbildung 2.5: Deckblatt des Katalogs der *CASI* Daten von Schröder et al. (2004) der *CLOUDYCOLUMN* Kampagne zwischen dem 26. Juni und dem 19. Juli 1997, nördlich der Kanaren, Messflüge der einzelnen Tage.

tatsächliche horizontale Auflösung beträgt nur 500 bis 1000 *m*. Untersuchungen zur Auswirkung von Wolken-Inhomogenitäten auf die Strahlungsbilanz, also auf Reflexion, Transmission und Absorption, liegen bisher oft Strukturen dieser Auflösung zu Grunde (z.B. Scheirer und Macke, 2001; Di Giuseppe und Tompkins, 2003a). Zur Untersuchung des Einflusses subskaliger (vom Sensor nicht aufgelöster) Inhomogenität auf die Fernerkundung, das heißt auf Strahldichten einer horizontalen Auflösung um 1 *km*, ist aber eine realistische Auflösung der Wolkenstrukturen auf Skalen unterhalb von 100 Metern unerlässlich.

Es liegt nahe, anstelle der oben zitierten, horizontal grob aufgelösten Satellitendaten höher aufgelöste Alternativen zu betrachten. Horizontal höher auflösende Satellitensensoren werden vorwiegend zur Fernerkundung von Landoberflächen genutzt. Beispiele hierfür sind *Landsat* (<http://landsat.gsfc.nasa.gov/>) oder *ASTER* (Kahle et al., 1991), mit horizontalen Auflösungen von 30 *m* beziehungsweise 15 *m*. Aufgrund der hohen räumlichen Auflösung und der damit verbundenen großen Datenmengen werden für diese Sensoren nur ausgewählte Szenen gespeichert. Diese sind infolge ihres Haupteinsatzgebietes meist wolkenfrei. Die Optimierung der Sensoren auf dunkle Landoberflächen schließlich führt häufig zur Übersteuerung des Dynamikbereiches bei Auftreten hoher (Wolken-) Reflektivität.

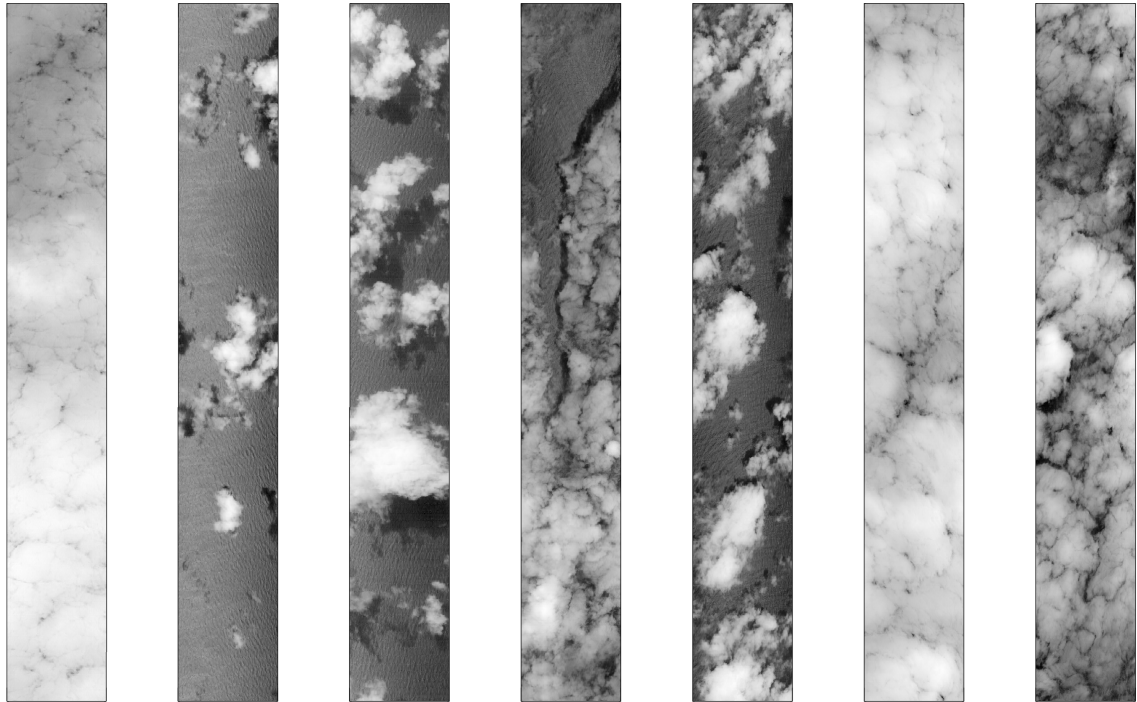


Abbildung 2.6: Beispiele der *CASI* Datensätze (von links nach rechts: Fälle 1, 6, 8, 9, 14, 19, 20; alle Fälle siehe Anhang), Strahldichten bei 753 nm , horizontale Auflösung $15 \times 15\text{ m}^2$, Bildausschnitte ca. $1,3 \times 10\text{ km}^2$.

CASI Daten aus der CLOUDYCOLUMN Kampagne

Eine Alternative stellen Daten aus flugzeugbasierter Wolkenfernerkundung dar, zum Beispiel mit dem *Compact Airborne Spectrographic Imager* (*CASI*, Babey und Anger, 1989; Anger et al., 1994) des Instituts für Weltraumwissenschaften der Freien Universität Berlin (Schröder et al., 2004). Das *CASI* ist ein abbildendes Spektrometer mit einem Blickfeld von 34° quer zur Flugrichtung. Während der *ACE2* Kampagne *CLOUDYCOLUMN* nördlich der Kanaren (siehe Abbildung 2.5) wurde es auf der *Do-228* des *DLR* eingesetzt, um die optischen Eigenschaften von Wolken zu charakterisieren (Breguier et al., 2000b). Zur Verfügung steht eine große Zahl von Messungen von Grenzschichtbewölkung über Wasser zwischen dem 26. Juni und dem 19. Juli 1997. Aus diesen Daten wurden 28 Fälle für die weiteren Untersuchungen ausgewählt. Sie decken das ganze Spektrum möglicher Bedeckungsgrade ab (zwischen 5 und 100%). Zusätzlich stehen mehrere Veröffentlichungen (z.B. Breguier et al., 2000a; Chuang, 2000) zur Verfügung, die weitere Informationen zur Wolkenmikrophysik enthalten (siehe Anhang).

Reflektierte Strahldichten bei 753 nm wurden dabei mit der räumlichen Auflösung von 512 Bildelementen quer zur Flugrichtung gemessen. Entlang des Flugweges ergibt sich aufgrund der Fluggeschwindigkeit und der Integrationszeit des Gerätes eine räumliche Auflösung von 15 m . In Abbildung 2.6 sind einige Beispiele zu sehen. Dazu wurden 512 Bildelemente quer

zur Flugrichtung auf 85 Bildelemente gemittelt, um quadratische Bildelemente von etwa $15 \times 15 \text{ m}^2$ zu erhalten. Bei den gezeigten Szenen handelt es sich um Abschnitte der Messflüge, die in Abbildung 2.5 gezeigt sind. Jede Einzelszene misst etwa $1,3 \text{ km} \times 10 \text{ km}$. Basierend auf diesen Daten wird in Abschnitt 3.3 ein Verfahren zur Ableitung von dreidimensionalen Wolkenstrukturen entwickelt. Diese bilden die Basis für systematische Untersuchungen zum Einfluss der Wolken-Inhomogenität auf Fernerkundung und Strahlungsbilanz.

2.2.3 Modellierung von Wolken

Neben der Messung von Wolkeneigenschaften, bietet die Modellierung von Wolken eine direkte Möglichkeit dreidimensionale Wolkenstrukturen herzuleiten. Dabei sind die Wolkenmodellierung unter expliziter Beachtung physikalischer Wolkenbildungsprozesse und die statistische Modellierung zu unterscheiden. Bei der Verwendung von Modellen ist natürlich im besonderen zu prüfen, wie weit die erzeugten Wolken realistisch sind.

Die physikalische Modellierung von Wolken, zum Beispiel in Grobstruktursimulationen (LES, *large eddy simulation*), erzeugt vollständige dreidimensionale Wolkenstrukturen mit der geforderten Auflösung. Die Komplexität der Mikrophysik und die räumliche Auflösung der Modelle ist aber limitiert durch die Kapazität der genutzten Rechner. Die in den Modellen verwendeten Parametrisierungen für die Phasenübergänge des Wassers liefern meist nur integrierte (*bulk*) Größen. Die Größenverteilung der Tröpfchen beziehungsweise der Effektivradius, wie sie die Strahlungstransportrechnung benötigt, werden vom Modell meist nicht berechnet. Fraglich ist, wie weit so erzeugte Wolkenstrukturen repräsentativ für in der Natur vorkommende Wolken sind, gerade auf der geforderten Auflösung von wenigen 10 bis 100 Metern (Stevens und Lenschow, 2001). In Zukunft sind in diesem Bereich aufgrund der steigenden Rechenkapazität Fortschritte zu erwarten. Numerische Wettervorhersage-Modelle, die heute noch mit Auflösungen auf einer Skala von 10 km betrieben werden, werden in absehbarer Zeit eine Auflösung von etwa 1 km erreichen, die wolkenauflösende Modellierung mit LES sogar die Skala von 100 m und darunter (Bryan et al., 2003; Siebesma et al., 2003).

Statistische Wolkenmodelle werden gerade im Zusammenhang mit Strahlungsuntersuchungen sehr häufig verwendet. Diese erzeugen in beliebiger Auflösung Wolkenstrukturen anhand gemessener statistischer Eigenschaften. Mittelwert, Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung (PDF - *probability density function*) und Variabilität gemessener Wolkenparameter (z.B. Flüssigwassergehalt oder Effektivradius) werden für ein Zufallsfeld erzwungen. So stellen sie auf direktem Wege sicher, dass die erzeugten Wolkenstrukturen hinsichtlich der gemessenen Parameter realistische Charakteristiken aufweisen. Bei den von Cahalan et al. (1994a) verwendeten *bounded cascade* Wolken bilden beispielsweise die beobachtete Variabilität und Verteilungen des Flüssigwasserpfeils \mathcal{W} die Basis für künstlich erzeugte Wolkenstrukturen. Di Giuseppe und Tompkins (2003a) nutzen ähnliche statistische Parameter, um ein Feld des Gesamtwassergehalts (Flüssigwasser und Wasserdampf) zu erzeugen. Daraus wird dann, abhängig vom Sättigungsmischungsverhältnis als Funktion der Temperatur, eine dreidimensionale Verteilung des Flüssigwassers abgeleitet. Basierend auf Radardaten erzeugen Evans und Wiscombe (2004) stochastische zwei- und dreidimensionale Felder des Flüssigwassers und des effektiven Radius.

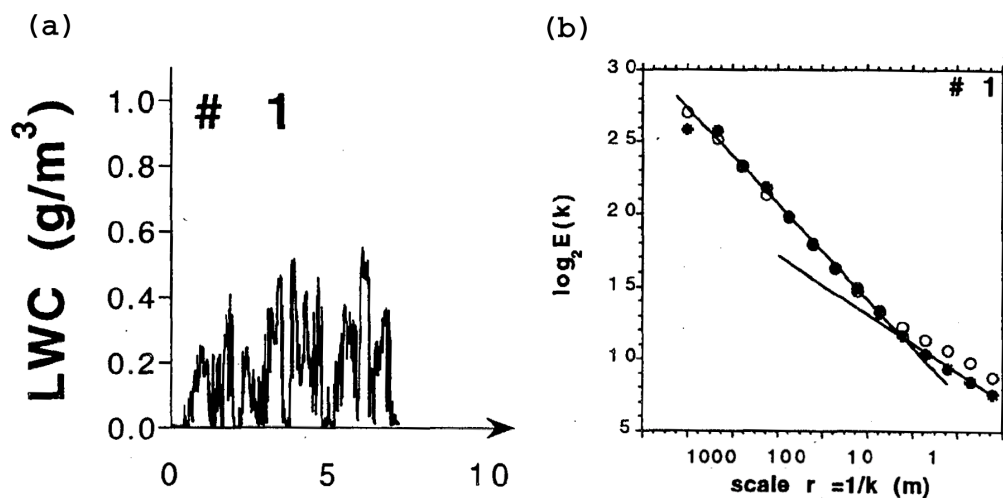


Abbildung 2.7: aus Davis et al. (1999a): (a) in-situ Flüssigwassermessung (LWC) entlang der Flugstrecke in Kilometern durch maritime Grenzschichtbewölkung, (b) Energiedichtespektrum der Messreihe aus (a) (Punkte, Kreise stellen Mittelwert über mehrere Fälle dar), zwischen einigen Kilometern und etwa 5 m beträgt die Steigung des Spektrums $-1,59$ (unterhalb 5 m: $-1,11$).

Basis solcher Modelle sind in erster Linie Potenzgesetze, die die Variabilität vieler Felder natürlicher Größen beschreiben. Grundlage vieler statistischer Modelle ist das Turbulenzgesetz von Kolmogorov (1941):

$$E(k) \propto \epsilon^{2/3} k^{-5/3}. \quad (2.16)$$

Es beschreibt die Abnahme der kinetischen Energie $E(k)$ der Turbulenz als Funktion der Wirbelgröße, ausgedrückt durch eine Wellenzahl k . Es gilt für den so genannten Trägheitsbereich der Turbulenz zwischen der Skala der Turbulenz-Entstehung und der Dissipation (ϵ) der kinetischen Energie der Luftpakete in Wärme auf den kleinsten Skalen (in kinetische Energie der Moleküle). Diese Proportionalität zu $k^{-5/3}$ wird in der Natur auch für verschiedene andere vom Turbulenzfeld abhängige Parameter, wie Tröpfchenkonzentrationen (Pinsky und Khain, 2003), Flüssigwassergehalt (Davis et al., 1999a), aber auch Flüssigwasserpfad (Cahalan und Snider, 1989) sowie für Felder optischer Dicke (Davis et al., 1997) gefunden. In Abbildung 2.7 ist das Beispiel einer Messung des Flüssigwassergehalts und seines Energiedichtespektrum aus Davis et al. (1999a) zu sehen. Die *Diskrete Fouriertransformation* definiert die Zerlegung einer Messreihe f in seine Fourierkomponenten:

$$F(k) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} f(n) e^{-i 2\pi n k / N}, \quad (2.17)$$

die Transformation vom Orts- in den Fourierraum (Frequenzraum). Die inverse Transformation ist definiert als

$$f(n) = \sum_{k=0}^{N-1} F(k) e^{i 2\pi n k / N}. \quad (2.18)$$

$F(k)$ sind die Fourierkomponenten, N ist die Anzahl der Werte der Messreihe $f(n)$ und i die imaginäre Einheit (Bronstein et al., 1995). Durch die Fouriertransformation wird eine Messreihe $f(n)$ also durch eine Summe von periodischen Funktionen ausgedrückt. $F(0)$ entspricht

nach Gleichung 2.17 dem Mittelwert der Messreihe

$$F(0) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} f(n). \quad (2.19)$$

Die $F(k)$ sind komplexe Zahlen, die auch als

$$F(k) = \rho(k) e^{i\phi(k)} \quad (2.20)$$

ausgedrückt werden können – wobei ρ die reelle Amplitude und ϕ die Phase der Komponente $F(k)$ ist. Im Energiedichte- oder Amplitudenspektrum werden in doppelt-logarithmischer Darstellung für alle $k > 0$ die quadratischen Amplituden der komplexen Fourierkomponenten $E(k) = \rho(k)^2$ in Abhängigkeit von k dargestellt (Press et al., 1987). Das Energiedichtespektrum enthält keine Information über die Phasenlage $\phi(k)$. Gezeigt werden im Energiedichtespektrum die $E(k)$ für $k = 1 \dots N/2 + 1$. Für $k = N/2 + 2 \dots N - 1$ sind die $E(k)$ bei einer Datenreihe $f(n)$ spiegelsymmetrisch zum Glied $k_{\text{Ny}} = N/2$, da hier die $F(k)$ und die $F(N - k)$ konjugiert komplex zueinander sind. Die so genannte Nyquist-Frequenz k_{Ny} beschreibt die Tatsache, dass man aus der Datenreihe nur verlässliche Frequenzinformationen bis zur Wellenzahl k_{Ny} erhält. Informationen über größere Wellenzahlen sind nicht mehr in der Reihe enthalten (Press et al., 1987).

Eine exponentielle Abhängigkeit von $k^{-5/3}$ entspricht im Energiedichtespektrum (bei doppelt-logarithmischer Darstellung) einer Geraden mit der Steigung $-\frac{5}{3}$. Eine konstante Steigung über mehrere Größenordnungen wird als Selbstähnlichkeit oder Skaleninvarianz bezeichnet. Das bedeutet, der Charakter der Messreihe im Ortsraum ist invariant gegenüber einem Wechsel der Beobachtungsskala. Dieses Verhalten wurde für Flüssigwasserfelder in natürlichen Wolken im Bereich zwischen 4 m und 20 km gefunden (Davis et al., 1999a).

Diese Zerlegung einer Datenreihe in seine Frequenzkomponenten durch eine Fouriertransformation bietet sowohl die Möglichkeit der Diagnose der Variabilität als auch einen Ansatz zur künstlichen Erzeugung solcher Datenreihen. Ausgehend von vorgegebenen Amplituden für die Frequenzkomponenten entsprechend einer Steigung von $-\frac{5}{3}$, kann mit zufällig variierten Phasenlagen eine Datenreihe erzeugt werden. Zusammen mit einer Vorgabe für die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Werte, z.B. aus Messungen, ist dieses Vorgehen Grundlage der meisten statistischen Wolkenmodelle (Di Giuseppe und Tompkins, 2003a; Venema et al., 2004; Evans und Wiscombe, 2004). Das in dieser Arbeit entwickelte statistische Verfahren wird in Abschnitt 3.2 vorgestellt.

2.3 Strahlungstransport in Wolken

Basierend auf den mikrophysikalischen Parametern der Wolken beziehungsweise der Atmosphäre und der Strahlungstransportgleichung (Gleichung 2.9) wird der Strahlungstransport numerisch simuliert, da es für die Strahlungstransportgleichung keine exakte Lösung gibt. Alle Verfahren sind Näherungen der Lösung, die einen geeigneten Kompromiss zwischen Rechenzeitaufwand und Genauigkeit der Näherung für die jeweilige Anwendung zu finden

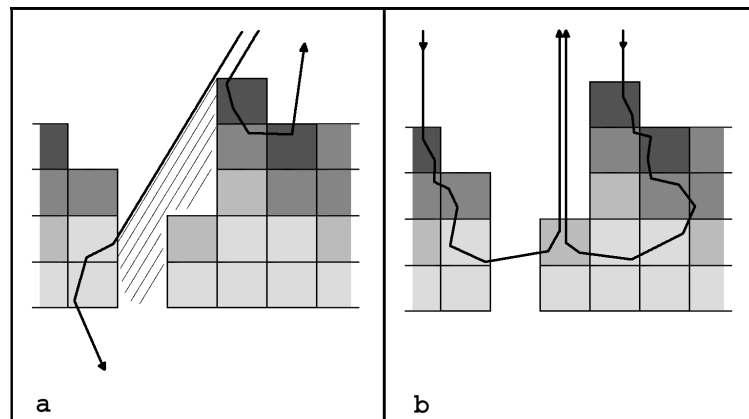


Abbildung 2.8: Effekte durch dreidimensionalen Photonentransport: (a) Geometrische Effekte bei schrägem Sonneneinfall: Der schraffierte Bereich wird abgeschattet. Photonen „sehen“ bei der dargestellten Einfallsrichtung keine Wolkenlücke. Das führt zur Änderung des effektiven Bedeckungsgrades. (b) Strahlungsglättung: Photonen, die aus einer bestimmten Säule austreten, können auch Wechselwirkungen in Nachbarsäulen gehabt haben. Dadurch kommt es zu einer Glättung der lokalen Eigenschaften, die aus der reflektierten Strahlung ableitbar sind. Der Grauwert symbolisiert das Profil der Mikrophysik beziehungsweise der optischen Eigenschaften (z.B. Flüssigwassergehalt oder Extinktionskoeffizient).

versuchen. In den meisten Fällen findet die eindimensionale Näherung Anwendung. Das bedeutet, Variationen der optischen Eigenschaften finden nur in vertikaler Richtung zwischen horizontal gleichförmigen Schichten statt. Diese Vereinfachung des eigentlich dreidimensionalen Strahlungstransports in dreidimensionalen Wolkenstrukturen führt zu Unsicherheiten. In diesem Abschnitt werden die Grundzüge der ein- und dreidimensionalen Behandlung des Strahlungstransports vorgestellt.

2.3.1 Dreidimensionale Behandlung

Realer Strahlungstransport findet dreidimensional statt und wird deswegen auch durch die dreidimensionale Variation optischer Eigenschaften beeinflusst. Ursprünglich gerichtete von der Sonne einfallende Strahlung breitet sich nach der Streuung an Molekülen und Tröpfchen oder der Reflexion am Boden in beliebige Richtung aus. Strahlungstransportlöser, die dreidimensionale Variabilität der Eigenschaften zulassen, sind zum Beispiel *Monte Carlo* Methoden, die das dreidimensionale Strahlungsfeld als die Summe einer Vielzahl von Einzelphotonen betrachten und die Strahlung ohne weitere Vereinfachungen oder Näherungen berechnen können (House und Avery, 1969). Beispiel ist hier das in Abschnitt 3.1.2 näher beschriebene *MYSTIC* Modell von Mayer (1999, 2000). Zwei Beispiele für Effekte, die nur bei dreidimensionaler Behandlung des Strahlungstransportes möglich sind, sind in Abbildung 2.8 dargestellt. Geometrische Effekte, wie zum Beispiel Schattenwurf oder eine Veränderung des effektiven Bedeckungsgrads werden durch schräg einfallende Strahlung verursacht (Abbildung 2.8a). Der Strahlungstransport wird also durch die horizontale Variabilität der Wolkenstruktur stark beeinflusst. Auch bei senkrechtem Einfall der Strahlung (Abbildung

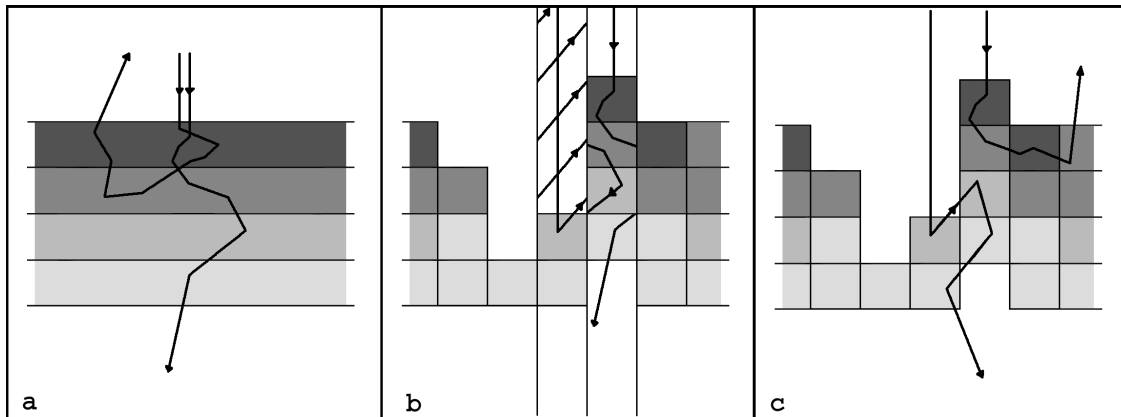


Abbildung 2.9: (a) PPA Betrachtung der Strahlungsübertragung durch eine Wolke: Variationen der Eigenschaften sind nur in einer Dimension möglich. Horizontale Inhomogenität der Wolke ist ausgeschlossen. (b) IPA Betrachtung der Strahlungsübertragung: PPA Betrachtung unabhängiger Säulen, horizontale Variationen der Eigenschaften sind möglich, aber der Einfluss der Nachbarsäulen bleibt ausgeschlossen. Angedeutet ist der Strahlungstransport mit periodischen Randbedingungen. Der Weg des rechten Photons entspricht dem in Abbildung (a). (c) Im Vergleich dazu die dreidimensionale Betrachtung derselben Wolkensituation: Wechselwirkungen zwischen den Säulen sind möglich. Die (ursprünglich gleichen) Photonenwege werden dadurch beeinflusst.

2.8b) spielt die Horizontalausbreitung der Photonen eine Rolle. Durch sie erscheinen lokale Eigenschaften der Wolkenstruktur geglättet.

Berechnungen mit dreidimensionalen Modellen sind zeitaufwendig und eignen sich daher bisher nur zu Prozessstudien und nicht zum operationellen Einsatz, zum Beispiel in numerischen Atmosphärenmodellen. Außerdem fordert die Verwendung dreidimensionaler Strahlungstransportrechnung ebenso dreidimensionale Eingangsdaten. Wie schon erwähnt, ist die Bereitstellung dieser schwierig.

2.3.2 Eindimensionale Behandlung

Viele Anwendungen der Strahlungstransportrechnung erfordern eine Vielzahl von Rechnungen in begrenzter Zeit. Beispielsweise muss ein Strahlungsmodul eines LES Modells, numerischen Wettermodells oder Klimamodells für mehrere Wellenlängen und eine Vielzahl von Modellboxen für viele Zeitschritte das Strahlungsfeld berechnen. Ein ähnlich großer Aufwand ist zur Bereitstellung von Tabellen für die Fernerkundung nötig, die den Zusammenhang von Strahlungsgrößen und abzuleitenden mikrophysikalischen Parametern beschreiben.

Die schnellste Möglichkeit solche Rechnungen durchzuführen, besteht in der Vereinfachung der Ausgangssituation in der eindimensionalen *planparallelen Näherung* (*plane parallel approximation*, PPA). Dazu werden bei der Berechnung der Strahldichte oder Bestrahlungsstärke nur Variationen in einer Dimension (z -Richtung) berücksichtigt. Die optisch wirksamen Bestandteile der Atmosphäre werden dabei in horizontal homogenen Schichten betrachtet (Abbildung 2.9a). Schrittweise wird die Strahlungstransportgleichung für diese zur Erdoberfläche planparallelen Schichten numerisch integriert. Für diese Aufgabe werden ent-

weder sehr genaue Methoden verwendet wie das *DISORT* Modell (Stamnes et al., 1988, siehe auch Abschnitt 3.1.1) oder Modelle, die den Strahlungstransport durch eine starke Reduzierung der möglichen Ausbreitungsrichtungen weiter nähern und so weitere Rechenzeit einsparen (*two-stream* Verfahren, Schuster, 1905). Inhomogenitäten (außer in vertikaler Richtung) werden bei dieser Herangehensweise vernachlässigt.

Während die Verteilung der Gase und Aerosole abseits starker Quellen horizontal als sehr homogen betrachtet werden kann und damit gut der PPA entspricht, variieren Wolkeneigenschaften stark in allen drei Dimensionen (aber auch Bodeneigenschaften in zwei Dimensionen). Eine oft verwendete Verfeinerung des PPA Ansatzes ist die Zerlegung der Atmosphäre in Einzelsäulen, um auf diese Weise horizontale Variationen zuzulassen. Dann wird die Strahlungstransportgleichung für jede spezifische Einzelsäule gelöst (Abbildung 2.9b). Das heißt, die Berechnung wird in viele planparallele Rechnungen zerlegt. Man spricht in diesem Fall von der *Näherung unabhängiger Bildelemente*, IPA (*independent pixel approximation*). Doch trotz der Auflösung der planparallelen Betrachtungsweise durch die IPA verbleiben spezifische Unsicherheiten durch den Ausschluss von Wechselwirkungen zwischen den Einzelsäulen. Trotzdem wird auch in bewölkten Situationen in den meisten Fällen die planparallele Näherung (bzw. IPA) verwendet. Davis et al. (1999c) fassen dies mit den Worten zusammen: „*Homogeneous plane-parallel clouds may not exist in nature but they are the only ones for which we know how to solve the radiative transfer in a small amount of computer time.*“

2.4 Fernerkundung von Wolken

Standardverfahren der Satelliten-Fernerkundung von Wolkenparametern erfordern die Inversion der Strahlungstransportgleichung. Strahldichtemessungen werden bei Wellenlängen durchgeführt, die sensitiv auf die zu messende Größe sind. Zum Beispiel sind Wellenlängen im sichtbaren Spektralbereich sensitiv auf die optische Dicke. Aus Berechnungen des Strahlungstransportes bei diesen Wellenlängen für verschiedene Werte der zu messenden Größe entsteht eine Tabelle von Strahldichten. Für viele unterschiedliche Bedingungen (verschiedene Werte für Sonnenzenitwinkel, Sonnenazimutwinkel, Sensorzenitwinkel, Albedo ...) werden Tabellen vorberechnet. Ein Beispiel für eine solche Tabelle ist in Abbildung 2.10a dargestellt. Zu sehen ist die Abhängigkeit der Reflektivität bei 753 nm von der optischen Dicke τ einer Wolke mit einem konstanten Effektivradius von 10 μm . Auf diesem Weg ist es möglich zu einem Messwert R_1 eine Näherung für die gesuchte Größe τ_1 abzuleiten. Beispiele solcher Verfahren sind in Rossow und Lacis (1990) oder Fischer et al. (1997a) sowie in Abschnitt 3.3 näher beschrieben.

In vielen Spektralkanälen, die bei Satellitensensoren verwendet werden, hängt die Reflektivität allerdings meist von mehr als einem Parameter ab (z.B. von τ , r_{eff} und der Temperatur T). Um an die gesuchten Informationen zu gelangen, ist dann die Kombination verschiedener Kanäle nötig. Nakajima und King (1990), Nakajima et al. (1991) oder Platnick et al. (2003) leiten beispielsweise aus Daten zweier Spektralkanäle im sichtbaren und im nahen infraroten Spektralbereich gleichzeitig optische Dicken und effektive Radien ab. Entsprechend sind dazu Tabellen von Strahldichtepaaren für zwei Kanäle nötig, die jeweils von zwei optischen Größen abhängig sind.

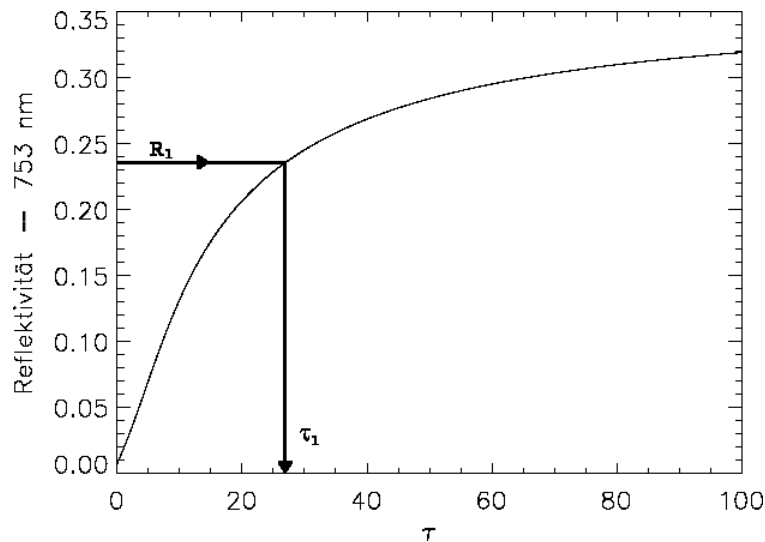


Abbildung 2.10: Zusammenhang zwischen Nadir-Reflektivität bei 753 nm und optischer Dicke τ für einen festen Effektivradius $r_{\text{eff}} = 10 \mu\text{m}$ und den Sonnenzenitwinkel $\theta_{\text{Sonne}} = 10^\circ$.

Unsicherheiten

Da die beschriebenen Fernerkundungsverfahren auf einer IPA Betrachtung des Strahlungstransports beruhen, basieren alle Ergebnisse auf der folgenden Grundannahme: Die abgeleiteten optischen Eigenschaften innerhalb eines Bildelements sind homogen, und die einzelnen Bildelemente sind unabhängig voneinander zu betrachten. Beide Annahmen treffen für reale, unterhalb der horizontalen Auflösungsgrenze des Sensors inhomogene, Wolken nicht zu. Das führt zu spezifischen Unsicherheiten.

Die Vernachlässigung der vom Sensor nicht auflösbaren (subskaligen) Inhomogenität führt zu einem systematischen Fehler, dem „planparallelen Fehler“ (PP Fehler). Er wird analog zur „planparallelen Näherung“ so bezeichnet, da er durch die Betrachtung eines Bildelements als planparallel homogen verursacht wird (Cahalan et al., 1994a). Grund ist die Nichtlinearität des Zusammenhangs zwischen der Reflektivität und vielen Wolkenparametern: Eine sukzessive Zunahme der Extinktion bewirkt einen immer geringeren zusätzlichen Effekt auf die Reflektivität. Ähnliches gilt auch für die transmittierte und absorbierte Strahlung sowie andere Einflussparameter (z.B. den Effektivradius). Beim Einsatz von Fernerkundungsverfahren werden aus diesem Grund abgeleitete Parameter systematisch unterschätzt, wie für die Fernerkundung der optischen Dicke in Abbildung 2.11 demonstriert wird. Allerdings ist im Bereich der kleinsten optischen Dicken auch der gegenteilige Effekt, also eine Überschätzung, möglich. Grund ist der in diesem Bereich mit wachsender optischer Dicke langsam abnehmende Einfluss der Bodenalbedo. Die Krümmung nimmt dort mit der optischen Dicke zu.

Zum einen hängt der Betrag dieses Fehlers von den Gegensätzen der Reflektivität ab, über die gemittelt wird. Je größer die Gegensätze, umso stärker die Unterschätzung. Zum anderen ist der Fehler von der Größenordnung der optischen Dicke innerhalb des Bildelements abhängig. Befinden sich die Werte der optischen Dicke in linearen Bereichen des Zusammenhangs, dann bleibt er klein - umso nicht-linearer der Zusammenhang, umso größer ist der Fehler.

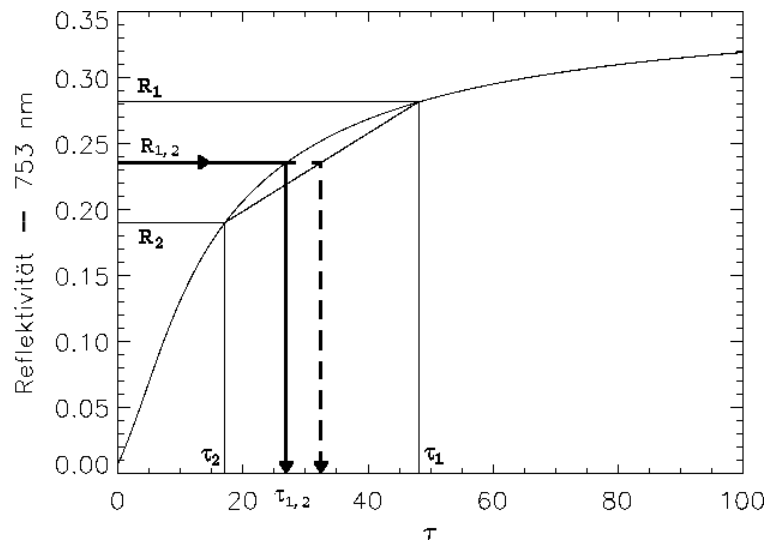


Abbildung 2.11: Der nicht lineare Zusammenhang zwischen Nadir-Reflektivität und optischer Dicke τ . Die Mittelung über verschiedene Reflektivitätswerte R_1 und R_2 aufgrund begrenzter räumlicher Auflösung führt zu einer Unterschätzung der aus dem Mittelwert $R_{1,2}$ abgeleiteten optischen Dicke $\tau_{1,2}$. Die tatsächliche mittlere optische Dicke aus den Einzelwerten $(\tau_1 + \tau_2)/2$ ist größer als $\tau_{1,2}$.

Der planparallele Fehler vermindert sich also mit der Größe der Bildelemente, da dabei der Umfang der gemittelten Inhomogenität sinkt (Davis et al., 1997).

Ebenfalls durch die Inhomogenität der Situation bestimmt ist eine zweite Art des Fehlers. Die Vernachlässigung der Wechselwirkung zwischen den einzelnen Bildelementen führt zum *independent pixel* Fehler (IP Fehler, Cahalan et al., 1994b, Di Giuseppe und Tompkins, 2003a). Er basiert auf der Vernachlässigung der Dreidimensionalität des realen Strahlungstransportes. Dieser Anteil an der Gesamtunsicherheit eines Fernerkundungsverfahrens nimmt mit steigender Auflösung zu, da der Einfluss benachbarter Bildelemente dann wächst.

Aus der Tatsache, dass der PP Fehler des IPA Strahlungstransportes mit steigender Auflösung abnimmt, der IP Fehler aber zunimmt, leiten verschiedene Autoren ab, dass es eine ideale Auflösung zur Fernerkundung optischer Eigenschaften geben könnte (Davis et al., 1997; Scheirer und Macke, 2001; Varnai und Marshak, 2001). Darüber hinaus gibt es in der Literatur einen Vorschlag den IP Fehler durch eine Berücksichtigung der horizontalen Ausbreitungscharakteristik der Photonen in den Wolken zu korrigieren. Dieses so genannte *nonlocal independent pixel* Verfahren nach Marshak et al. (1998a) bildet die Basis eines Verfahrens zur Ableitung dreidimensionaler Wolkenstrukturen aus hochaufgelösten Strahldichtemessungen, das in Abschnitt 3.3 vorgestellt wird.

Kapitel 3

Modelle und Methoden

In diesem Kapitel werden alle Werkzeuge vorgestellt, die in dieser Arbeit genutzt werden. Zum einen sind dies bestehende Methoden wie die Strahlungstransportmodelle in Abschnitt 3.1, zum anderen sind dies Verfahren, die speziell für diese Arbeit entwickelt wurden, wie das statistische Wolkenmodell (Abschnitt 3.2). In Abschnitt 3.3 wird die Implementierung konventioneller Verfahren zur Fernerkundung von Wolkeneigenschaften beschrieben, die in Kapitel 4 Gegenstand einer detaillierten Untersuchung sind. In Abschnitt 3.4 wird, nach einigen Vorbetrachtungen zur horizontalen Photonenausbreitung in Wolken, ausführlich die Neuentwicklung eines Verfahrens zur Ableitung inhomogener dreidimensionaler Wolkenstrukturen, die die Basis der weiteren Untersuchungen bilden, beschrieben.

3.1 Strahlungstransportmodelle

Zur Simulation von Strahldichte und Bestrahlungsstärke werden in dieser Arbeit zwei verschiedene Strahlungstransportmodelle verwendet. Die eindimensionale Methode *DISORT* von Stammes et al. (1988) und das dreidimensionale Strahlungstransportmodell *MYSTIC* von Mayer (1999, 2000), ein Monte Carlo Verfahren. Beide Strahlungstransportlöser werden als Teil der Strahlungstransferbibliothek *libRadtran* (Kylling und Mayer, 2004; Mayer et al., 1997) betrieben und sollen im Folgenden kurz vorgestellt werden. *libRadtran* vereint mehrere Strahlungstransportmodelle, für den Strahlungstransport elementare Datenbasen (wie extraterrestrischen Spektren oder Standard-Atmosphärenprofile) Programme zur Berechnung der Mie-Streufunktionen für Wassertröpfchen und andere Anwendungen des solaren und thermischen Strahlungstransports. Mittels einer einheitlichen Benutzeroberfläche ermöglicht es die nutzerfreundliche Handhabung der verschiedenen Strahlungstransportmodelle.

Mit den beiden genannten Strahlungstransportlösern werden in dieser Arbeit Strahlungsgrößen monochromatisch, in beliebig definierbaren Wellenlängenbändern (nach einer Parametrisierung basierend auf *LOWTRAN* nach Ricchiazzi et al. (1998)) oder auch breitbandig für den gesamten solaren Spektralbereich simuliert. Letztere Berechnungen beruhen auf der Einteilung des Spektrums in Bänder nach dem *correlated-k* Verfahren von Kato et al. (1999). Die Daten zur spektralen extraterrestrische Bestrahlungsstärke basieren auf Kurucz (1992). Die Gasbestandteile der Atmosphäre werden durch ein Standardprofil für den Sommer in

mittleren Breiten repräsentiert (Anderson et al., 1986). Der Boden wird als wellenlängen-unabhängig isotrop streuende Oberfläche angesehen (Lambert'sche Albedo). Wolken werden durch Flüssigwassergehalt und effektiven Radius als ein- oder dreidimensionale Struktur vorgegeben. Die Streufunktionen der Wassertröpfchen werden mittels Mie-Rechnungen für die zu simulierenden Wellenlängen abgeleitet. Dazu wird der *CLOUDPRP* Algorithmus aus dem *SHDOM* Strahlungsmodell von Evans (1998) verwendet. Dieser Algorithmus setzt eine Standardgrößenverteilung (Gamma-Verteilung) voraus, um abhängig vom Effektivradius der Verteilung eine repräsentative Streufunktion abzuleiten.

3.1.1 Eindimensionales Strahlungsmodell (DISORT)

Das *discrete ordinate* Verfahren (*DISORT*) von Stamnes et al. (1988) ist eine Standardmethode zur schnellen planparallelen Berechnung von Strahldichte und Bestrahlungsstärke und ist selbst wiederum Basis für eine Zahl anderer gängiger Strahlungstransportmodelle (z.B. *SBDART*, Ricchiazzi et al., 1998; oder *STREAMER*, Key, 1999). Variationen der optischen Größen sind entlang der vertikalen Koordinate möglich. Die Lösung der Strahlungstransportgleichung erfolgt mittels diskreter Zenitwinkel und einer Entwicklung der Streufunktion nach Legendre Polynome. Je nach erforderlicher Genauigkeit wird die Anzahl dieser beiden Parameter vergrößert (Anzahl der *streams*). Für die Berechnung der Bestrahlungsstärke reichen beispielsweise vier *streams*, zur Berechnung von Strahldichtewerten sind dagegen mindestens 16 *streams* erforderlich. Um den ausgeprägten Vorwärtsstreubereich von Wolkenströpfchen aufzulösen (siehe Abbildung 2.2) beziehungsweise eine von diesem bestimmte Strahldichte zu simulieren, sind sogar 256 oder mehr *streams* erforderlich. Mit der Erhöhung der Genauigkeit erhöht sich auch der Rechenzeitaufwand entsprechend. Eine detaillierte Beschreibung der Methode geben Thomas und Stamnes (1999).

3.1.2 Dreidimensionales Monte Carlo Modell (MYSTIC)

MYSTIC, der *Monte Carlo code for the physically correct tracing of photons in cloudy atmospheres* (Mayer, 1999, 2000), ist ein dreidimensionaler Strahlungstransportlöser. Die Vorwärts-Monte-Carlo Methode (z.B. beschrieben in House und Avery, 1969) beruht auf der expliziten Simulation einer großen Zahl von Photonen auf ihrem Weg vom Atmosphärenoberrand durch die Atmosphäre. Von einem zufällig gewählten Startpunkt bewegt sich ein Photon in einer anfänglich vorgegebenen Richtung (Sonnenzenitwinkel und Sonnenazimutwinkel) durch die Atmosphäre. Nach einer zufälligen Schrittweite, die durch den Streukoeffizienten entlang des Weges bestimmt ist, erfährt ein Photon eine Streuung. Diese findet entweder an einem Molekül, einem Aerosolpartikel oder einem Wassertröpfchen statt. Die Streurichtung wird nach der durch die Streufunktion vorgegebenen Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung zufällig gewählt. Nach dem Durchlaufen einer Serie solcher Ereignisse, die auch Reflexionen am Boden enthalten kann, werden die Photonen an einem beliebigen als Empfänger definierten Punkt oder einer Empfängerfläche in der dreidimensionalen Atmosphäre gezählt. Ob das Ergebnis einer Strahldichte oder einer Bestrahlungsstärke entspricht, wird durch die Wahl des Winkelintervalls bestimmt, aus dem Photonen gewertet werden. Alle gestarteten Photonen

tragen zum Ergebnis bei. Das beinhaltet, dass Absorption nicht durch die explizite Entfernung eines Photons aus der Berechnung, sondern durch die Integration des Absorptionskoeffizienten entlang des Weges und eine entsprechende Wichtung des Ergebnisses berücksichtigt wird. Auf diese Weise wird das Strahlungsfeld aus einer großen Zahl von Zufallereignissen für alle Strahlungs-Materie-Wechselwirkungen zusammengesetzt. Das Modell benutzt dabei horizontal periodische Randbedingungen. Das heißt, Photonen, die das Simulationsgebiet an einem Rand verlassen, treten mit unveränderter Bewegungsrichtung am gegenüberliegenden Rand wieder ein. Auf diese Weise ist die Energieerhaltung gewahrt, es können aber Probleme in den Randbereichen entstehen. Bestehen zwischen den Rändern starke Gradienten der Extinktion, dann wird dort der Einfluss der jeweils gegenüberliegenden Randbereiche deutlich sichtbar. In allen folgenden *MYSTIC* Strahlungstransportsimulationen wird diesem Problem durch die Einführung eines Pufferbereiches um das eigentliche Simulationsgebiet begegnet. Dieser durch Spiegelung des Randbereichs der Simulationsdomäne entstandene Puffer wird vor der Berechnung des Strahlungsfeldes eingefügt und vor jeder Analyse der Ergebnisse wieder entfernt.

Das Ergebnis einer Monte Carlo Rechnung ist im Prinzip exakt, wenn alle Einzelereignisse richtig beschrieben sind. Es besteht aber eine statistische Unsicherheit, die von der Zahl der simulierten Photonenbeiträge abhängt (Mayer, 1999):

$$\sigma \propto \frac{1}{\sqrt{N_{\text{ph}}}}. \quad (3.1)$$

Der statistische Fehler des Ergebnisses (Standardabweichung σ) ist umgekehrt proportional zur Wurzel der Photonenzahl N_{ph} , die zum Endergebnis beiträgt. Das bedeutet, während Monte Carlo Methoden sehr effizient bei der Berechnung von flächen- und winkelmittelten Größen sind, wie zum Beispiel einer Bestrahlungsstärke aus einem ganzen Halbraum, ist es sehr aufwendig höher aufgelöste Größen zu berechnen, zum Beispiel Strahldichtewerte auf hoher räumlicher Auflösung, da dabei zu jedem Ergebnis nur ein kleiner Teil der Photonen beiträgt. Um diesen Nachteil der Methode zu verringern, wird das so genannte *local estimate* Verfahren eingesetzt (Kunkel und Weinma, 1976; Davis et al., 1985). Dabei gehen bei jedem Streuvorgang Wahrscheinlichkeiten einer Streuung in Richtung des Sensors zur Verbesserung der Statistik ein. Um eine Strahldichte mit einem statistischen Fehler kleiner als 1 % zu berechnen, werden mindestens 10000 Photonen benötigt. Auf einem PC mit 1 GHz Taktfrequenz benötigt die Simulation der Strahldichte für 100×100 Felder bei bewölkter Atmosphäre ($\tau = 10$) etwa 5 Stunden Rechenzeit (1,8 s pro Bildelement). Die Simulation für nahezu beliebige Wolkenstrukturen mit *MYSTIC* ist möglich, der Zeitaufwand aber erheblich. Die folgenden *MYSTIC* Simulationen waren nur mit Hilfe eines 16-Prozessor-Linux-PC-Clusters zu realisieren.

3.2 Wolkenmodelle

Das Kernproblem der Untersuchung von Strahlungs-Wolken-Wechselwirkungen besteht in der Bereitstellung realistischer Wolkenstrukturen. Es werden hochaufgelöste Verteilungen von Flüssigwassergehalt und Effektivradius benötigt. Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Wolkengenerator ist ein flexibel einsetzbares Werkzeug, das aus unterschiedlich

vollständigen Informationen über eine Wolkenszene die Ableitung eines kompletten dreidimensionalen Datensatzes des Effektivradius und des Flüssigwassergehaltes zulässt. Messdaten verschiedener Art und Auflösung können kombiniert werden, z.B. Wolkenoberkanten und optische Eigenschaften aus Satellitenbeobachtungen mit Informationen über die Wolkenunterkante aus bodengebundenen Messungen, wie in den Abbildungen 2.3 und 2.4 gezeigt. Messdatenfelder können durch künstliche Felder ersetzt werden. Der *TOSQUARE* Algorithmus erlaubt ohne A-priori-Wissen, ein künstliches eindimensionales oder zweidimensionales Feld der optischen Dicke oder des Flüssigwasserpfadestärke zu erzeugen. Die Ableitung eines realistischen Profils der Mikrophysik aus solchen integrierten Informationen wird mit dem Modul *TOCUBE* durchgeführt. So kann aus einem eindimensionalen oder zweidimensionalen Feld optischer Dicke oder des Flüssigwasserpfadestärke eine dreidimensionale Struktur erzeugt werden.

3.2.1 Statistisches Wolkenmodell (TOSQUARE)

Der *TOSQUARE* Algorithmus ist ein statistischer Generator ein- oder zweidimensionaler Felder, der Annahmen über die Statistik der Wolkenmikrophysik beziehungsweise -geometrie nutzt (siehe auch Cahalan et al., 1994a; Di Giuseppe und Tompkins, 2003a; Evans und Wiscombe, 2004; Venema et al., 2004). In Abschnitt 2.2.3 wurde das Konzept kurz vorgestellt, Energiedichtespektrum und Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung (PDF) zu nutzen, um künstliche Wolkenstrukturen zu erzeugen.

Schreiber und Schmitz (1996, 2000) schlagen entsprechend eine Erzeugung künstlicher Datenreihen durch die Anpassung einer Wertereihe an eine PDF und ein Energiedichtespektrum vor. Das Verfahren wird *iterative amplitude adapted fourier transform (IAAFT)* Verfahren genannt, da ein Feld von Zufallswerten iterativ an das geforderte Spektrum und die geforderte PDF angepasst wird. In natürlichen Datenreihen sind auch vereinzelte Extremwerte oder plötzliche Regimewechsel enthalten. An diesem Punkt stößt das *IAAFT* Verfahren an seine Grenzen, da weder im Energiedichtespektrum noch in der PDF diese Eigenschaft der Reihe eindeutig repräsentiert ist (Schreiber und Schmitz, 2000; Davis et al., 1996; Marshak et al., 1997b). Es stellt aber nichtsdestotrotz eine erprobte Möglichkeit dar, natürliche Datenreihen zu reproduzieren.

TOSQUARE ist eine Implementierung des *IAAFT* Verfahrens (Schreiber und Schmitz, 1996) für Wolkenparameter. Grundgedanke ist, eine Reihe von Werten des Flüssigwassergehalts zu erzeugen, deren Energiedichtespektrum einem k^β Potenzgesetz mit $\beta = -\frac{5}{3}$ folgt und die eine Gauss/Normal-Verteilung aufweist. Als Basis für die prinzipiellen Studien, zu welchen die erzeugten Wolkenfelder im Folgenden genutzt werden sollen, sind diese Vorgaben ausreichend. Es können aber auch aus Messungen abgeleitete Eigenschaften (PDF, Energiedichtespektren) verwendet werden.

Eindimensionale Datenreihen

Die Erzeugung einer Datenreihe, die vorgegebene PDF und Fourierspektren aufweist, beginnt mit einem Feld von Zufallswerten, die entsprechend eines frei wählbaren Mittelwertes und

einer frei wählbaren Varianz normalverteilt sind. Durch natürliche Prozesse erzeugte Werte werden häufig als annähernd normalverteilt betrachtet. Wood und Taylor (2001) finden diese Eigenschaft zum Beispiel für den Flüssigwasserpfad in bedeckten Stratocumulus-Szenen erfüllt. Die Normal- oder Gauss-Verteilung $g(x)$ lässt sich wie folgt ausdrücken (Storch und Zwiers, 1999; Bronstein et al., 1995):

$$g(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}. \quad (3.2)$$

Dabei sind x die Werte, die die Datenreihe nach der Verteilung annehmen kann, μ der Mittelwert der Verteilung und σ die Standardabweichung. Die quadratische Standardabweichung σ^2 wird auch als Varianz der Verteilung bezeichnet. Ein eindimensionales Zufallsfeld aus 1024 Einzelwerten mit normalverteilten Werten ($\mu=0.0$ und $\sigma=4.0$) ist in Abbildung 3.1a-c zu sehen. Die Länge der Datenreihe ist repräsentativ für die im folgenden betrachteten Messdaten gewählt und als Zweierpotenz besonders geeignet für das *Fast Fourier Transform* (FFT) Verfahren (Press et al., 1987). Gezeigt ist außerdem das Energiedichtespektrum des Startfeldes: Das weiße Rauschen der normalverteilten Zufallswerte führt zu einer annähernd gleichbleibender Energiedichte über das gesamte dargestellte Spektrum (logarithmische Darstellung!). Für die zufällig erzeugte Datenreihe kann nun ein Energiedichtespektrum mit einem linearen Abfall der Steigung $-\frac{5}{3}$ erzeugt werden, indem die quadratischen Amplituden der Fourierkomponenten $E(k)=\rho(k)^2$ entsprechend $k^{-5/3}$ geändert werden (siehe Gleichung 2.20). Dabei werden die durch das ursprüngliche Feld vorgegebenen zufälligen Phasen $\varphi(k)$ (Gleichung 2.20) der einzelnen Frequenzkomponenten erhalten. In diesen vorgegebenen Phasen liegen auch die oben erwähnten Grenzen des Verfahrens begründet. Um einen scharfen Sprung der Datenreihe zu erzeugen, müssten einzelne Komponenten der Fourierzerlegung gezielt in Phase liegen, was durch die Zufälligkeit des Ausgangsfeldes verhindert wird. Die Auswirkungen dieses Fourierschritts auf die vorher erzeugte normalverteilte Zufallsreihe sind in Abbildung 3.1(d-f) dargestellt. Das Feld erhält jetzt eine deutliche Grundstruktur, entsprechend der zufällig gewählten Phasen $\varphi(k)$ und der vorgegebenen quadratischen Amplitudenverteilung $E(k) \propto k^{-5/3}$, also schrumpfenden Amplituden für wachsende Wellenzahl k beziehungsweise Frequenz der Komponenten. Allerdings wird durch diesen Schritt die geforderte PDF der Reihe gestört. Durch die Dämpfung der hochfrequenten Komponenten werden im Feld scharfe Kontraste geglättet, was einer Verringerung der Varianz und damit der Breite der Verteilung entspricht. In einem nächsten Teilschritt wird die PDF wieder angepasst, aber seinerseits das Energiedichtespektrum gestört (Abbildung 3.2a-c). Zusammen ergeben jeweils ein Fourierschritt und ein PDF-Schritt einen Iterationsschritt. Sukzessive Wiederholung führt zu Konvergenz auf eine Datenreihe hin, die beide Kriterien erfüllt. In Bild 3.2 sind die Iterationsschritte 2 und 9 abgebildet, um den Verlauf der Iteration zu verdeutlichen. Die mittlere Änderung eines Einzelwertes der Reihe von einem Iterationsschritt zum nächsten nimmt von Schritt zu Schritt ab. Unterschreitet die mittlere Veränderung der Einzelwerte 1% der vorgegebenen Standardabweichung (der PDF), so wird die Iteration abgebrochen. Im gezeigten Beispiel ist das für Iteration 9 der Fall. Abbildung 3.2d-f zeigt, dass die Datenreihe an diesem Punkt der Iteration beide Vorgaben nahezu erfüllt.

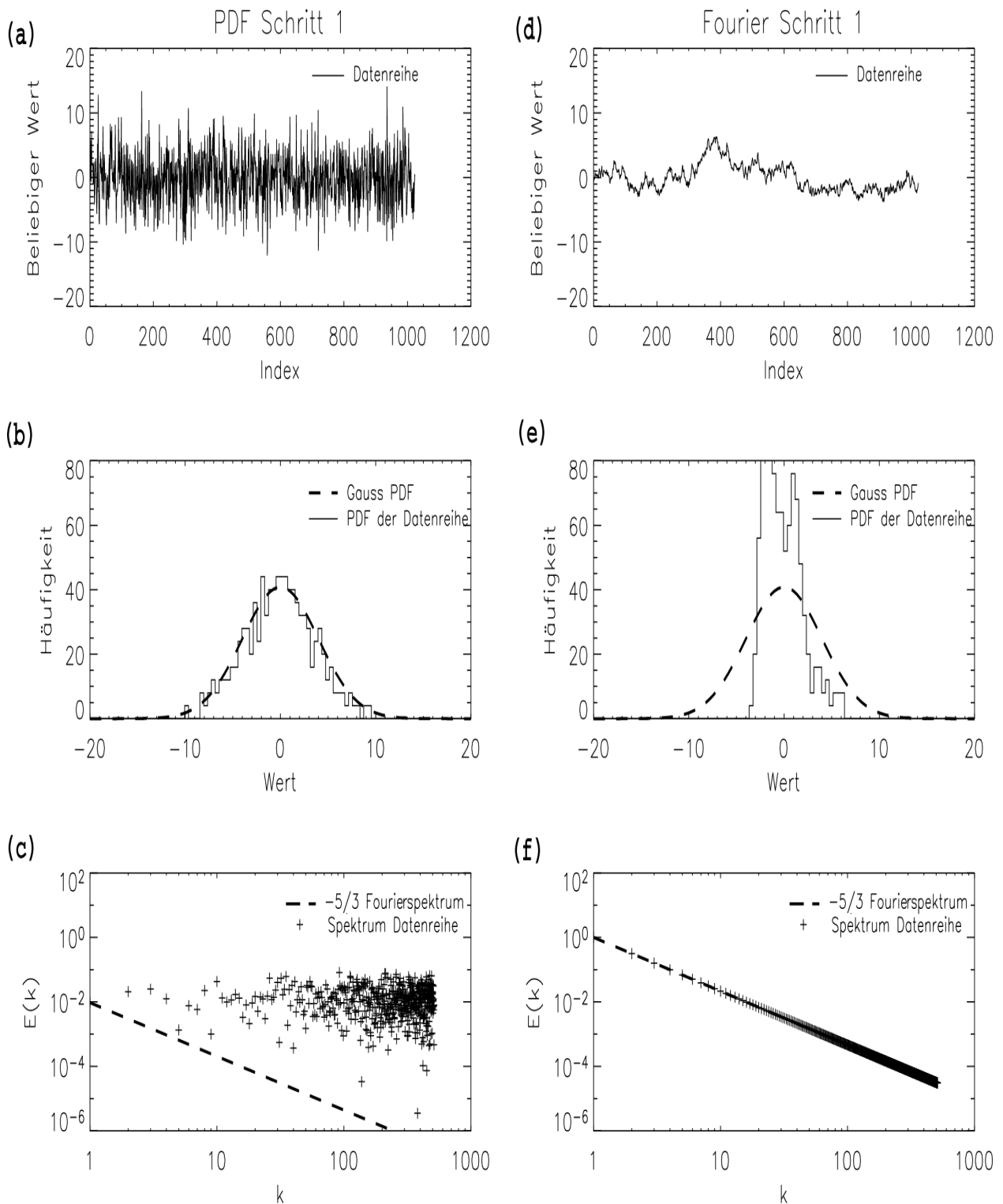


Abbildung 3.1: TOSQUARE Verfahren, erster Iterationsschritt: (a-c) PDF Schritt, (d-f) Fourierschritt. Dargestellt ist jeweils (a,d) die aktuelle Datenreihe nach dem Teilschritt im Ortsraum, (b,e) zugehörige PDF, (c,f) zugehöriges Energiedichtespektrum. Startfeld (a) ist eine normalverteilte Zufallszahlenreihe, „weißes Rauschen“, d.h. alle Fourierkomponenten sind gleich groß. Nach dem ersten Fourierschritt erhält die Datenreihe Struktur (d) durch die Dämpfung der hochfrequenten Komponenten (f). Gestört ist nun aber die PDF.

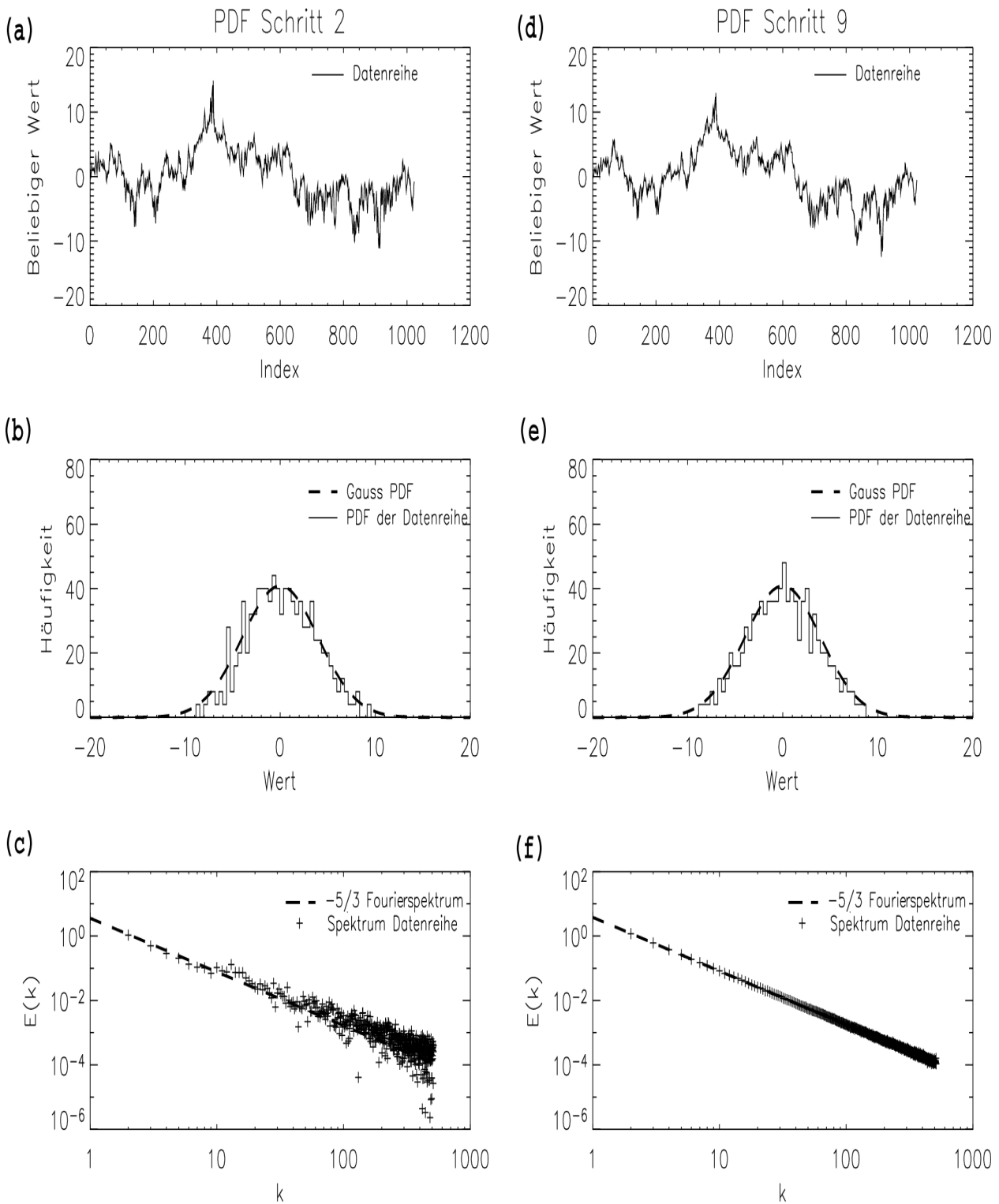


Abbildung 3.2: TOSQUARE Verfahren: (a-c) Zweiter Iterationsschritt; (d-f) Neunter Iterationsschritt. Es ist jeweils das Feld nach dem PDF Teilschritt gezeigt (vergleiche 3.1). Sowohl PDF als auch Energiedichtespektrum nähern sich der Vorgabe an.

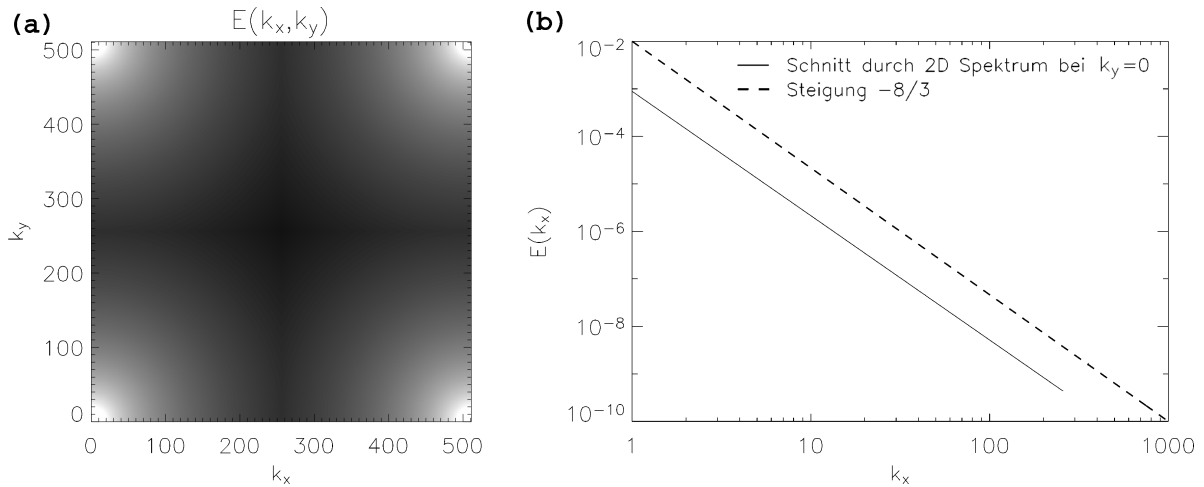


Abbildung 3.3: (a) zweidimensionales Energiedichtespektrum $E(k) \propto k^{-8/3}$, mit $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$, in logarithmischer Grauwertdarstellung; (b) Schnitt durch das zweidimensionale Energiedichtespektrum (bei $k_y=0$) verdeutlicht die Steigung $-\frac{8}{3}$. Im eindimensionalen Energiedichtespektrum sind wie üblich nur die Terme für $k_x=1\dots 256$ unterhalb der Nyquist-Frequenz dargestellt.

Zweidimensionale Datenfelder

Zweidimensionale Verteilungen der optischen Dicke oder des Flüssigwasserpfadens werden auf ähnliche Weise erzeugt. Der PDF-Teilschritt verläuft analog zum zuvor beschriebenen Ablauf. Um ein zweidimensionales Feld zu erzeugen, das die geforderten eindimensionalen spektralen Eigenschaften zeigt (z.B. Kolmogorovs „ $\frac{5}{3}$ -Gesetz“), muss der Zusammenhang von ein- und zweidimensionalem Energiedichtespektrum in geeigneter Weise eingesetzt werden. Das um den Ursprung rotationssymmetrische zweidimensionale Spektrum (Abbildung 3.3) muss mit einer anderen Steigung initialisiert werden, um die Vorgaben für die eindimensionalen Eigenschaften zu erfüllen. Wie Austin et al. (1994) zeigen, hat ein zweidimensionales Feld, dessen eindimensionale Fourierfrequenzen eine Steigung von β aufweisen, zweidimensionale Fourierkomponenten, die proportional zu $k^{\beta-1}$ sind. Das heißt, um eine Steigung $\beta_{1D} = -5/3$ für alle eindimensionalen Schnitte des Zielfeldes zu erzwingen, muss eine Vorgabe von $\beta_{2D} = -8/3$ verwendet werden. Diese Vorgabe für das zweidimensionale Energiedichtespektrum ist in Bild 3.3 zu sehen. Um die Konvergenz des Verfahrens zur Erzeugung zweidimensionaler Felder zu verbessern, wurde eine Dämpfung des Fouriermittels eingeführt. Für das Datenfeld f_{i+1} am Ende des Iterationsschrittes $i+1$ gilt:

$$f_{i+1} = \frac{f_{i,FS} + f_{i,PS}}{2} \quad (3.3)$$

Der Index FS bezeichnet das Feld nach der Anpassung an das Energiedichtespektrum und der Index PS das Feld nach dem vorausgehenden PDF-Schritt. Das Feld mit dem erzwungenen $-5/3$ Energiedichtespektrum geht also nur mit halbem Gewicht in jedem Iterationsschritt ein. Bild 3.4 zeigt das Startfeld und die ersten 8 Iterationsschritte der Erzeugung eines zweidimensionalen Feldes mit 256×256 Werten, jeweils nach dem PDF Teilschritt. Die letzten drei Graphen zeigen das endgültige Feld und die PDF sowie das mittlere eindimensionale

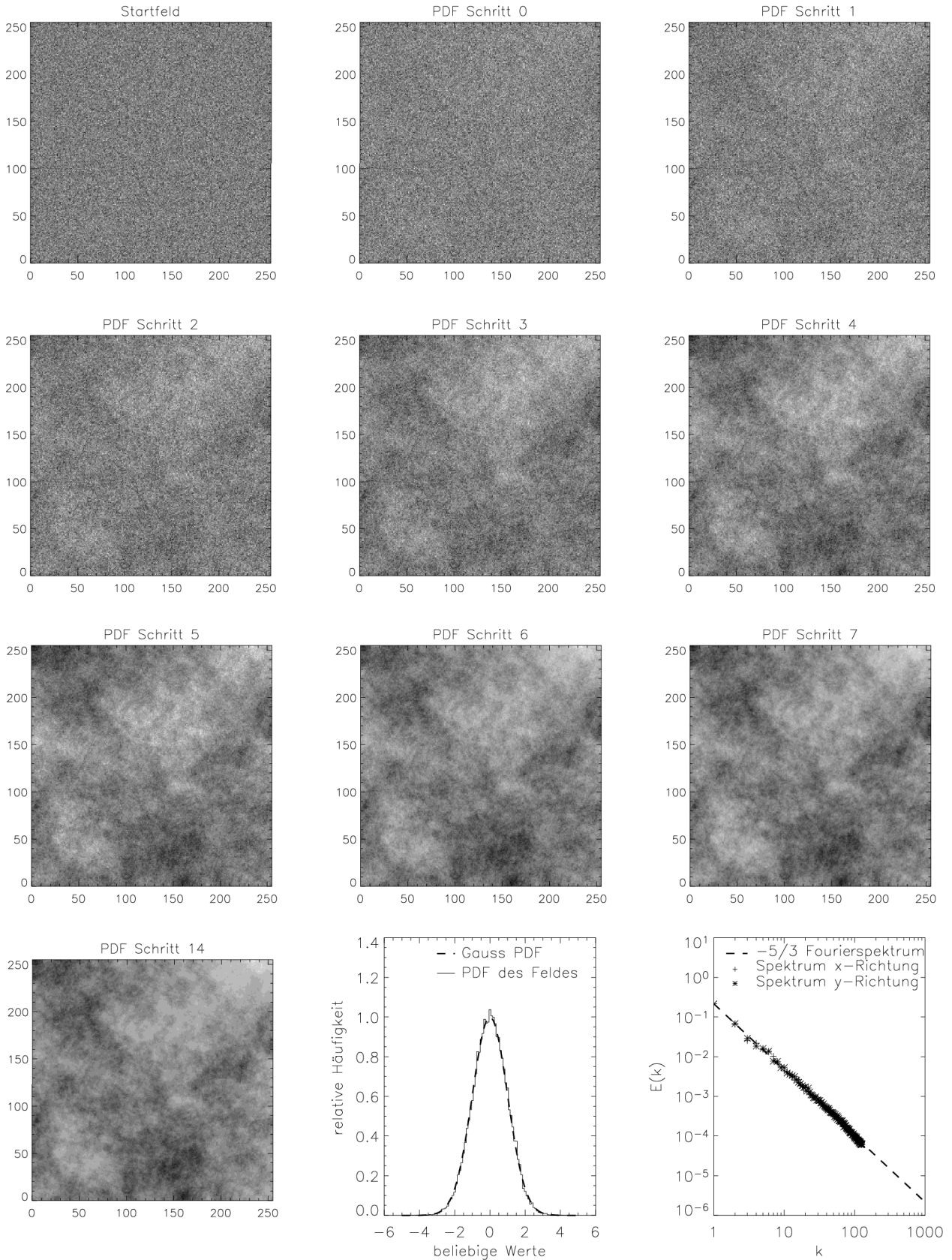


Abbildung 3.4: TOSQUARE Verfahren - zweidimensional: Von links oben nach rechts unten ist die schrittweise Konvergenz des Feldes hin zum Energiedichtespektrum gemäß $\beta = -\frac{5}{3}$ und der PDF gemäß der Normalverteilung ($\mu = 0$, $\sigma = 1$) gezeigt. Die unterste Reihe zeigt das endgültige Feld, die PDF im Vergleich zur Vorgabe und die mittleren eindimensionalen Energiedichtespektren im Vergleich zu $k_x^{-5/3}$ bzw. $k_y^{-5/3}$.

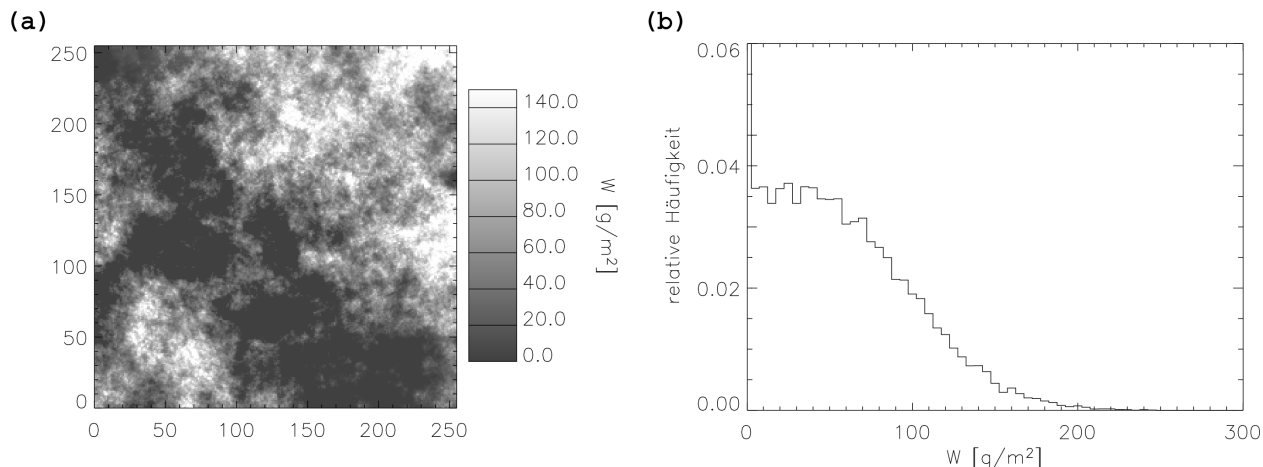


Abbildung 3.5: (a) Feld von Flüssigwassersäulen \mathcal{W} (nach demselben Zufallsstartfeld wie in Abb.3.4), aber mit Vorgabe einer PDF (b) für eine durchbrochene Wolkensituation (Häufigkeit der „0“-Werte nicht vollständig dargestellt). Bedeckungsgrad 70%, $\mu_{\mathcal{W}} = 45 g/m^2$, $\sigma_{\mathcal{W}} = 45 g/m^2$.

Energiedichtespektrum entlang der x- und y-Achse im Vergleich zu den Vorgaben. Zur Bestimmung der charakteristischen eindimensionalen Energiedichtespektren zweidimensionaler Felder werden die einzelnen eindimensionalen Spektren gemittelt, wie hier demonstriert. Dieses Vorgehen hat den Vorteil, dass die typischen Eigenschaften der Datensätze nicht durch das starke Rauschen der Einzelspektren maskiert werden (z.B. Davis et al., 1997). Das Abbruchkriterium, das für das gezeigte Beispiel nach 14 Iterationen erreicht war, ist dasselbe wie bei der Erzeugung von eindimensionalen Reihen.

Die mit Hilfe des *TOSQUARE* Generators erzeugten ein- oder zweidimensionalen Fluktuationfelder können nun analog zu Satellitenprodukten als Felder des Flüssigwasserpfades oder der optischen Dicke betrachtet werden. In einem nachgeordneten Schritt ist eine Skalierung auf beliebige Werte möglich (Mittelwert, Varianz). Ein Bedeckungsgrad kleiner als 100% wird im gezeigten Beispiel durch ein „Abschneiden“ kleiner Werte in der Normalverteilung realisiert, bevor die Verteilung im Iterationsprozess eingesetzt wird. In Abbildung 3.5 ist ein Beispiel für ein Wolkenfeld von Flüssigwasserpfad-Werten \mathcal{W} mit einem Bedeckungsgrad von 70% gezeigt. Abgeleitet ist es aus demselben Startfeld, das in Bild 3.4 zu sehen ist. Hier wird aber zur Erzeugung des zweidimensionalen Felds mit *TOSQUARE* die abgeänderte PDF verwendet. Die 30% kleinsten Werte sind dabei auf den Wert des 30% Perzentils der Normalverteilung gesetzt. Nach der Transformation in Werte des Flüssigwasserpfades bedeutet das, dass 30% aller Werte gleich $0 g/m^2$ sind. Natürlich sind zur Erzeugung teilweise bedeckter Szenen auch andere PDF-Vorgaben denkbar (z.B. exponentielle Verteilungen).

3.2.2 Adiabatisches Profilmmodell (TOCUBE)

Thema des vorhergehenden Abschnitts waren die horizontalen Charakteristika der Bewölkung. In vertikaler Richtung sind aufgrund der Bildungsmechanismen von Wolken andere Variabilitäten zu erwarten. Eine ausgeprägte vertikale Schichtung der Mikrophysik ist hier das

Hauptmerkmal, das mit Hilfe des *TOCUBE* Moduls berücksichtigt wird. Ein- oder zweidimensionale Felder optischer Dicke oder des Flüssigwasserpades, die aus Messungen stammen oder mit dem *TOSQUARE* Algorithmus erzeugt wurden, lassen sich mit Hilfe von *TOCUBE* in vertikaler Richtung erweitern. Falls zusätzliche Informationen vorhanden sind, wie Unter- und Oberkantenhöhen oder Effektivradien, so können diese hier berücksichtigt werden.

TOCUBE ist im Wesentlichen ein adiabatisches Profilmmodell für die Mikrophysik. Für flache konvektive Flüssigwasserwolken wird eine ausgeprägte Schichtung des Flüssigwassergehalts gefunden und in Näherung lässt sich diese mit einem adiabatischen Modell des Aufsteigens eines Luftpakets beschreiben. Gleichzeitig werden innerhalb flacher Grenzschichtwolken vertikal konstante Tröpfchenkonzentrationen gemessen, die nahelegen, dass der Zuwachs des Flüssigwassergehalts sich ausschließlich auf die vorhandene Zahl von Wolkenröpfchen verteilt (Finger und Wendling, 1990; Brenguier et al., 2000b; Pawlowska et al., 2000). Diese Eigenschaften werden häufig zur Parametrisierung strahlungsrelevanter mikrophysikalischer Parameter genutzt (Boers und Mitchell, 1994; Brenguier et al., 2000b; Schüller et al., 2003).

Adiabatischer Flüssigwasserzuwachs und feste Tröpfchenkonzentrationen sind gute Beschreibungen, wenn die Luftpakete schnell genug aufsteigen, dass der Austausch von Wärmeenergie mit der Umgebung vernachlässigt werden kann (adiabatisch), aber langsam genug, dass der Zuwachs an Flüssigwasser mit der Höhe nur durch Kondensation an vorhandenen Tröpfchen beziehungsweise Kondensationskeimen gegeben ist. Sind die Aufwinde und damit auch die Turbulenz stärker, so gewinnen komplexere Prozesse an Bedeutung, wie das Tröpfchenwachstum durch die Vereinigung von mehreren Tröpfchen (Koagulation), das Zerplatzen und Verdunsten von Tröpfchen, das Ausregnen von Flüssigwasser oder das Einmischen von trockener Umgebungsluft in die Wolkenluft (*entrainment*). Natürlich spielen Mischungsprozesse auch in flacher Grenzschichtbewölkung eine Rolle. Deswegen herrschen adiabatische Verhältnisse am ehesten in den dickeren inneren Wolkenbereichen, da dort die Mischung mit der Umgebungsluft den geringsten Einfluss hat (Schüller et al., 2003). Für andere Bereiche bildet die Annahme adiabatischer Bedingungen eine obere Grenze für den Zuwachs des Flüssigwassers. Daher werden adiabatische Profile auch in modifizierter (sub-adiabatischer) Form benutzt (Karstens et al., 1994). Die Annahme adiabatischen Flüssigwassergewinns mit der Höhe ist in jedem Fall eine vernünftige Ausgangspunkt, sich einem realistischen Profil der Mikrophysik zu nähern.

Um einen integrierten Flüssigwasserwert \mathcal{W} unter diesen Voraussetzungen in ein Profil des Flüssigwassergehalts w und der effektiven Tröpfchengröße r_{eff} zu transformieren – und damit auch einen Wert für die geometrische Dicke der Wolke zu erhalten – wird angenommen, dass eine feste Zahl von Tröpfchen N pro Volumen gemäß eines Zuwachsfaktors C_w mit der Höhe über der Wolkenunterkante z_u anwächst. Der Zuwachsfaktor C_w lässt sich aus einem Temperatur- und Druckprofil ableiten. Ausgangspunkt der Bestimmung von C_w ist die feucht-adiabatische Temperaturabnahme Γ_s , d.h. die Temperaturabnahme, die gesättigte Wolkenluft oberhalb der Wolkenunterkante erfährt. Oberhalb dieses Kondensationsniveaus, bei dem die Luft bezüglich des Wasserdampfes gesättigt ist, muss die Wolkenluft durch die Abkühlung bei weiterer Hebung durch Kondensation Flüssigwasser abgeben.

Um nun mit Hilfe von Γ_s den Zuwachsfaktor C_w zu berechnen sind folgende Schritte erforderlich. Aus der idealen Gasgleichung für den Wasserdampfanteil des Luftpakets

$$p_w = \rho_w R_w T \quad (3.4)$$

(ρ_w - absolute Feuchte, R_w - spezifische Gaskonstante, T - Temperatur des Wasserdampfes) folgt für den Fall der Sättigung, also wenn der Partialdruck des Wasserdampfes p_w gleich dem Sättigungsdampfdruck e_s ist,

$$C_w = \frac{d\rho_w}{dz} = \frac{d}{dz} \left(\frac{e_s(T)}{R_w T} \right). \quad (3.5)$$

C_w lässt sich also als Abnahme der Massenkonzentration des Wasserdampfes ρ_w durch die Kondensation ausdrücken, die einhergeht mit einer Erhöhung der Dichte des Flüssigwassers um den gleichen Betrag. Führt man die Ableitung d/dz aus, so ergibt sich

$$C_w = \frac{dT/dz}{R_w T} \left(\frac{de_s(T)}{dT} - \frac{e_s(T)}{T} \right). \quad (3.6)$$

Zur Berechnung des Sättigungsdampfdrucks in Abhängigkeit von der Temperatur $e_s(T)$ kann in guter Näherung die Magnus-Formel (Herbert, 1987)

$$e_s(T) = 610,7 e^{\frac{17,15(T-273,15)}{T-38,25}} \quad (3.7)$$

verwendet werden. Die feucht-adiabatische Temperaturabnahme lässt sich durch

$$\Gamma_s = -\frac{dT}{dz} = \frac{g}{c_p + L_w \left(\frac{dw_s}{dT} \right)} \quad (3.8)$$

ausdrücken. Dabei ist g die Erdbeschleunigung, c_p ist die spezifische Wärmekapazität von Wasser bei konstantem Druck und L_w die spezifische Verdampfungswärme von Wasser (Pruppacher, 1997). In Gleichung 3.8 taucht wiederum die Ableitung des Sättigungsmischungsverhältnisses w_s nach der Temperatur auf. Drückt man w_s durch das Verhältnis des Sättigungsdampfdrucks zum Umgebungsluftdruck p aus, also

$$w_s = \frac{\epsilon e_s(T)}{p - e_s(T)} \approx \frac{\epsilon e_s(T)}{p}, \quad (3.9)$$

wobei $\epsilon = M_w/M_l = 0,622$ das Verhältnis der Molekulargewichte von Wasser und Luft ist, so enthält dw_s/dT wieder Ableitungen $de_s(T)/dT$. Wenn nun Γ_s aus Gleichung 3.8 sowie $e_s(T)$ aus Gleichung 3.7 und daraus folgend die Ableitung $de_s(T)/dT$ in Gleichung 3.6 eingesetzt werden, so kann C_w für bestimmten Druck p und Temperatur T bestimmt werden. Für bodennahe Wolken im Sommer bewegt sich der Wert für C_w zwischen $2,74 \times 10^{-6}$ und $3,2 \times 10^{-6} \text{ kg}/(\text{m}^3 \text{ m})$. Abgeleitet sind diese Werte mit Hilfe der Temperatur- und Druckwerte für Meereshöhe und 1000 m Höhe der sommerlichen Standardatmosphäre nach Anderson et al. (1986). Bei den betrachteten flachen Wolkentypen (wenige 100 m Dicke) ist ein einzelner Wert für C_w , also die Annahme linearen Flüssigwasserzuwachses mit der Höhe, gerechtfertigt. Im Weiteren wird daher ein Standardwert von $3,0 \times 10^{-6} \text{ kg}/(\text{m}^3 \text{ m})$ für C_w verwendet.

Nimmt der Flüssigwassergehalt w der Wolkenluft mit C_w zu, dann lässt sich mit Hilfe der Höhe z über der Wolkenbasis z_u das Flüssigwasserprofil

$$w(z) = C_w z \quad (3.10)$$

berechnen. Der Wassergehalt in einer bestimmten Höhe z setzt sich aus einer Anzahl von kugelförmigen Tröpfchen N mit dem mittleren Volumen $4/3 \pi r_v^3$ zusammen. Der mittlere Volumenradius r_v lässt sich aus der Tröpfchengrößenverteilung ableiten:

$$r_v^3 = \frac{1}{N} \int_0^\infty n(r) r^3 dr. \quad (3.11)$$

Der Faktor

$$k = r_v^3 / r_{\text{eff}}^3 \quad (3.12)$$

beschreibt den Zusammenhang des mittleren Volumenradius r_v mit dem Effektivradius r_{eff} . Er ist also von der Gestalt der Tröpfchengrößenverteilung $n(r)$ bestimmt. Aus in-situ Messungen wurden Werte für k für typische Stratus und Stratocumulus Wolken abgeleitet. Laut Martin et al. (1994) variiert k für kontinentale Wolken um 0.67 ± 0.07 und für maritime um 0.8 ± 0.07 . In *TOCUBE* wird ein Wert von $k = 0.8$ verwendet. Auf diese Weise wird eine realistische Tröpfchengrößenverteilung für maritime Grenzschichtbewölkung berücksichtigt. Für den Zusammenhang von Flüssigwassergehalt, Tröpfchenkonzentration N und Effektivradius r_{eff} gilt dann

$$w(z) = \frac{4}{3} \pi k r_{\text{eff}}(z)^3 N \rho_w. \quad (3.13)$$

Neben dem Profil für den Flüssigwassergehalt lässt sich dann auch ein Profil des Effektivradius ableiten:

$$r_{\text{eff}}(z) = \sqrt[3]{\frac{3}{4} \frac{w(z)}{\pi k N \rho_w}} \quad (3.14)$$

Aus der Randbedingung, dass

$$\mathcal{W} = \int_{z_u}^{z_o} w(z) dz \quad (3.15)$$

vorgegeben ist, ist auch eine Wolkenoberkante z_o aus der gegebenen Unterkante z_u (sowie der horizontalen Verteilung des Flüssigwasserpfad \mathcal{W}) herzuleiten. Ist die Ausgangsbasis ein Feld von Werten der optischen Dicke τ , so können diese näherungsweise nach Gleichung 2.14 in Werte des Flüssigwasserpfad umgerechnet werden. Die Wolkenunterkante z_u stammt entweder aus einer Messung oder wird vorgegeben. Ebenso verhält es sich mit der Tröpfchenkonzentration N . Für diese lassen sich Standardwerte für Grenzschichtbewölkung in sauberer oder verschmutzter Luft aus der Literatur angeben. Zum Beispiel enthält ein sauberes maritim geprägtes Wolkenvolumen, das nur eine geringe Konzentration von Aerosolen und damit auch von Kondensationskeimen aufweist, typischerweise etwa 50 bis 100 Wolkentröpfchen pro Kubikzentimeter, während kontinental geprägte stärker aerosolbelastete Wolken auch Tröpfchenkonzentrationen von 200 bis 1000 Tröpfchen pro Kubikzentimeter erreichen (Mason, 1971; Pruppacher, 1997; Chuang, 2000; Pawlowska und Brenguier, 2000).

Wenn über den Wert des Flüssigwasserpfad hinaus noch Informationen über r_{eff} und/oder z_o aus Messungen zur Verfügung stehen, dann verringert sich automatisch die Zahl der A-priori-Parameter im Modell (C_w , N). In diesen Fällen ist es dann auch möglich nicht-adiabatische lineare Zuwachsfaktoren C_w abzuleiten. Ein solches Beispiel ist in Abbildung 2.4 gezeigt. Dazu wurde die Wolkenunterkante aus einem bodengebundenen Stereokamerasystem mit optischen Dicken aus Satellitenmessungen kombiniert. Der Zuwachs des Flüssigwassers C_w und die Zahl der Tröpfchen N war in diesem Beispiel aber durch zusätzliche Messungen des Effektivradius und der Oberkante festgelegt. Ein Beispiel für einen dreidimensionalen

Datensatz mit adiabatischem Profil ist in Abbildung 3.6 zu sehen. Grundlage war hierbei das schon gezeigte Feld des Flüssigwasserpfad aus Abbildung 3.5.

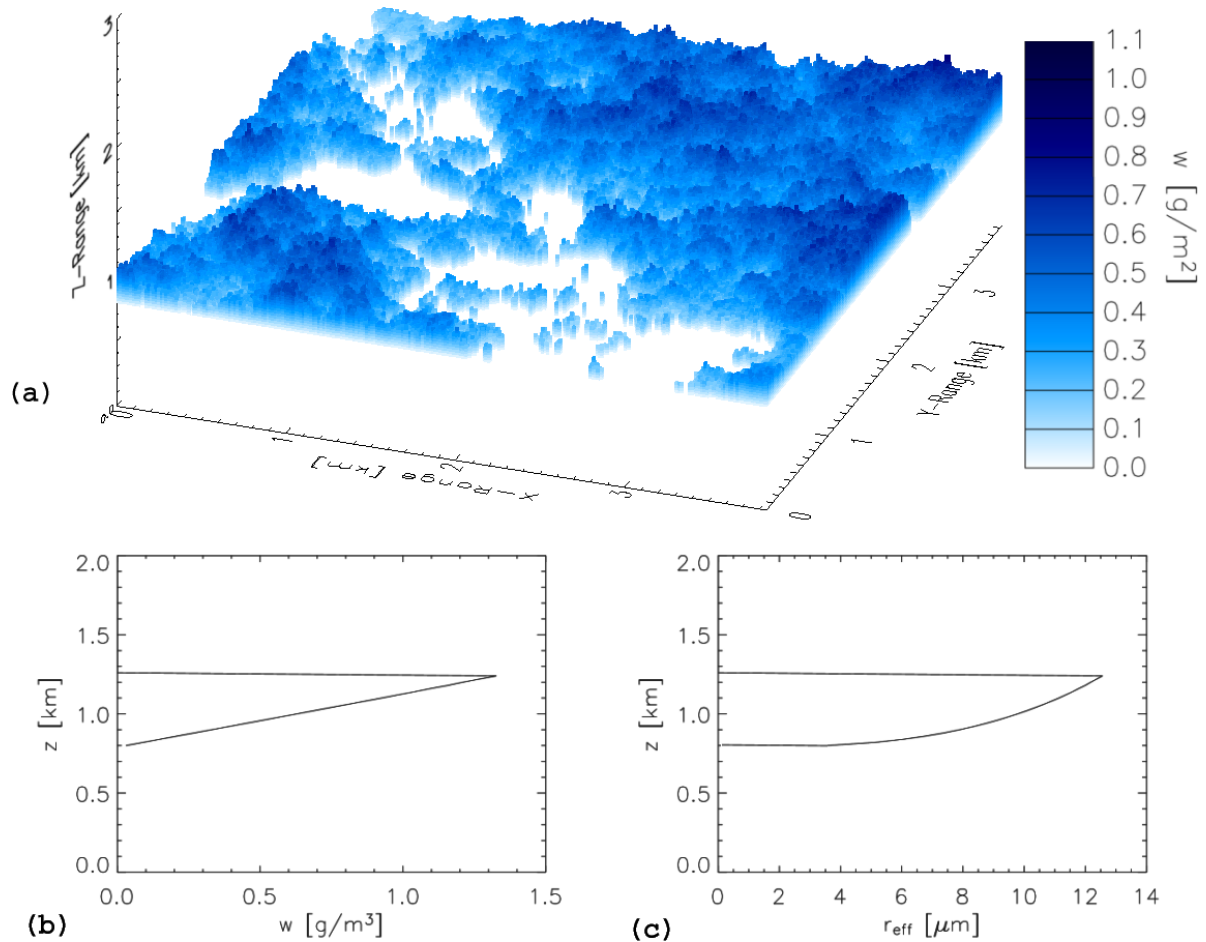


Abbildung 3.6: (a) Verteilung des Flüssigwassergehaltes einer dreidimensionalen Wolkenstruktur, erstellt mit Hilfe der Module *TOSQUARE* und *TOCUBE*: Größe des Gebietes $4 \times 4 \text{ km}^2$, 256×256 Säulen, Bedeckungsgrad 70%, Wolkenunterkante $z_u = 800 \text{ m}$, Flüssigwasserpfad \mathcal{W} siehe Abbildung 3.5, Flüssigwasserzuwachs $C_w = 3 \times 10^{-6} \text{ kg}/(\text{m}^3 \text{ m})$, Tröpfchenkonzentration $N = 200 \text{ cm}^{-3}$, mittlere geometrische Dicke $d = 200 \text{ m}$. Hoher Flüssigwasserpfad führt zu hoher Oberkante und hohem Flüssigwassergehalt an der Oberkante. (b) und (c) zeigen mittlere Profile des Flüssigwassergehaltes und des Effektivradius für bewölkte Zellen.

3.3 Konventionelle Fernerkundungsverfahren

Im folgenden Abschnitt werden Fernerkundungsverfahren für Wolkenparameter vorgestellt. Der erste Teil beschreibt die Implementierung einiger Standardverfahren der Satellitenfernerkundung zur Messung der optischen Dicke und des Effektivradius und die Ableitung der solaren Strahlungsbilanz aus diesen, wie sie im Weiteren verwendet werden. Kapitel 4 wird sich mit der genauen Untersuchung der typischen Unsicherheiten solcher Verfahren bei der Fernerkundung inhomogener Bewölkung beschäftigen.

Ableitung der optischen Dicke aus der Reflektivität

In Abschnitt 2.4 wurden die Grundlagen zur Fernerkundung von Wolkenparametern beschrieben. Ein Ein-Wellenlängen-Verfahren zur Fernerkundung der optischen Dicke (ähnlich Rossow und Lacis, 1990; Fischer et al., 1997a) findet in dieser Arbeit zu verschiedenen Untersuchungen Verwendung.

Um den Zusammenhang zwischen einem abzuleitenden Parameter und der gemessenen Strahldichte herzustellen (die Inversion des Strahlungstransports), besteht das gebräuchlichste Verfahren darin, mit einem Strahlungstransportmodell mögliche Kombinationen der verschiedenen Einflussparameter – außer dem Zielparater auch der Sonnenstand, der Blickwinkel des Sensors und die Bodenalbedo – zu berechnen und die Ergebnisse in Tabellen festzuhalten (*lookup table*). Die Abhängigkeit von der Albedo ist für die Fernerkundungsverfahren dieser Arbeit durch die Beschränkung auf die Beobachtung über Wasserflächen stark zu vereinfachen. Verwendet wird im Folgenden ein Albedowert, wie man ihn aus Modellrechnungen basierend auf Cox und Munk (1954a,b) und Nakajima und Tanaka (1983) für die Albedo einer Wasseroberfläche in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit erhält. Eine Lambert'sche Albedo von 2.5%, die repräsentativ ist für Windgeschwindigkeiten zwischen 1 und 10 m/s bei nicht zu großen Sonnenzenitwinkel ($<60^\circ$, vergleiche auch Jin et al., 2002), liegt allen Strahlungstransportrechnungen zugrunde. Angesichts der geringen Größe des Albedowertes ist keine aufwendigere Behandlung der Albedo (z.B. als winkelabhängige BRDF) erforderlich.

Für eine Zahl von Werten der optischen Dicke zwischen 0 und 100 einer Wolke von 200 m Dicke wurden eindimensionale Vorwärtsrechnungen monochromatisch bei 753 nm vorgenommen. Bei dieser Wellenlänge liegen die Messungen des *CASI* Gerätes vor. Die geometrische Dicke hat bei dieser Wellenlänge praktisch keinen Einfluss auf das Ergebnis. Da Wassertröpfchen im sichtbaren Spektralbereich quasi nicht absorbieren, sondern ausschließlich streuen und die Streufunktion sich mit dem Effektivradius nur wenig ändert, ist die Reflektivität bei solchen Wellenlängen praktisch nur von der optischen Dicke abhängig. Den Rechnungen liegt daher ein konstanter effektiver Radius $r_{\text{eff}} = 10 \mu m$ zugrunde. Simuliert wurden Sonnenzenitwinkel von 0 bis 30° im 1° Abstand für einen in Nadir-Richtung blickenden Sensor. Abbildung 2.10 zeigt den Zusammenhang zwischen der reflektierten Strahldichte bei 753 nm Wellenlänge und der optischen Dicke einer Wolke für einen in Nadir-Richtung blickenden Sensor bei einem Sonnenzenitwinkel $\theta_{\text{Sonne}}=10^\circ$. Für die Strahlungstransportrechnungen wurde hier *DISORT* eingesetzt. Dieses Ein-Wellenlängen-Verfahren findet im nächsten Abschnitt, innerhalb der dort vorgestellten Methode, zur Ableitung von Feldern optischer Dicke aus echten Messdaten (*CASI*) Anwendung.

Ableitung von optischer Dicke und Effektivradius

Werden mehrere Wellenlängenkanäle zur Fernerkundung genutzt, die auf den Einfluss verschiedener Parameter sensitiv sind, so kann ihre Kombination zur gleichzeitigen Ableitung mehrerer Größen genutzt werden. Neben anderen haben Nakajima und King (1990) oder Platnick et al. (2003) Verfahren entwickelt, die durch eine solche Kombination optische Dicke und Effektivradius bestimmen.

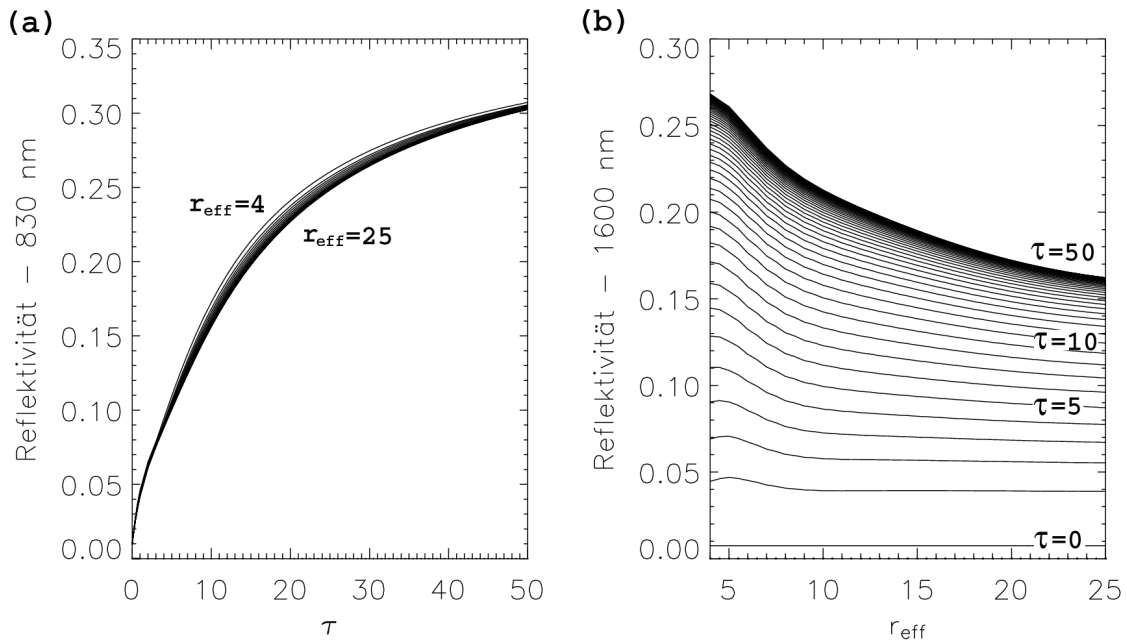


Abbildung 3.7: (a) Zusammenhang der optischen Dicke und der Reflektivität in einem Wellenlängenband um 830 nm für $\theta_{\text{Sonne}}=0^\circ$ und $\theta_{\text{Sensor}}=0^\circ$ für variierenden Effektivradius. (b) Zusammenhang des effektiven Radius und der Reflektivität in einem Wellenlängenband um 1600 nm für $\theta_{\text{Sonne}}=0^\circ$ und $\theta_{\text{Sensor}}=0^\circ$ für variierende optische Dicke.

Dazu wird ein Kanal außerhalb der Absorptionsbanden des Flüssigwassers (sichtbarer Spektralbereich, siehe vorhergehender Abschnitt) mit einem Kanal kombiniert, in dem Wassertropfchen abhängig von ihrer effektiven Größe absorbieren. Beispiele für die ersteren sind die Wellenlängenbänder um 670, 860 und 1200 nm des MODIS Sensors (Platnick et al., 2003) oder 750 nm des AVHRR Sensors (Nakajima und Nakajima, 1995). Nur eine geringe Abnahme der Reflektivität entsteht hier mit zunehmender Größe der Tropfchen, da sich deren Vorwärtsstreuung dabei erhöht (siehe Abbildung 3.7a). Die Reflektivität bei längeren Wellenlängen, wie zum Beispiel in den Kanälen 1,6, 2,1, 3,7 μm (MODIS) oder 1,6 μm (AVHRR), reagiert sensitiv auf Absorption und Streuung durch Wolkentröpfchen. Da die Absorption durch die Tropfchen stark von ihrer effektiven Größe abhängt, stellt die Reflektivität in solchen Kanälen unter anderem ein Maß für den Effektivradius dar (Abbildung 3.7b).

Das Verfahren wird für zwei Wellenlängenbänder erstellt, wie sie für die meisten Wolkenbeobachtungen operationeller Wettersatelliten zur Verfügung stehen. Messungen um 830 nm (als streuender) und um 1600 nm (als absorbierender) Kanal werden genutzt. Die Vorwärtsrechnungen wurden für verschiedene Sonnengeometrien (Sonnenzenitwinkel $\theta_{\text{Sonne}} = 0, 30, 45, 60^\circ$, relativer Sonnenazimutwinkel $\phi_{\text{Sonne}} = 0, 45, 90^\circ$), verschiedene Sensorgeometrien ($\theta_{\text{Sensor}} = 0, 55^\circ$) sowie für eine große Zahl verschiedener Werte des effektiven Radius ($r_{\text{eff}} = 4 \dots 25$) und der optischen Dicke ($\tau = 0 \dots 200$) durchgeführt. Diese Werte decken den in maritimen Stratocumulus auftretenden Größenbereich großzügig ab. Die simulierten Bänder entsprechen den Kanälen VIS0.8 und IR1.6 des MSG-SEVIRI Sensors. Sie wurden in ihrer originalen spektralen Breite und Empfindlichkeit simuliert. Dazu kommt die Parametrisie-

rung breitbandiger Strahlungstransportrechnung nach Ricchiazzi et al. (1998) (*SBDART*) mit Simulationen an 15 spektralen Stützstellen je Kanal zum Einsatz. Die Sensorzenitwinkel θ_{Sensor} wurden so gewählt, dass die beiden gängigsten Beobachtungsgeometrien der Wolkenfernerkundung über Mitteleuropa simuliert werden können. Die Sensoren polarumlaufender Satelliten (*NOAA-AVHRR*, *TERRA/AQUA-MODIS*) haben einen Blickwinkel um den Nadir ($\theta_{Sensor} = 0^\circ$). Die geostationäre Satellitenposition über dem Äquator (*MSG-SEVIRI*) bedeutet einen Blickwinkel von etwa $\theta_{Sensor} = 55^\circ$ für Mitteleuropa.

Die an dieser Stelle nötigen Strahlungstransportsimulationen für planparallel homogene Wolkensituationen mit vorgegebenen r_{eff} und τ Werten lassen sich entweder mit dem *DISORT* Modell oder dem Monte Carlo Modell *MYSTIC* durchführen. Die Verwendung des ersteren ist naheliegend, da es für die schnelle planparallele Simulation der Strahldichte ausgelegt ist, während *MYSTIC* den vollständigen dreidimensionalen Strahlungstransport berechnet und dazu entweder viel Zeit zur Verfügung stehen muss oder mit einer gewissen Unsicherheit der Ergebnisse zu rechnen ist (siehe Abschnitt 3.1). Bei der Verwendung des *DISORT* Modells ist allerdings bei bestimmten Beobachtungsgeometrien aufgrund der Behandlung der Streufunktion innerhalb des Modells Vorsicht geboten. Problematisch sind hier Bereiche mit starken Gradienten, wie der Vorwärtsstreubereich, der Rückstreubereich oder der Bereich des Regenbogens zwischen 45° und 70° (vergleiche Abbildung 2.2), da diese durch die erwähnte Entwicklung der Streufunktion durch eine beschränkte Zahl von Legendre-Polynomen nicht korrekt wiedergegeben werden. Wird die Genauigkeit durch die Verwendung von mehr Termen weit genug erhöht, so nähert man sich bezüglich des Zeitaufwandes schnell der dreidimensionalen Monte Carlo Rechnung. Um sicherzustellen, dass die Schlussfolgerungen der Arbeit nicht durch die Unterschiede in der Berechnung des Strahlungstransports in zwei verschiedenen Modellen beeinflusst werden, werden alle Strahlungstransportrechnungen für dieses Fernerkundungsverfahren mit dem *MYSTIC* Modell durchgeführt. Abbildung 3.8 zeigt ein Ergebnis dieser dreidimensionalen Vorwärtsrechnungen für $\theta_{Sensor} = 0^\circ$ und $\theta_{Sonne} = 0^\circ$. Deutlich zu sehen ist das Rauschen in den Monte Carlo Ergebnissen. Mit Hilfe einer Glättung der Monte Carlo Reflektivitäts-Felder $R_{830}(\tau, r_{eff})$ und $R_{1600}(\tau, r_{eff})$ durch ein gleitendes Mittel wird das Ergebnis verbessert. Wichtig ist, dass dadurch Uneindeutigkeiten der Ableitung beseitigt werden, die möglicherweise durch das Rauschen der Monte Carlo Ergebnisse entstanden sind. Nun ist beinahe jedem Wertepaar der Reflektivität (R_{830}, R_{1600}) eindeutig ein Paar optischer Parameter (τ, r_{eff}) zuzuordnen. Einzige verbleibende Mehrdeutigkeit entsteht im Bereich kleiner Werte des Effektivradius und der optischen Dicke. Dort kommt es (sichtbar für die Linie $r_{eff} = 4 \mu m$) zu Mehrdeutigkeiten. Deswegen ist eine generelle Beschränkung solcher Verfahren die Anwendung für Tröpfchen mit $r_{eff} \geq r_{krit}$ (Nakajima und King, 1990; Platnick et al., 2001). Für die hier verwirklichte Kanalkombination gilt: $r_{krit} = 5 \mu m$. Ein Tröpfchen unterhalb dieser Größe ist nicht mehr als groß gegenüber der Wellenlänge anzusehen. In diesem Bereich werden Extinktionseffizienz und Asymmetrieparameter zu sehr variablen Größen und führen so zu Uneindeutigkeiten. Mögliche verbleibende Unsicherheiten durch das Rauschen der Monte Carlo Einzelergebnisse in der Ableitung optischer Größen werden weiter verringert, indem die Ableitung eines Parameterpaares (τ, r_{eff}) auf zwei Strahldichtewerten beruht. Die Unsicherheit der Aussagen über mittlere Eigenschaften des Verfahrens ist noch kleiner, da sie auf einer großen Anzahl von Ableitungen beruhen.

Auf die beschriebene Weise wird nun die Strahldichte in beiden Kanälen für 1540 (22 Werte

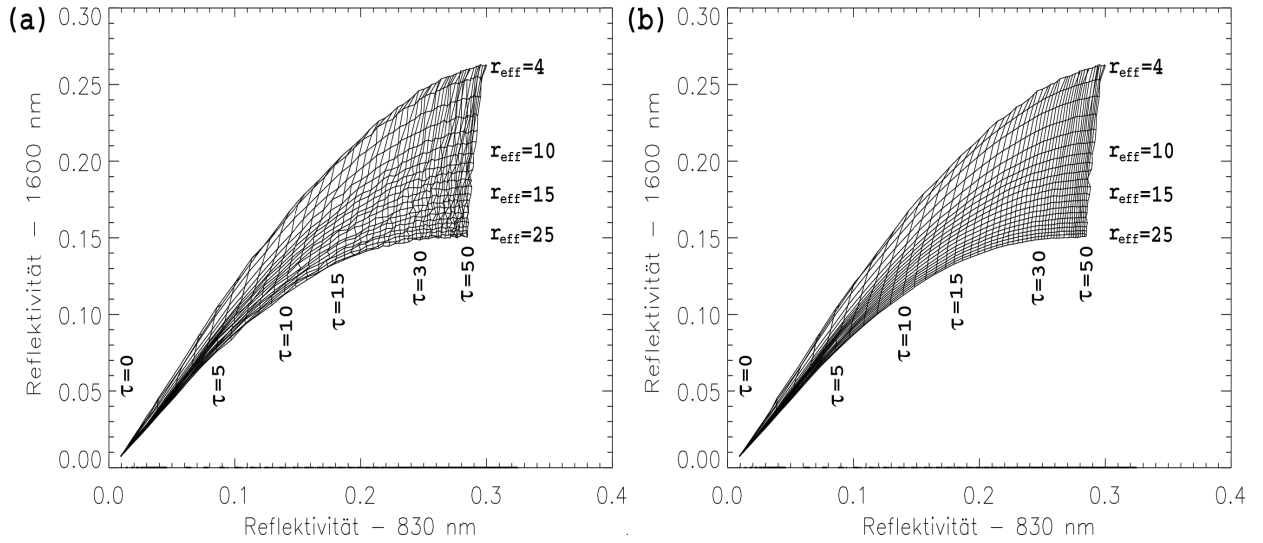


Abbildung 3.8: Ableitung von optischer Dicke und Effektivradius – Ergebnisse der *MYSTIC* Vorwärtsrechnung für $\theta_{\text{Sonne}} = 0^\circ$ und $\theta_{\text{Sensor}} = 0^\circ$: Abhängigkeit der Reflektivität in den Wellenlängenbändern um 830 nm und 1600 nm von den Parametern $\tau = 0 \dots 50$ und $r_{\text{eff}} = 4 \dots 25 \mu\text{m}$. (a) zeigt die mit Monte Carlo Rauschen behaftete Ergebnisse der *MYSTIC* Vorwärtsrechnung: Potentiell ergeben sich Uneindeutigkeiten durch Schnitte der Linien gleichen Parameterwertes (τ oder r_{eff}) aufgrund des Rauschens. (b) Geglättete Monte Carlo Ergebnisse: Uneindeutigkeiten sind minimiert.

des Effektivradius $\times 70$ der optischen Dicke) homogen planparallele Wolkenfälle simuliert, mit variierender optischer Dicke und effektivem Radius im vorher angegebenen Wertebereich. Diese 1540 Ergebnisse für zwei Kanäle wurden, bevor sie zur Ableitung der Eigenschaften verwendet werden, noch auf ein feiner aufgelöstes Gitter interpoliert. Danach ist der Wertebereich in insgesamt 422000 Einzelwerte je Kanal unterteilt. Das entspricht einer Auflösung von $\Delta\tau = 0.1$ und $\Delta r_{\text{eff}} = 0.1$. Bei der Ableitung eines Paares (τ, r_{eff}) mit dieser Genauigkeit aus einem gemessenen Paar $(R_{830,M}, R_{1600,M})$ wird nun in dieser Vielzahl der tabellierten Reflektivität $(R_{830,T}, R_{1600,T})$ nach dem besten Treffer gesucht. Dazu wird das Minimum der Kostenfunktion

$$Q = \left(\frac{L_{830,T} - L_{830,M}}{L_{830,M}} \right)^2 + \left(\frac{L_{1600,T} - L_{1600,M}}{L_{1600,M}} \right)^2 \quad (3.16)$$

bestimmt. Tests des Verfahrens mit planparallel homogenen Wolkenstrukturen ergaben mittlere Abweichungen von weniger als 1% sowohl für die Ableitung der optischen Dicke als auch für die des Effektivradius. In Kapitel 4 ist dieses Fernerkundungsverfahren und seine Schwächen als planparalleles Standardverfahren in der Berücksichtigung von dreidimensionalen Effekten Gegenstand der Untersuchungen.

Ableitung von Größen der solaren Strahlungsbilanz

Das in diesem Abschnitt beschriebene Verfahren zur Ableitung der solaren Strahlungsbilanz ist kein Fernerkundungsverfahren im eigentlichen Sinne. Da es aber ebenfalls auf einer Tabellierung des Zusammenhangs zwischen Größen des Strahlungstransports und optischen

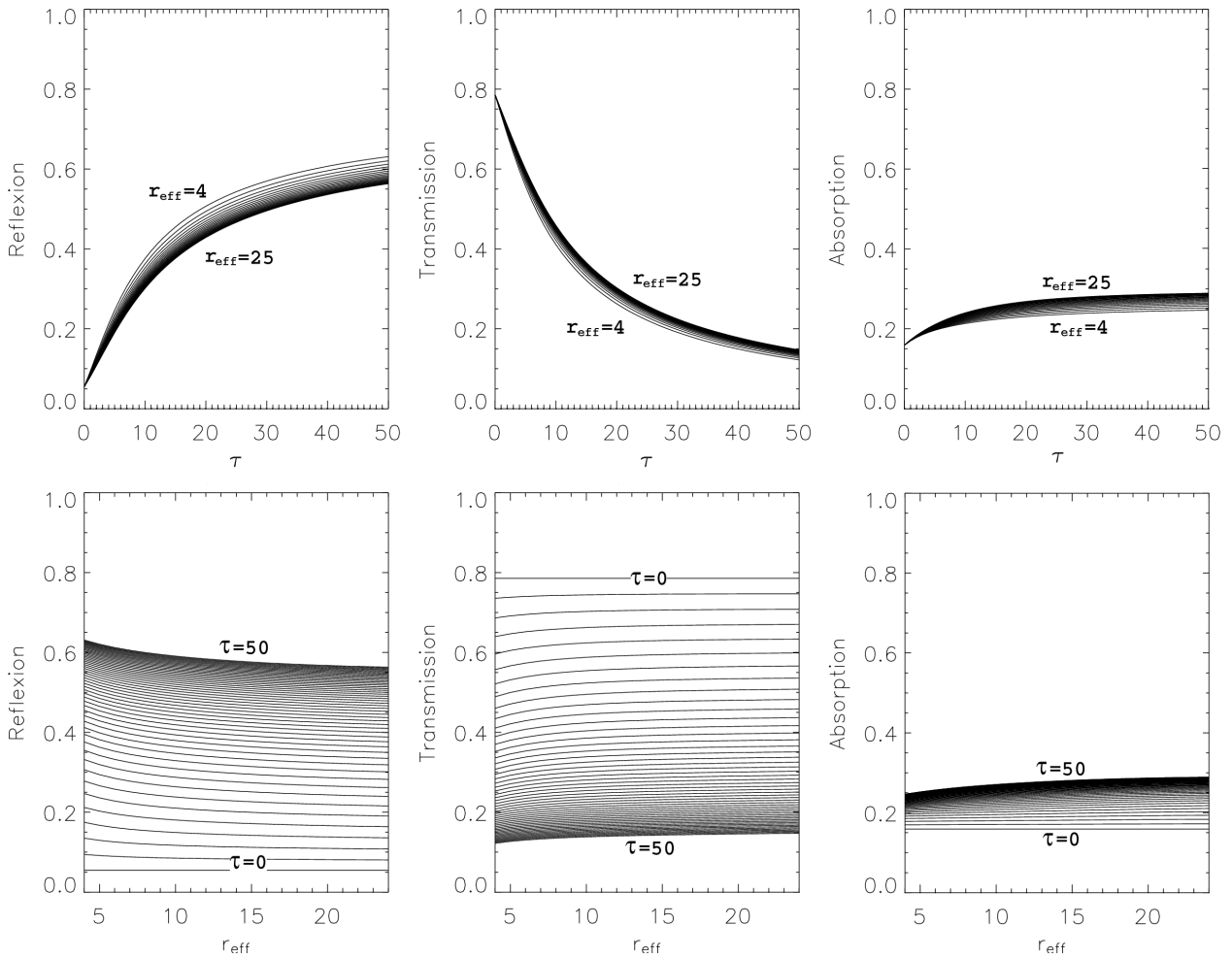


Abbildung 3.9: Zusammenhang zwischen der optischen Dicke τ und dem Effektivradius r_{eff} und den Größen Reflexion, Transmission und Absorption im solaren Spektralbereich für $\theta_{\text{Sonne}} = 0^\circ$. Ergebnisse planparalleler Strahlungstransportrechnungen mit *DISORT* unter Verwendung der *Kato* Parametrisierung (Kato et al., 1999) zur Berechnung der solaren Strahlungsbilanz.

Parametern beruht, wird es an dieser Stelle beschrieben. Das Verfahren wird im Abschnitt 4.4 dazu verwendet aus Fernerkundungsdaten (optischer Dicke und Effektivradius) die nach der planparallelen Annahme zu erwartenden Werte der Reflexion und Transmission zu bestimmen. Anstatt hierzu für jede Kombination von optischer Dicke und effektivem Radius eine einzelne Berechnung durchzuführen, werden die Zusammenhänge für dieselben Werte wie zuvor vorberechnet und auf ein Gitter mit $\Delta\tau = 0.1$ und $\Delta r_{\text{eff}} = 0.1$ interpoliert.

Da hier die breitbandige Bestrahlungsstärke im solaren Spektralbereich berechnet werden soll, wurden die Strahlungstransportrechnungen mit dem *DISORT* Modell unter Verwendung der *Kato* Parametrisierung (Kato et al., 1999) durchgeführt. Auf Basis der *CASI* Wolkendaten werden dabei in 32 repräsentativen Bändern über den gesamten solaren Spektralbereich (0,24 bis 4,6 μm) Strahlungstransportsimulationen durchgeführt, die in ihrer Summe eine genaue Ableitung der realen Werte für die Bilanzgrößen Reflexion, Transmission und Absorption zulässt. Explizit berechnet wurden Reflexion \mathcal{R} und Transmission \mathcal{T} aus Paaren

der Parameter optische Dicke und Effektivradius für die gesamte Atmosphärensäule. Die Differenz zwischen Reflexion und Transmission und der gesamten eingestrahnten solaren Bestrahlungsstärke stellt die Absorption \mathcal{A} der Gesamtatmosphärensäule dar ($\mathcal{A} = 1 - \mathcal{R} - \mathcal{T}$). Die Abhängigkeit der verschiedenen solaren Bilanzgrößen von optischer Dicke beziehungsweise effektivem Radius ist in Abbildung 3.9 zu sehen. Analog zur Reflektivität in einer bestimmten Richtung nimmt auch Reflexion in den gesamten oberen Halbraum mit steigender optischer Dicke und sinkendem effektivem Radius zu. Die Bodenalbedo bestimmt zusammen mit der Streuung durch Gasmoleküle (Rayleigh) den Wert der Reflexion bei $\tau = 0$. Die Transmission verhält sich fast genau komplementär zur Reflexion, da die Absorption nur eine vergleichsweise geringe Abhängigkeit von beiden optischen Parametern zeigt. Die Absorption bei $\tau = 0$ spiegelt die Absorption durch die Standardatmosphäre nach Anderson et al. (1986) für den Sommer in mittleren Breiten wieder. Sie dominiert offensichtlich die Absorption durch Wolken im solaren Spektralbereich. In geringem Maße nimmt dort die Absorption durch Flüssigwasser mit dem Effektivradius zu. Die Flüssigwasserabsorption ist aber über den gesamten solaren Spektralbereich sehr klein. Größer ist der Effekt wachsender optischer Dicke. Je größer die optische Dicke ist, desto länger werden die Photonenwege in der Grenzschicht, in der der Großteil der Absorption durch Wasserdampf und Kohlendioxid stattfindet. Die Wahrscheinlichkeit einer Absorption ist erhöht.

3.4 Neues Verfahren zur Ableitung dreidimensionaler Wolkenstrukturen aus hochaufgelösten Messungen

In diesem Abschnitt wird die Entwicklung eines speziellen Verfahrens zur Ableitung inhomogener dreidimensionaler Wolkenstrukturen unter Berücksichtigung des dreidimensionalen Strahlungstransports aus räumlich hochaufgelösten Messungen beschrieben. Das Verfahren wird die Basis aller Untersuchungen zum Einfluss inhomogener Bewölkung stellen, deren Ergebnisse in Kapitel 4 gezeigt sind. Wie schon zuvor angesprochen sollen in dieser Arbeit dreidimensionale Strukturen genutzt werden, die möglichst direkt aus Messungen abgeleitet werden. Die Aufgabe besteht also darin, zu einer gemessenen Strahldichteverteilung die zugrunde liegende Wolkenstruktur quantitativ unter Berücksichtigung aller dreidimensionalen Effekte zu rekonstruieren. Das bedeutet, wenn diese Daten als Eingabe für eine dreidimensionale Strahlungstransportsimulation verwendet werden, sollten die gemessenen Strahldichten reproduziert werden. Die Lösung dieses komplexen Problems ist in den folgenden Abschnitten beschrieben. In Abschnitt 2.2.2, Grundlagen der Messung von Wolkeneigenschaften, wurde die Datenquelle *CASI* für diese Ableitung bereits näher vorgestellt.

Bei der Ableitung dreidimensionaler Wolkenstrukturen aus Strahlungsmessungen müssen sowohl der planparallele (PP) Fehler, der durch die Grenzen der räumlichen Auflösung eines Sensors entsteht, als auch der IP Fehler durch die Vernachlässigung des horizontalen Photonentransports berücksichtigt werden. Die Wahl einer Datenquelle, die maximale räumliche Auflösung bietet, minimiert den PP Fehler. Bei einer Auflösung der von *CASI* gelieferten Strahldichtefelder von $15 \times 15 \text{ m}^2$ ist davon auszugehen, dass Variabilität, die Einfluss auf den Strahlungstransport haben kann, erfasst ist. Diese Größenordnung liegt im Bereich der freien Weglänge (siehe Gleichung 2.8). Bei dieser hohen räumlichen Auflösung dagegen ist der

Einfluss des IP Fehlers entscheidend (siehe Abschnitt 2.4 in Grundlagen der Fernerkundung von Wolken).

Die horizontale Photonenausbreitung kann dann durch eine Faltung des (ohne Horizontaltransport berechneten) eindimensional abgeleiteten Reflektivitätsfeldes mit einer Glättungsfunktion beschrieben werden (Marshak et al., 1998a). Marshak et al. (1998a) gewinnen eine solche Glättungsfunktion durch den Vergleich des planparallel, Wolkensäule für Wolkensäule, durch eindimensionale Strahlungssimulationen abgeleiteten Reflektivitätsfeldes mit dem dreidimensionalen Reflektivitätsfeld aus einer Monte Carlo Simulation. Im folgenden Abschnitt werden einige Simulations-Experimente gezeigt, die eine Erweiterung dieser Arbeiten darstellen. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen fließen dann in den anschließenden Abschnitten in die Methoden zu Ableitung von Wolkenstrukturen ein.

3.4.1 Realistische Wolken und der Horizontaltransport von Photonen

Marshak et al. (1995, 1998a) und Davis et al. (1997) schlagen vor, die Kenntnis einer Funktion, die die horizontale Ausbreitungscharakteristik von Photonen in einem Wolkenfeld beschreibt, dazu zu verwenden, die konventionelle Fernerkundung zu verbessern. Sie bezeichnen diese Funktion als *Green'sche Funktion*. Sie ist abhängig von der geometrischen und optischen Dicke der Wolkenschicht. Davis et al. (1997) stellen den Zusammenhang zwischen der Glättungsfunktion und der Größenordnung η des Skalenbruches her (siehe auch Schröder und Bennartz, 2003). Letzterer zeigt sich in den Energiedichtespektren reflektierter Strahldichtefelder. Seine Ursache wird im Glättungseinfluss des dreidimensionalen Strahlungstransports vermutet. Nach Marshak et al. (1998a) lässt sich η durch

$$\eta \approx \frac{d}{\sqrt{(1-g)\tau}} \quad (3.17)$$

ausdrücken – dabei ist d die geometrische Dicke, τ die optische Dicke einer Wolkenschicht und g der Asymmetriefaktor der Streufunktion der Wassertröpfchen. Beobachtet wurde von ihnen eine Größenordnung $\eta = 200 \text{ m}$ in *Landsat* Bildern, was nach Gleichung 3.17 einem typischen maritimen Stratocumulus mit $d=300 \text{ m}$, $\tau=15$ und $g=0.85$ entspräche.

Aus Marshak et al. (1998a) stammt der Vorschlag des *nonlocal independent pixel* Verfahrens zur Ableitung von optischen Parametern unter Berücksichtigung der dreidimensionalen Effekte. Dabei soll eine Green'sche Funktion dazu verwendet werden, ein gemessenes Feld der Reflektivität zu entfalten, also die Glättung durch den dreidimensionalen Strahlungstransport rückgängig zu machen, bevor aus dem so erhaltenen Feld durch ein Standardverfahren die optischen Eigenschaften abgeleitet werden. Eine solche Methode zu verwenden, um möglichst realistische Wolkenstrukturen aus Messungen der Reflektivität herzuleiten, erfordert eine nähere Betrachtung der Grundlagen. Die Voraussetzung dieses Herangehens ist es, eine für das jeweilige Wolkenfeld anwendbare Green'sche Funktion zu bestimmen. In den folgenden Experimenten werden daher die Zusammenhänge von IPA Reflektivitätsfeld, tatsächlichem dreidimensionalen Feld der Reflektivität und der gesuchten Funktion untersucht.

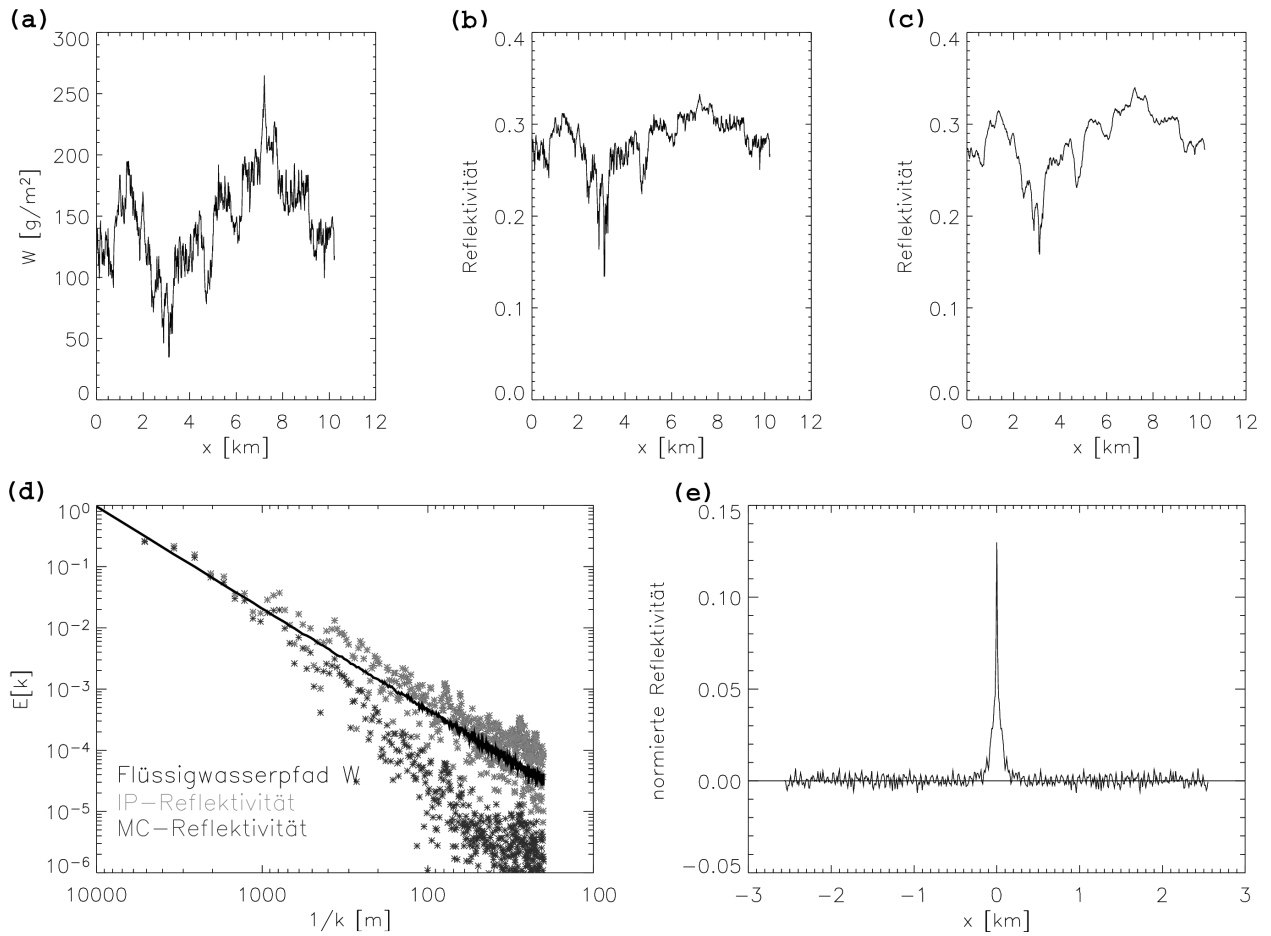


Abbildung 3.10: (a) Flüssigwasserpfad einer x - z Wolkenstruktur mit fester Ober- und Unterkante, (b) IPA Nadir-Reflektivität aus IPA Strahlungstransportrechnungen mit *DISORT* (c) Nadir-Reflektivität aus dreidimensionaler Strahlungstransportrechnung mit *MYSTIC*, jeweils vom Atmosphärenoberrand betrachtet für Sonnenzenitwinkel $\theta_{\text{Sonne}} = 0^\circ$, Sensorzenitwinkel $\theta_{\text{Sensor}} = 0^\circ$ (d) Energiedichtespektren des Flüssigwasserpfad, der Felder der IPA Reflektivität und der 3D Reflektivität, (e) Green'sche Funktion durch Division im Fourierraum abgeleitet.

Beim Ausgangsexperiment ist wie bei Marshak et al. (1995, 1998a) und Davis et al. (1997) eine zweidimensionale Wolkensituation definiert durch eine feste Wolkenoberkante und Unterkante, zwischen denen horizontal in einer Dimension die optischen Eigenschaften variieren (eine Wolkenstruktur in der x - z Ebene). Die Variationen in der horizontalen Richtung sind hier durch das *TOSQUARE* Modul gegeben. Anders als bei genannten Autoren wird hier die Strahldichte (bzw. Reflektivität) anstelle der Wolkenalbedo betrachtet. Abbildung 3.10a zeigt das Wolkenfeld als Reihe von Werten des Flüssigwasserpfad W . Ausgehend von der einfachsten denkbaren Geometrie – die Sonne befindet sich im Zenit, der Sensor blickt von oben in Nadir-Richtung – kann nun jedem dieser Werte mit einer planparallelen *DISORT* Rechnung eine bestimmte in senkrechter Richtung reflektierte Reflektivität zugeordnet werden. Aus dem so erzeugten Reflektivitätsfeld (Abbildung 3.10b) ließe sich, mittels eines IPA Standard-Fernerkundungsverfahrens, die richtige Verteilung der Ausgangswerte ableiten. Das dreidimensionale Reflektivitätsfeld (aus einer *MYSTIC* Simulation) aber weist einen stark

geglätteten Charakter auf. Aus diesem „realen“, messbaren Feld (Abbildung 3.10c) wäre ein Rückschluss auf die ursprüngliche Verteilung des Flüssigwasserpfadens mit einem IPA Verfahren nicht möglich. Die Glättung äußert sich im Energiedichtespektrum (3.10d) in einer Unterbewertung der kleinskaligen Frequenzkomponenten im Vergleich zu den Feldern des Flüssigwasserpfadens und der IPA Reflektivität. Interessant ist hierbei, dass auch bei IPA Betrachtung die Reflektivität im Ortsraum aufgrund des nichtlinearen Zusammenhangs stark von der Verteilung des Flüssigwasserpfadens abweicht, im Fourierraum jedoch die Steigung des Energiedichtespektrums davon nicht entscheidend beeinflusst wird. Immer noch orientieren sich dort die Komponenten um den vorgegebenen Abfall nach $k^{-5/3}$. Im Monte Carlo Spektrum ist auf den größten Skalen ($k < 10$) nur geringer Einfluss des Horizontaltransports festzustellen. Je kleiner aber die Wellenlänge (je größer die Wellenzahl k) ist, desto stärker weichen die Spektren voneinander ab. Bei den größten Wellenzahl-Werten ist das Photonenrauschen der Monte Carlo Lösung zu sehen. Das Rauschen ist durch eine Gleichverteilung über alle Frequenzen gekennzeichnet. Da diese Simulation mit einer sehr große Photonenzahl durchgeführt wurde (mehr als 300000 Photonen pro Bildelement), wird es in diesem Fall nur bei den kleinsten Skalen sichtbar. Im Gegensatz zu dem von Davis et al. (1997) für *Landsat*-Bilder gefundenen Skalenbruch η ist aber bei diesen Ableitungen keine plötzliche Änderung der Steigung bei einer identifizierbaren Größenordnung zu sehen (aus $d = 200 \text{ m}$, $\bar{\tau} \approx 25$, $g = 0.85$ folgt nach Gleichung 3.17 ein Skalenbruch $\eta \approx 100 \text{ m}$), sondern vielmehr eine langsame graduelle Abnahme der Steigung.

Die horizontale Photonenausbreitung kann im Ortsraum durch eine Faltung beschrieben werden:

$$R_{3D}(x) = \int_{x_1}^{x_2} R_{ip}(x') G(x - x') dx'. \quad (3.18)$$

Eine Faltung des IPA Reflektivitätsfeldes $R_{ip}(x)$ mit der Green'sche Funktion $G(x)$ führt zum dreidimensionalen Reflektivitätsfeld $R_{3D}(x)$. Für die Fouriertransformation \mathcal{F} der Faltung gilt (Bronstein et al., 1995)

$$\mathcal{F}(R_{3D}(x)) = \mathcal{F}(R_{ip}(x')) \cdot \mathcal{F}(G(x)). \quad (3.19)$$

Das bedeutet, im Fourierraum lässt sich aus den Simulationsergebnissen die Green'sche Funktion bestimmen, indem die Fouriertransformation des dreidimensionalen Reflektivitätsfeldes $\mathcal{F}(R_{3D}(x))$ durch die Fouriertransformation des IPA Feldes $\mathcal{F}(R_{ip}(x))$ dividiert wird. In Abbildung 3.10e ist die so gefundene Funktion im Ortsraum dargestellt. Die prinzipielle Form der Kurve entspricht im Wesentlichen einer Glättungsfunktion, aber es sind eine ganze Reihe von kleinskaligen Charakteristika zu sehen, die zum Teil auf dem Monte Carlo Rauschen des dreidimensionalen Reflektivitätsfeldes beruhen können. Allerdings kann es sich durchaus um wirkliche Merkmale der Funktion handeln. Die negativen Werte deuten zum Beispiel auf Abschattungen im Feld hin, die bereits in einem solchen Wolkenfeld ohne Oberkantenstruktur durch die lokale Verteilung großer und kleiner Extinktion zustande kommen können. Diese charakteristischen Abweichungen sind aber in jedem Fall so klein, dass sie der Übertragbarkeit dieser Green'schen Funktion auf andere ähnliche Wolkenzenen (mit konstanter Ober- und Unterkante) nicht im Wege stehen. Mittels einer so gefundenen Funktion ist eine starke Verbesserung der Ableitung optischer Größen für andere Fälle mit den gleichen statistischen Eigenschaften möglich (nicht gezeigt).

In der bisherigen Betrachtung fehlt allerdings als wichtiges Merkmal realer Wolken die Variabilität der Oberkante. Um dem gleichen Flüssigwasser-Ausgangsfeld eine Oberkantenstruk-

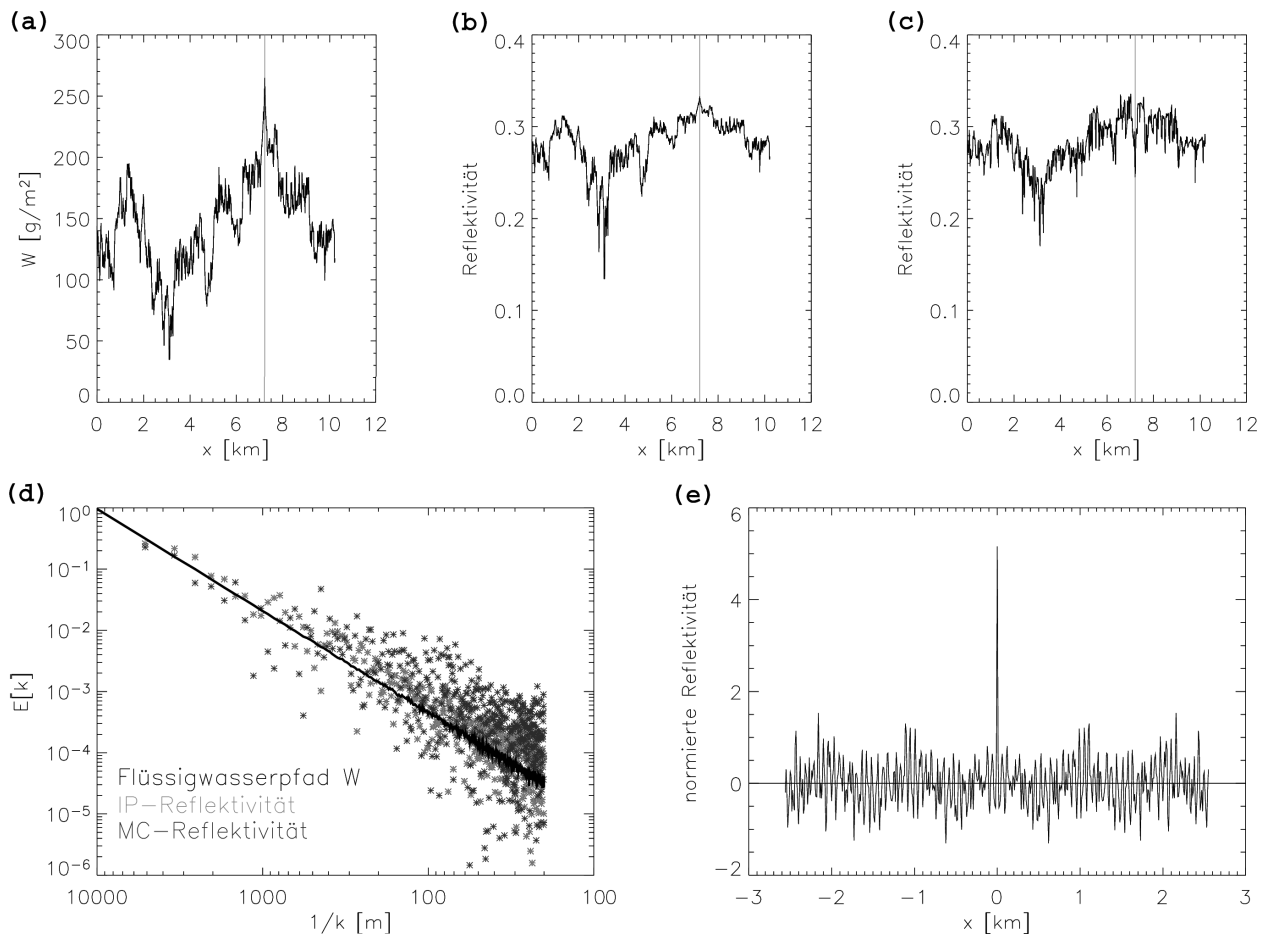


Abbildung 3.11: wie Abbildung 3.10, aber hier x-z Wolkenstruktur mit variabler Oberkantenhöhe.

zur Darstellung zu geben, kommt das *TOCUBE* Modell zum Einsatz (siehe Abschnitt 3.2.2). Wiederholt man nun das Simulations-Experiment (Abbildung 3.11), wieder für senkrechten Sonnenstand, so verstärken sich die charakteristischen Merkmale der Green'schen Funktion (Abbildung 3.11e). Die Werte der IPA Reflektivität bleiben konstant, da bei ihrer Berechnung nur der Wert der optischen Dicke jeder Einzelsäule relevant ist. Das dreidimensionale Reflektivitätsfeld aber verändert sich grundlegend. Durch die Einführung der (in diesem Beispiel sehr starken) Oberkantengeometrie wurde die oben beschriebene Strahlungsglättung offensichtlich durch zusätzliche aufrauende Effekte überkompensiert, da die Abschattungen jetzt intensiver wird. In den obersten Teilen der Wolkenstruktur ist der Verlust von Photonen durch den Horizontaltransport größer als die Gewinne aus den dort unbewölkten Nachbarsäulen. Die Photonen aus diesen Bereichen tragen zur diffusen Beleuchtung der übrigen Wolkenzene bei. Abhängig von der umgebenden Struktur der Oberkante, kommt es durch diese zusätzliche Horizontalkomponente zu verstärkten geometrischen Effekten (Abschattungen und Aufhellungen). Der starke Verlust von Photonen in den exponierten obersten Wolkenelementen seinerseits kann sogar zu einer Abschattung der direkt unter diesen liegenden Wolkenbereiche führen – sichtbar an der Position des Maximums des Flüssigwasserpfades, markiert durch eine senkrechte Linie in Abbildung 3.11. Abhängig von der Variabilität der Oberkantengeometrie, führen die beschriebenen dreidimensionalen Effekte zu einer Aufrauung des

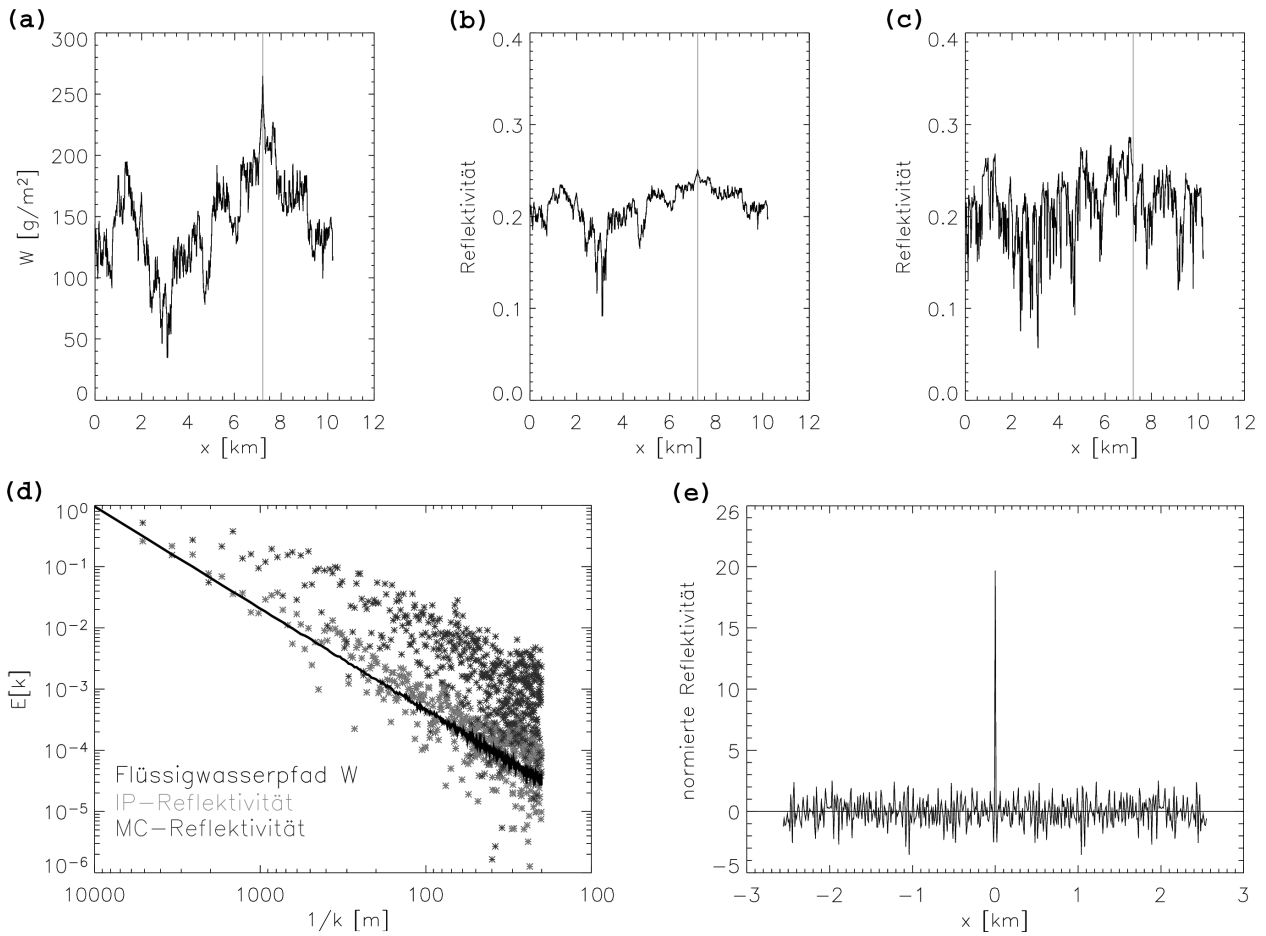


Abbildung 3.12: wie Abbildung 3.11, aber hier für den Sonnenzenitwinkel $\theta_{\text{Sonne}} = 30^\circ$ (von links).

3D-Reflektivitätsfeldes im Vergleich zur IPA Abschätzung. Im Energiedichtespektrum zeigt sich diese in der Steigung des Spektrums des Monte Carlo Ergebnisses. Kleinskalige Variabilität ist nun nicht mehr gedämpft. In der abgeleiteten Green'schen Funktion spiegeln sich in diesem Fall alle spezifischen Eigenheiten der Wolkenzene wieder, insbesondere der Oberkantenstruktur. Im Gegensatz zum Fall mit einheitlicher Oberkantenhöhe ist diese Funktion nicht mehr auf andere Wolkenfelder übertragbar. Sie eignet sich folglich nicht mehr zur Anwendung in einem *nonlocal independent pixel* Verfahren nach Marshak et al. (1998a), deren Wolkenstrukturen keine Oberkantenstruktur aufweisen.

Noch deutlicher verstärkt werden die Geometrieeffekte, wenn bereits die Ausgangsrichtung der Photonen eine Horizontalkomponente aufweist, also die Sonne nicht im Zenit steht. In Abbildung 3.12 ist dieser Fall für einen Sonnenzenitwinkel von 30° dargestellt. Hier werden die Gegensätze zwischen Schattenbereichen und hell beleuchtete Flanken weiter verstärkt. An der Stelle des markierten Maximums des Flüssigwasserpfades erscheint im dreidimensionalen Feld eine hell bestrahlte Wolkenflanke zur Sonne hingewandt (links der Markierung) und ein dunkler Schatten auf der von der Sonne abgewandten Seite (rechts der Markierung). Das dreidimensionale Feld der Reflektivität für diese Szene ist sehr rau. Entsprechend sind die hohen Frequenzen im Energiedichtespektrum weiter erhöht. Die Green'sche Funktion ist nun

durch Einzelheiten des Wolkenfeldes bestimmt und somit nicht mehr auf andere Wolkenfälle übertragbar.

Weitere Möglichkeiten der realistischen Komplexität der Wolkenstrukturen näher zu kommen – zum Beispiel die Einführung einer Struktur der Wolkenunterkante oder über das Profil hinausgehender vertikaler Inhomogenität der Mikrophysik – wurden untersucht, sind aber von weit untergeordneter Bedeutung für den reflektierten Anteil des dreidimensionalen Strahlungsfelds. Zu einer ähnlichen Aussage kommen auch Evans et al. (2002) für eine Betrachtung der dreidimensionalen Effekte bei der Berechnung von Bilanzgrößen in cumuli-former Bewölkung.

Die Auswirkungen der horizontalen Wechselwirkung benachbarter Wolkenelemente führen je nach Verteilung der optischen und der geometrischen Dicke des Feldes, der Rauigkeit der Wolkenoberkante und dem Sonnenstand zu einem gemeinsamen Auftreten von „Strahlungsglättung“ und kompensierender „Strahlungsaufrauung“. Der erste Effekt überwiegt bei hohen Sonnenständen und mäßig variierender Wolkenoberkante. Die Komplexität des Zusammenspiels der beiden Effekte hat zur Folge, dass keine einfache Parametrisierung der Green’schen Funktion möglich ist, die zur direkten Verbesserung der IPA Fernerkundungsmethoden genutzt werden könnte (wie von Marshak et al., 1995; 1998a vorgeschlagen). Um das Problem zu umgehen, dass selbst eine Näherung der Green’schen Funktion einer Wolkenzene vorab unbekannt ist, wurde ein neues Verfahren entwickelt. Ein iteratives Entfaltungsverfahren macht die exakte Kenntnis dieser Funktion verzichtbar. Allerdings ist das Verfahren darauf angewiesen, dass in der Messung der glättende Effekt den aufrauenden Effekt überwiegt, da sonst eine Entfaltung sinnlos ist. Um die aufrauenden Effekte zu minimieren, werden bei der Auswahl der *CASI* Daten die Fälle mit hohem Sonnenstand zur Messzeit gewählt.

3.4.2 Ableitung von dreidimensionalen Wolkenstrukturen aus Daten des *Compact Airborne Spectrographic Imager*

Als Basis realistischer Wolkenstrukturen wurden 28 Messfälle des flugzeuggetragenen (nahe) Nadir messenden *CASI* Sensors des Instituts für Weltraumwissenschaften der Freien Universität Berlin ausgewählt. Für das folgende Verfahren wurde vereinfachend angenommen, dass alle Werte der Strahldichte in Nadir-Blickrichtung gemessen wurden. Wie Tests ergeben haben, sind Werte zu den Rändern der Szenen hin mit einer Abweichung von etwa 7% aufgrund des Sensorblickwinkels behaftet ($\pm 17^\circ$ Abtastwinkel). Im Hinblick auf die Ableitung realistischer Wolkenstrukturen ist diese Abweichung, die sich im Rahmen der Genauigkeit der Messung selbst bewegt (Schröder et al., 2004), zu vernachlässigen.

Eine Näherung der Green’schen Funktion zur Beschreibung des Horizontaltransportes steht im Zentrum des Verfahrens zur Ableitung von dreidimensionalen Wolkenstrukturen. Sie bildet den Ansatz zur Korrektur des IP Fehlers, indem sie die Möglichkeit bietet, aus dem dreidimensionalen Strahlungsfeld das zur Fernerkundung geeignete IPA Strahlungsfeld abzuleiten. Die genaue Gestalt der Funktion ist für die gesuchte Wolkenstruktur zu Beginn natürlich unbekannt und dabei sehr stark von den spezifischen Gegebenheiten der Wolkensituation abhängig, wie im vorhergehenden Abschnitt analysiert wurde. Die dort gezeigte

experimentelle Bestimmung der Green'sche Funktion beruht auf der Kenntnis der zugrundeliegenden Wolkenstruktur, die es ermöglicht aus den verschiedenen Strahlungssimulationen den Zusammenhang zwischen IPA und dreidimensionalem Strahlungsfeld herzuleiten. Diese Möglichkeit ist beim klassischen Fernerkundungsproblem nicht gegeben, da nur die Messung des Strahldichtefeldes zur Verfügung steht. Wie weit glättenden und aufrauenden Effekte zu diesem geführt haben, ist nicht bekannt.

Die Ermittlung einer repräsentativen Näherung an die Green'sche Funktion muss auf anderem Wege stattfinden. Benutzt wird dazu die Analogie sich in einer Wolke ausbreitenden Laserlichtes. Die Intensität des um den Eintrittspunkt zurückreflektierten Anteils bestimmt eine horizontale Ausbreitungscharakteristik der Photonen. Mit Hilfe von speziellen Monte Carlo Simulationen, bei denen der Eintrittspunkt der Photonen fixiert ist, lassen sich für planparallele Wolkenfälle mit typischen mittleren Eigenschaften (optische und geometrische Dicke) solche Funktionen bestimmen. Ausbreitungs- oder Glättungsfunktionen werden in der Bildverarbeitung auch als *point spread function* (Punkt-Ausbreitungsfunktion, PSF) bezeichnet. Eine auf diese Weise abgeleitete Funktion beschreibt die mittlere horizontale Ausbreitung von Photonen in den gemessenen Wolken, also den Glättungsanteil des dreidimensionalen Effekts. Sie kann aber die kompensierenden aufrauenden Einflüsse, die auf das gemessene Feld gewirkt haben, nicht repräsentieren, da diese von der unbekanntenen lokalen Verteilung der Extinktion abhängt. Diese Funktion darf folglich nicht zur vollständigen Entfaltung des Feldes herangezogen werden, da dies zu einem zu rauen Feld der Strahldichte führen würde und damit auch auf eine zu inhomogene Wolkenstruktur. Der Begriff *point spread function* wird im Weiteren für die Näherung der Green'schen Funktion verwendet.

Da also die Größe des Aufrauungsanteiles nicht bekannt ist, wird eine schrittweise Entfaltung des gemessenen Feldes vorgenommen. Der Richardson-Lucy-Algorithmus (Richardson, 1972; Lucy, 1974) zur iterativen Entfaltung liefert schrittweise rauer werdende Felder der Strahldichte, abgeleitet aus der gemessenen Szene. Wie schon erwähnt setzt dieses Vorgehen voraus, dass die Glättung die Aufrauung übertrifft. Nur wenn dies gilt, macht es Sinn die Messung zu entfalten. Gesichert wird dies durch die Wahl von Messungen zu Zeiten hohen Sonnenstandes. Bestätigt wird die Auswahl durch die Ergebnisse des Verfahrens. Mit Hilfe des eindimensionalen planparallelen Fernerkundungsverfahrens, das in Abschnitt 3.3 beschrieben wurde, wird für jedes dieser Iterationsfelder ein Feld optischer Dicken abgeleitet, das mit Hilfe des *TOCUBE* Algorithmus zu einer dreidimensionalen Wolkenstruktur mit einem Profil der Mikrophysik und einer strukturierten Oberkante erweitert wird. Für diese Wolkenstrukturen lassen sich durch *MYSTIC* Simulationen wiederum Strahldichtefelder ableiten, die die Auswahl der besten Näherung an die wirklich zugrundeliegende Wolkenstruktur ermöglichen, indem die beste Übereinstimmung mit der ursprünglichen *CASI*-Messung gesucht wird. Abbildung 3.13 verbildlicht die beschriebenen Schritte in einem Flussdiagramm. Im Weiteren folgt die Beschreibung der Einzelschritte.

Ableitung einer *point spread function*

Als erstes wird näher auf die Erzeugung der PSF eingegangen, die später zur schrittweisen Entfaltung verwendet wird (linker Ast des Flussdiagramms 3.13). Abbildung 3.14 gibt das Ergebnis einer speziellen *MYSTIC* Simulation wieder, bei der die Photonen wie bei ei-

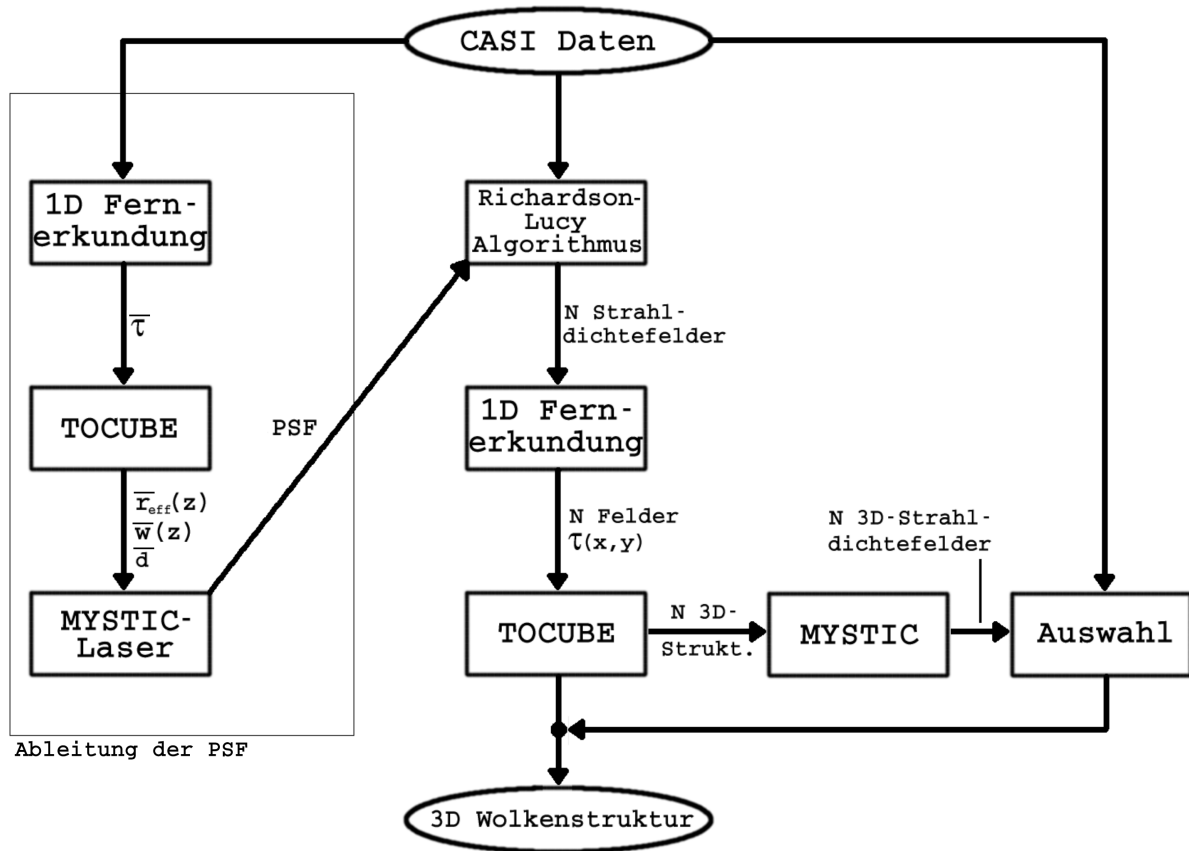


Abbildung 3.13: Flussdiagramm des Algorithmus zu Ableitung von dreidimensionalen Strukturen aus hochaufgelösten Strahldichtemessungen: Der linke Zweig stellt eine PSF zur Verfügung, die aus einer *MYSTIC*-Laser Simulation für die mittleren Wolkenparameter erzeugt wird. Diese wird im Richardson-Lucy-Entfaltungsalgorithmus genutzt, um N verschiedene Strahldichtefelder mit zunehmender Rauigkeit zu erzeugen. Aus diesen werden jeweils mittels IPA Fernerkundung und dem *TOCUBE* Algorithmus Test-Wolkenstrukturen abgeleitet. Diesen entsprechende 3D Strahldichtefelder (aus *MYSTIC* Simulationen) können nun mit den Messungen verglichen werden. So wird die Auswahl einer besten Näherung der tatsächlichen Wolkenstruktur ermöglicht.

nem Laserstrahl immer denselben Eintrittspunkt in die Wolke haben („Laser-Modus“ des *MYSTIC* Modells). Registriert wurde in welcher Entfernung vom Eintrittspunkt die Photonen, entgegengesetzt zur Eintrittsrichtung, wieder austreten. Marshak et al. (1995) und Davis et al. (1999b) zeigen, dass das Ausmaß des horizontalen Ausbreitungsbereiches um den Eintrittspunkt von der geometrischen und der optischen Dicke der Wolke abhängen (Abbildung 3.14). Tatsächlich wurde dieses Prinzip mittlerweile in ersten Versuchen zur Bestimmung der geometrischen Dicke von Wolken mittels Lidar verwendet (Davis et al., 1999b; Davis und Marshak, 2002). Hier wird mit Hilfe des IPA Fernerkundungsverfahrens aus Abschnitt 3.3 die optische Dicke für alle bewölkten *CASI* Bildelemente bestimmt und daraus eine mittlere optische Dicke der Wolken in der Szene abgeleitet. Aus diesem Mittelwert lässt sich im nächsten Schritt mittels des *TOCUBE* Moduls ein mittleres Profil der Mikrophysik und eine mittlere geometrische Wolkendicke unter Verwendung tatsächlich gemessener Tröpfchenkonzentrationen und einer konstanten Unterkante (siehe Anhang) herleiten – es ergibt

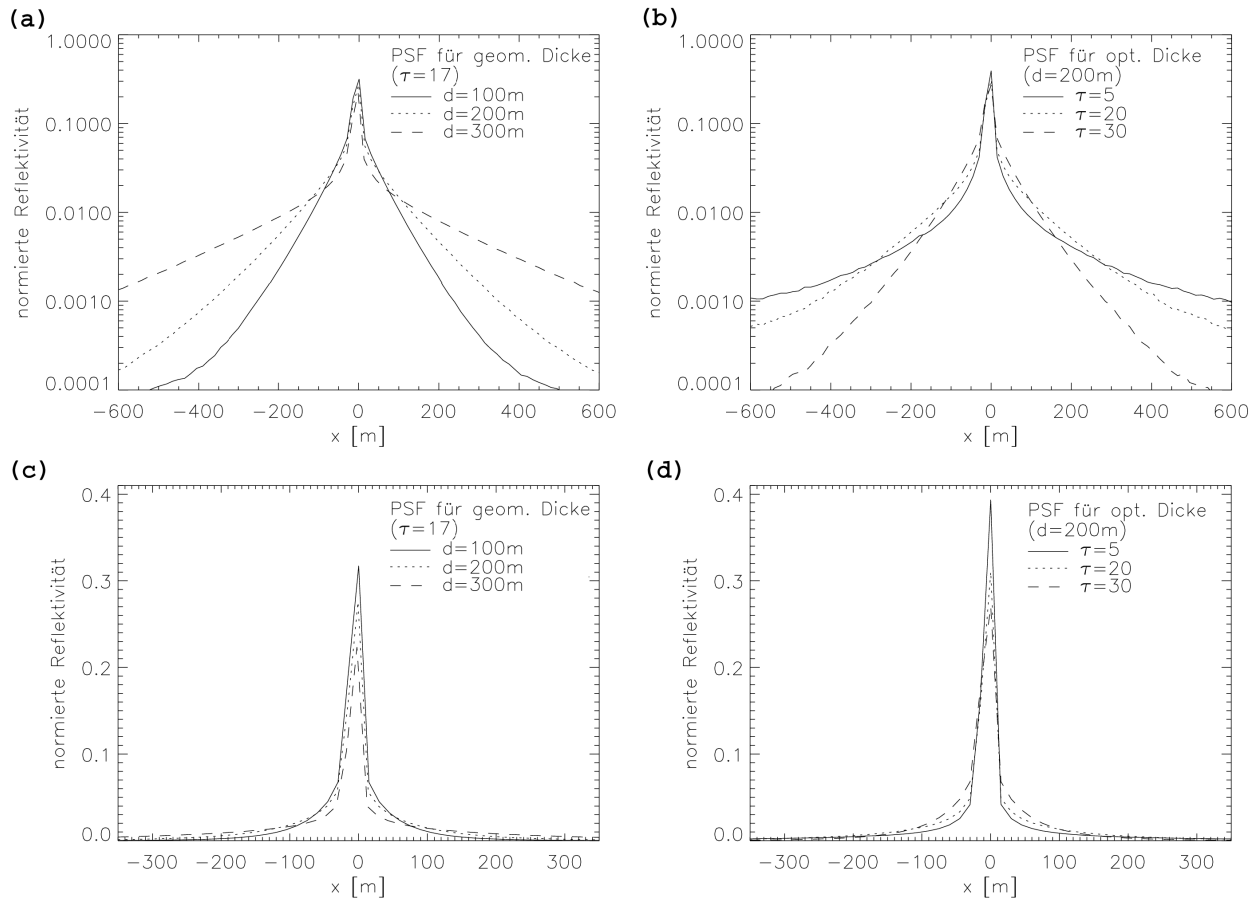


Abbildung 3.14: (a) PSF aus *Laser-MYSTIC* Simulationen für eine planparallele Wolkenschicht mit $\tau = 17$ und $d = 100, 200, 300$ m. Bestrahlt wird jeweils das Element bei $x = 0$ mit $\theta_{\text{Sonne}} = 0^\circ$. Dargestellt ist die normierte Reflektivität (d.h. Gesamtreflektivität $\int_{-\infty}^{\infty} R(x) dx = 1$), die um den Eintrittspunkt in Zenitrichtung zurückgestreut wird. (b) Wolkenschicht mit $d = 200$ m und $\tau = 5, 10, 30$. (c) und (d) PSF in linearer Darstellung.

sich eine planparallel homogene Näherung der Wolkefalle. Das Wolkenfeld mit diesen mittleren Eigenschaften dient nun als Testfeld für die Ermittlung der typischen PSF dieser Wolke durch den Einsatz einer „Laser“-*MYSTIC* Simulation. Es besteht aus 257×257 Feldern und die nominelle Größe beträgt 3855×3855 m². Das bedeutet, die Größe des Simulationsgebietes reicht aus, um den horizontale Ausbreitung zu erfassen und die horizontale Gitterweite (15×15 m²) dieses Feldes ist so gewählt, dass die ermittelte PSF in der Auflösung der *CASI* Messung vorliegt. Abbildung 3.15 zeigt Beispiele der so gefundenen Ausbreitungsfunktion für unterschiedliche Wolkenfälle. Die normierte PSF beschreibt, wie sich die Reflektivität in einer Wolke dieser mittleren Eigenschaften auf die Bildelemente um den Eintrittspunkt verteilt. Der Unterschied zu der am Anfang dieses Abschnitts aus den ein- und dreidimensionalen Reflektivitätsfeldern erschließbaren Green'schen Funktion besteht darin, dass die PSF nicht alle Eigenarten der Szene mit einschließt, wie zum Beispiel auch Wolkenlücken, sondern nur ein mittleres Photonenverhalten innerhalb der bewölkten Bereiche beschreibt. Da diese nur eine Näherung der Green'schen Funktion darstellt, wird mit ihr eine schrittweise Entfaltung der Messung durchgeführt (siehe nächster Abschnitt). Diese wird abgebro-

chen, wenn bestimmte Kriterien erfüllt sind. Durch dieses Vorgehen ist die genaue Form der verwendeten PSF nicht entscheidend. Bedingung ist aber, dass die gesuchte Lösung im Bereich der möglichen vollständigen Entfaltung liegt. Wäre der Aufrauungseinfluss in einer der Messsituationen stärker als der glättende Einfluss, so würde man mit dem Verfahren einer Ableitung der realen Wolkenstruktur nicht näher kommen. Bei flachem Sonnenstand ist außerdem zu erwarten, dass ausgeprägter Geometrieeffekt zu weiteren Problemen führen (z.B. die Verschiebung der Maxima in Richtung der Sonne, die Unterbewertung der Variabilität in großen abgeschatteten Bereichen). Solche Fälle werden durch die bereits erwähnte Auswahl ausgeschlossen. Wäre die Glättung durch dreidimensionale Effekte in Wirklichkeit noch stärker als es die PSF wiedergibt, dann könnte auch die vollständige Entfaltung nicht zu einem Feld führen, das rau genug ist. Letzteres ist ausgeschlossen, da die Situation, die der *MYSTIC*-Laser Simulation zugrunde liegt, keine Aufrauungseinflüsse enthält (Variabilität oder Oberkantenstruktur) und somit die ermittelte PSF für die stärkste mögliche Glättung unter den gegebenen mittleren Bedingungen (optische Dicke geometrische Dicke) steht.

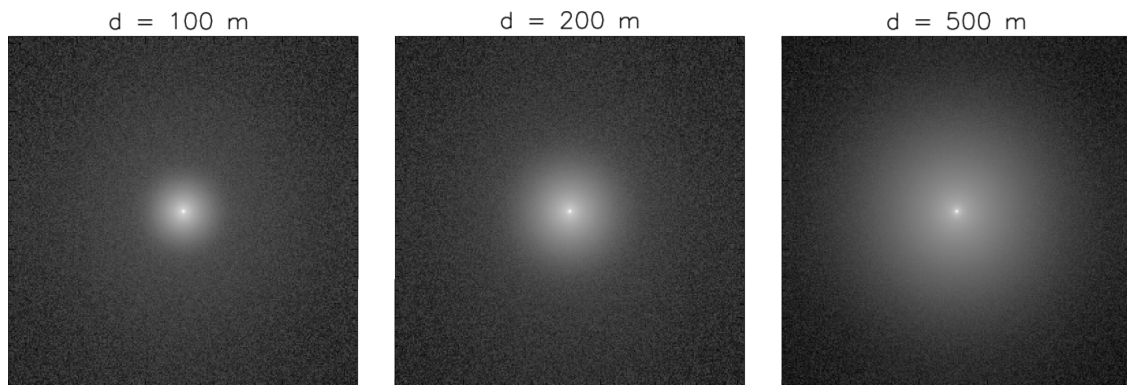


Abbildung 3.15: PSF aus *Laser-MYSTIC* Simulationen für eine planparallele Wolkenschicht mit $\bar{\tau} = 17$ und $\bar{d} = 100, 200, 500 \text{ m}$: Bestrahlt wird die Bildmitte (Gitterweite 15 m, $\theta_{\text{Sonne}} = 0^\circ$). Dargestellt ist die normierte Reflektivität in logarithmischer Grauwertdarstellung.

Der Richardson-Lucy-Algorithmus

Die Entfaltung der gemessenen Strahldichteverteilung wird mit dem Richardson-Lucy-Entfaltungsalgorithmus durchgeführt. Dieser iterative Algorithmus findet vielfältige Anwendung in der Bildbearbeitung, zum Beispiel bei der Nachbearbeitung von astronomischen Aufnahmen (Perry und Reeves, 1994) oder von Unterwasserbildern (Harsdorf, 2000). Er ermöglicht eine „blinde“ Entfaltung (ohne genaue Kenntnis der PSF), da er auf der Basis eines Qualitätskriteriums die Möglichkeit der Auswahl eines beliebigen Teilschrittes bietet. Vorteilhaft ist diese Eigenschaft zum Beispiel auch dann, wenn das, durch die Entfaltung unvermeidlich mitverstärkte, Bildrauschen zu dominant wird. Ohne einen Abbruch konvergiert das Ergebnis schließlich gegen die vollständige mathematische Entfaltung. Der Algorithmus, der von Richardson (1972) und Lucy (1974) unabhängig voneinander entwickelt wurde, basiert auf dem *Satz von Bayes* über bedingte Wahrscheinlichkeiten (Bronstein et al., 1995). Der

iterative Richardson-Lucy Algorithmus lässt sich wie folgt darstellen:

$$O_{i+1} = \left(\left(\frac{I}{O_i \otimes PSF} \right) \otimes PSF^T \right) O_i. \quad (3.20)$$

Dabei ist I das Ausgangsbild (*CASI*-Messung), O_i ($O_0 = I$) ist das Ergebnis des Iterationsschritts i und PSF ist die horizontale Verteilung der Reflektivität aus dem *Laser-MYSTIC* Experiment beziehungsweise PSF^T die transponierte PSF , die bei den hier behandelten punktsymmetrischen Funktionen der Matrix PSF entspricht. Der Operator \otimes bezeichnet eine Faltung. Vorkommende Divisionen und Multiplikationen sind Punkt-für-Punkt Operationen. Das Bild I wird also durch eine geglättete Version des Bildes $O_i \otimes PSF$ geteilt. Durch diesen Hochpassfilter werden die Rauigkeiten des Bildes gefunden und dieses Feld der Rauigkeiten wird nach einem weiteren Glättungsschritt ($\otimes PSF^T$) zur Skalierung des vorhergehenden Iterationsschritts O_i genutzt. Schrittweise werden durch das Verfahren die Rauigkeiten verstärkt, wobei die Änderungen mit jedem Schritt kleiner werden, da die Unterschiede zwischen I und $O_i \otimes PSF$ abnehmen. Die Faltung mit der transponierten Glättungsmatrix PSF^T ist in diesem iterativen Verfahren nötig, da es bei nichtsymmetrischen PSF sonst zu einem stetigen Versatz des Feldes von Schritt zu Schritt kommt. Im hier beschriebenen Verfahren wurde allerdings schon bei der Ableitung der PSF darauf verzichtet Asymmetrien der Photonen ausbreitung durch nicht-senkrechten Sonnenstand zu berücksichtigen. Bei einer Faltung $O \otimes PSF$ wird normalerweise jeder einzelne Wert des Feldes O mit der gleitenden Funktion PSF multipliziert und so sein Betrag auf die Umgebung verteilt. Anschließend werden alle aus den Einzelwerten erzeugten Teilfelder aufsummiert. Für die Ausbreitung von Photonen in einer geschlossenen Wolkendecke, lässt sich mit dem gezeigten Verfahren eine Näherung dieser Ausbreitungscharakteristik finden („Laser“- PSF). Im Folgenden wird eine Spezialisierung der Faltungsoperationen im Richardson-Lucy-Algorithmus für durchbrochene Bewölkungssituationen beschrieben.

Eine vollkommen unterschiedliche Gestalt bekommt die PSF , wenn Photonen eine horizontale Wolkengrenze erreichen und die Wolke verlassen. Die freie Weglänge nimmt für diese Photonen stark zu und die Wahrscheinlichkeit, sie in der Umgebung ihres Eintrittspunkts wiederzufinden, wird verschwindend gering. Vielmehr tragen sie, aufgrund der großen freien horizontalen Weglängen und der isotropen Streuung durch die Wasseroberfläche, zu einer allgemeinen Aufhellung der wolkenfreien Bereiche bei. In diesem Fall sind die Faltungen mit der PSF (der Entfaltungsalgorithmus 3.20 besteht aus Faltungsoperationen) keine gute Näherung der Umverteilung. Es wird ein modifizierter Faltungsprozess genutzt, um diesem Problem zu begegnen. Nach jeder Faltung in Gleichung 3.20 werden alle Werte des Strahldichtefeldes, die außerhalb der bewölkten Bereiche liegen, gemittelt und dieses Mittel wird dann als Intensität des unbewölkten Bereiches eingesetzt. Somit tragen alle Photonen, die bewölkte Bereiche verlassen, zur Reflexion aller wolkenfreien Bereiche bei. Identifiziert werden bewölkte Bereiche durch eine Wolkenmaske für die *CASI*-Szenen, die einen vom Sonnenzenitwinkel abhängigen Strahldichteschwellwert zur Unterscheidung zwischen bewölkten und unbewölkten Bereichen benutzt.

Abbildung 3.16 demonstriert die Funktionsweise des so spezialisierten Richardson-Lucy-Algorithmus für einen *CASI*-Datensatz. Reflektivitätswerte bewölkter Bereiche werden, je exponierter ihre Position im Feld ist, umso stärker durch die Iterationsmethode erhöht. Solche Bereiche hatten durch horizontale Photonendiffusion am stärksten zugunsten ihrer weniger

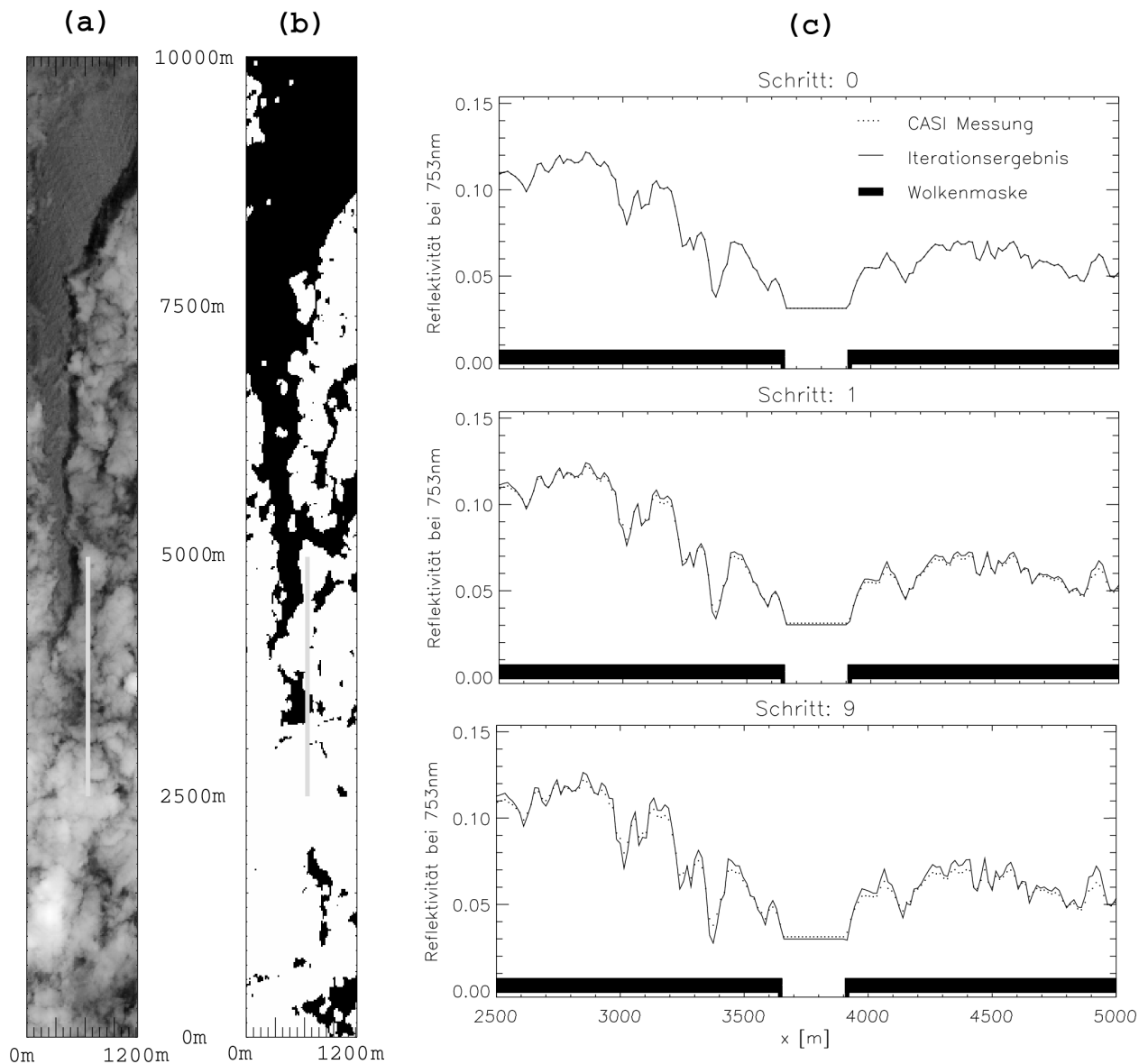


Abbildung 3.16: Funktionsweise des speziellen Richardson-Lucy-Algorithmus für den CASI-Fall 9: (a) Ausgangspunkt ist die CASI Messung. Eine Wolkenmaske (b) wird mit Hilfe eines sonnenstandsabhängigen Helligkeitsschwellwertes abgeleitet. Anhand des Schnitts durch die Daten (c) (in (a) und (b) durch die graue Linie markiert) wird für zwei Iterationschritte demonstriert, wie sich die Linie des Iterationsergebnisses schrittweise von den Messwerten entfernt.

reflektiven Umgebung an Reflektivität verloren (im Vergleich zur IPA Reflektivität). Die Reflektivität in Wolkenbereichen zwischen ausgeprägten lokalen Maxima wird aus dem entgegengesetzten Grund vermindert. Die wolkenfreien Bereiche zeigen dagegen ein leichtes allgemeines Absinken des Reflektivitätsniveaus, was die indirekte Beleuchtung dieser Bereiche durch helle Wolkenflanken kompensiert.

Um zu untersuchen, welche der möglichen Wolkenstrukturen der realen Wolke am nächsten kommt, werden als nächstes vorläufige dreidimensionale Wolkenstrukturen abgeleitet und

dann die zugehörigen Strahlungsfelder simuliert. Wie schon mehrfach beschrieben wird dazu jeweils ein Feld optischer Dicken durch das Ein-Wellenlängen-Fernerkundungsverfahren abgeleitet und diese vertikal integrierte Größe mit Hilfe einer festen Wolkenunterkante von *TOCUBE* zu einem dreidimensionalen Wolkendatensatz ausgebaut. Die Unterseite wurde aus dem Schattenwurf der Wolken abgeschätzt (siehe Tabelle 5.1, Anhang). Die Tröpfchenzahl wird den Veröffentlichungen zur *ACE2-CLOUDYCOLUMN* Kampagne für den entsprechenden Termin abgeleitet (Brenquier et al., 2000a; Chuang, 2000). Aus dem Vergleich dieser Test-Strahlungsfelder mit der ursprünglichen Messung wird dann die Auswahl der besten Näherung der wirklichen Wolkenstruktur möglich.

Monte Carlo Simulation der Test-Strahlungsfelder

Der nächste Schritt (siehe Abbildung 3.13) ist die Simulation des dreidimensionalen Strahlungsfeldes basierend auf diesen Test-Strukturen – die Simulation der Messung bei 753 nm . Die Simulation wird für den jeweiligen Sonnenstand zur Messzeit durchgeführt (siehe Anhang), um auf diesem Wege aufrauende Effekte, wie den Schattenwurf und andere Geometrieeffekte, entsprechend der Situation zum Zeitpunkt der Messung zu simulieren. Die große Zahl der an dieser Stelle durchzuführenden Monte Carlo Simulationen und der mit ihnen verbundene Zeitaufwand erfordern eine starke Beschränkung der Größe des Simulationsgebietes und der Zahl der explizit berechneten Testfälle. Um für 28 *CASI* Szenen jeweils für mindestens 6 aus verschiedenen Iterationsschritten abgeleitete Wolkenstrukturen eine Genauigkeit zu erreichen, die einen Vergleich mit den Messungen zulässt, wurden die Simulationen nur für etwa 20% der gesamten Wolkenszene ausgeführt. Der Szenen-Ausschnitt wird automatisch so gewählt, dass er möglichst gut der Gesamtszene entspricht, und zwar sowohl hinsichtlich des Mittelwerts der optischen Dicke der Wolken als auch hinsichtlich des Bedeckungsgrades. Beispiele der berechneten Nadir-Strahldichten sind für einen Fall in Abbildung 3.17 dargestellt. Zu sehen ist, dass eine Aufrauung des *CASI* Strahldichtefeldes nötig ist, da der Iterationsfall 0 (keine Aufrauung) zu einem deutlich zu glattem Testfeld führt. Das heißt, der dominante Effekt des Horizontaltransportes besteht hier in der Strahlungsglättung, wie das bei hohem Sonnenstand zu erwarten ist. Um weitere Rechenzeit einzusparen wird nicht jeder Iterationsschritt simuliert, sondern eine Auswahl. Da die Änderungen im Verlauf der Iteration immer geringer werden, sind dies die Schritte 0 (keine Aufrauung), 1, 2, 4, 6, 9, 12 und 15. Die steigende Rauigkeit des Nadir-Reflektivitätsfeldes im Verlauf der Iteration ist in Abbildung 3.17 demonstriert. Um zu entscheiden, welches der gezeigten Simulationsergebnisse der Messung am nächsten kommt, müssen aber objektive Kriterien gefunden werden. Damit beschäftigen sich die folgenden Abschnitte.

Energiedichtespektren für Monte Carlo Ergebnisse

Realistische Inhomogenität der abgeleiteten dreidimensionalen Wolkenstruktur ist die wichtigste Eigenschaft bei der Auswahl der Simulation, die die Messung am besten wiedergibt. Die Beurteilung der Variabilität der Reflektivitätsfelder ist im Energiedichtespektrum möglich. Leider wird dies vom unvermeidlichen Rauschen der Monte Carlo Ergebnisse erschwert. Dies gilt insbesondere, da nur sehr beschränkte Zeit, und damit eine beschränkte Photonenzahl,

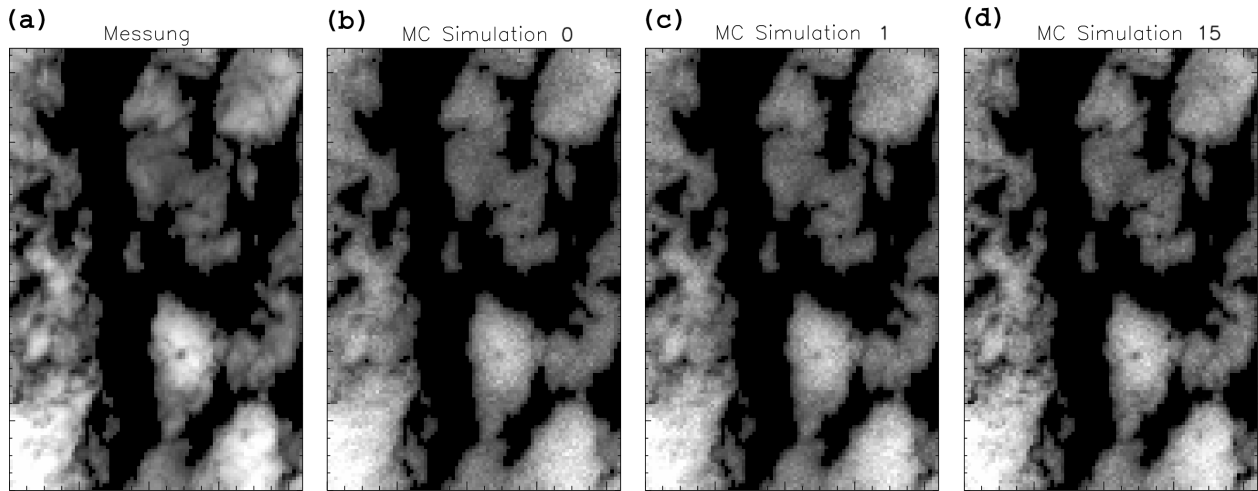


Abbildung 3.17: MYSTIC Simulation der Test-Strahlungsfelder für einen Ausschnitt des CASI-Falls 9 (vgl. Abbildung 3.16), 84×128 Bildelemente, $1,3 \times 1,9 \text{ km}^2$: (a) CASI Messung, (b-d) Simulation der Reflektivität basierend auf den Wolkenstrukturen aus den Iterationsschritten 0, 1 und 15. Entsprechend der Wolkenmaske nicht bewölkte Bereiche sind ausgeblendet. Iterationsschritt 0 liegt die direkte (nicht entfaltete) Ableitung einer dreidimensionalen Wolkenstruktur aus der CASI Messung zu Grunde.

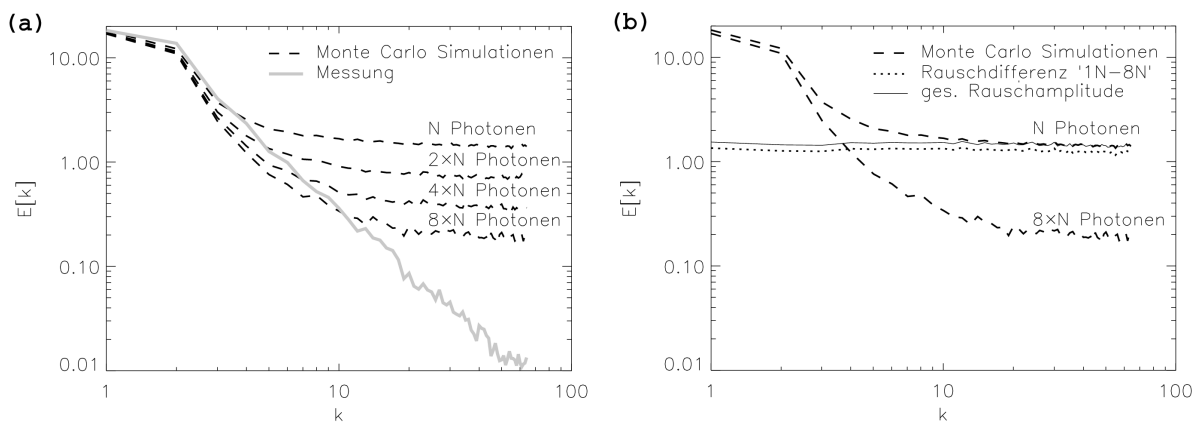


Abbildung 3.18: (a) Energiedichtespektren für CASI Messung und Monte Carlo Simulationen mit verschiedenen Photonenzahlen (Vielfache der Photonenzahl N_{ph}) $1 \times N_{ph}$, $2 \times N_{ph}$, $4 \times N_{ph}$, $8 \times N_{ph}$. Das Rauschen ist als Annäherung an die Horizontale bei großen Wellenzahlen k zu sehen. Nach Gleichung 3.1 halbiert sich die Rauschkomponente (Quadrat der Amplitude!) bei jeder Verdoppelung der Photonenzahl. Es sind für jede Photonenzahl jeweils alle zur Verfügung stehenden Spektren gemittelt (acht $1N_{ph}$ -Spektren, vier $2N_{ph}$ -Spektren, ...). (b) Energiedichtespektren für $1 \times N_{ph}$ und $8 \times N_{ph}$. Die Differenz dieser Spektren (Rauschdifferenz '1N-8N') geht nur zurück auf die Unterschiede im Photonengeräusch. Die Gesamtrauschamplitude lässt sich durch eine Skalierung der Rauschdifferenzamplitude mit dem Faktor $8/7$ ableiten.

für die Vielzahl der nötigen Test-Simulationen ($8 \text{ Tests} \times 28 \text{ CASI-Fälle}$) zu Verfügung steht. Das bedeutet, dass ein Teil der (kleinskaligen) Variabilität durch das Rauschen der

Monte Carlo Methode verursacht wird. Im Energiedichtespektrum äußert sich dieses Rauschen wie in Abbildung 3.18a abgebildet. Bei geringer Photonenzahl wird offensichtlich das gesamte Spektrum der Monte Carlo Simulationen vom Rauschen beeinflusst, was zu Problemen beim Vergleich der Rauigkeit von Simulation und Messung führt. Am auffälligsten ist dies am kleinskaligen Ende des Spektrums ($k > 10$) zu sehen, wo der Betrag der Rauschamplitude die tatsächlichen Fourierkomponenten des Feldes dominiert. Zu beachten ist aber, dass dieser Betrag des Rauschens jeden Wert des Spektrums in gleicher Weise erhöht. Nur aufgrund der logarithmischen Darstellung tritt dies für die kleinskalige Fourierkomponenten am deutlichsten hervor. Soll nun ein Vergleich der Steigung des Energiedichtespektrums des Simulationsergebnisses mit der Messung durchgeführt werden, so muss das Rauschen stark reduziert werden. Im gezeigten Beispiel (Abbildung 3.18a) erscheinen die simulierten Strahlungsfelder zu glatt, soweit sich dies für die größeren Photonenzahlen aus der Abweichung bei den kleinsten Wellenzahlen ableiten lässt ($E(k)_{MC} < E(k)_{CASI}$ für $k = 2, 3$). Weitere Punkte des Spektrums sind allerdings für eine Beurteilung nicht verwendbar. Dieses Problem durch eine Erhöhung der Photonenzahl in der Simulation zu lösen, wäre sehr zeitaufwendig, da das Rauschen nur mit $1/\sqrt{N_{ph}}$ abnimmt (Gleichung 3.1), wie in der doppelt-logarithmischen Darstellung in Abbildung 3.18a zu erkennen ist (dort lineare Abnahme, da quadratische Amplituden dargestellt sind).

Die folgende Lösung erscheint überraschend: Sie besteht in der Subtraktion des Rauschens von den Fourieramplituden des Monte Carlo Ergebnisses. Im Energiedichtespektrum setzt sich das Ergebnis der Monte Carlo Simulation aus der Lösung der Strahlungstransportrechnung und dem Monte Carlo Rauschen zusammen. Monte Carlo Simulationen mit einer Photonenzahl $1 \times N_{ph}$ weisen einen Rauschanteil auf, der um den Faktor $\sqrt{8}$ größer ist als für Simulationen mit $8 \times N_{ph}$ Photonen. Die Differenz der Energiedichtespektren dieser Simulationen entspricht dem Unterschied der Rauschamplituden (Abbildung 3.18b) beziehungsweise $7/8$ der quadratischen Amplitude des Spektrums des gesamten Rauschens. Um die Amplitude des Gesamtrauschens näherungsweise abzuleiten muss die bestimmte Rauschdifferenz mit $8/7$ skaliert werden. Mit Hilfe der unskalierten Rauschdifferenz lässt sich also im Mittel aus den acht Einzelspektren, aus denen das $1N_{ph}$ -Energiedichtespektrum besteht, durch Subtraktion das $8N_{ph}$ -Spektrum bestimmen (Teil-Entrauschung, Abbildung 3.19a). Die Standardabweichung des mittleren Energiedichtespektrums über die acht möglichen Ausgangsspektren bestimmt einen Vertrauensbereich ($\pm 2\sigma$). In derselben Weise lässt sich mit der skalierten Rauschdifferenz auch das vollständig entrauschte Spektrum aus den acht $1N_{ph}$ -Spektren ableiten (Abbildung 3.19b). Wie an der Größe des Vertrauensbereichs zu sehen ist, ist das Ergebnis für kleine Amplituden bei großen Wellenzahlen von geringerer Sicherheit. Ein Vergleich des Simulationsspektrums mit dem gemessenen Spektrum ist nun aber über einige Wellenzahlen möglich.

Es bleibt zu erwähnen, dass dieses Verfahren natürlich nur die Entrauschung des Energiedichtespektrums ermöglicht. Eine Rücktransformation des rauschfreien Spektrums in den Ortsraum durch eine inverse Fouriertransformation ist nicht sinnvoll, da die Phasenlage der Rauschkomponenten unkorrigierbar ist.

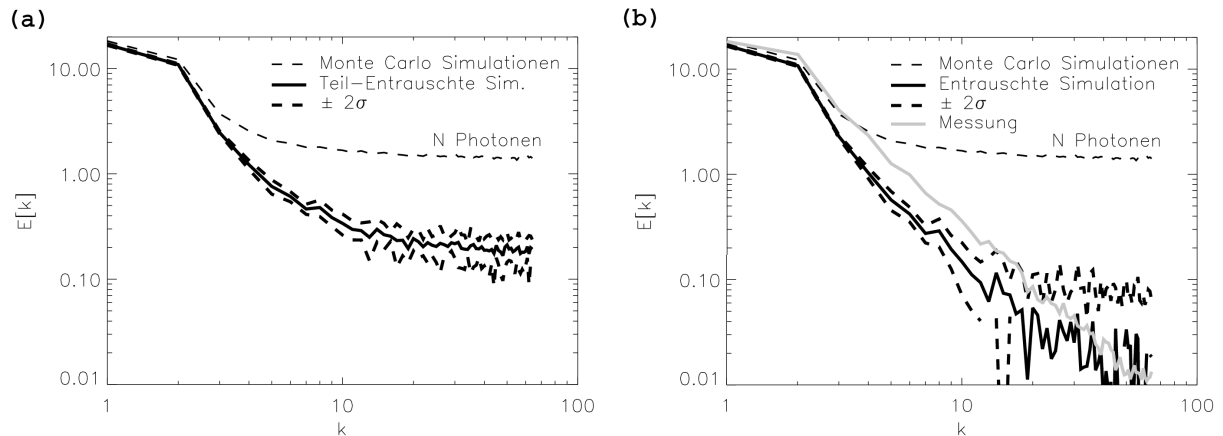


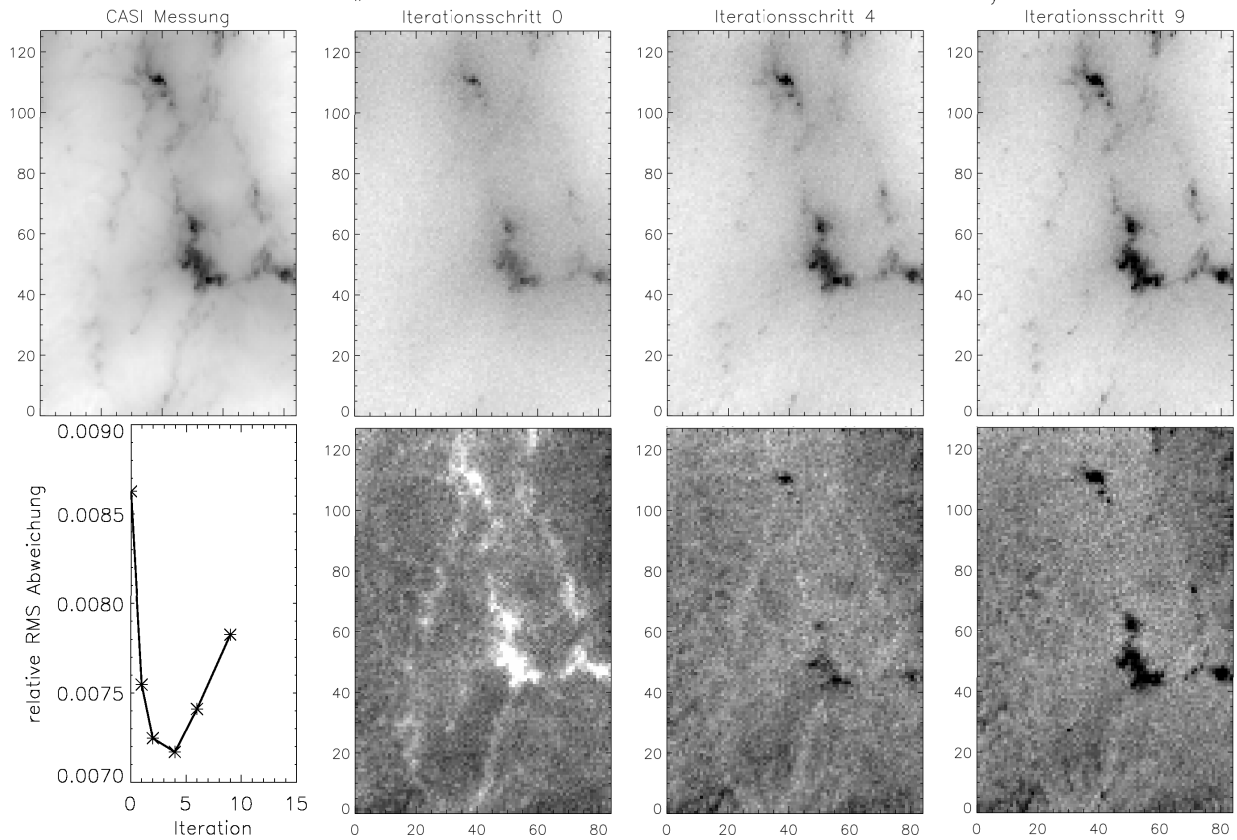
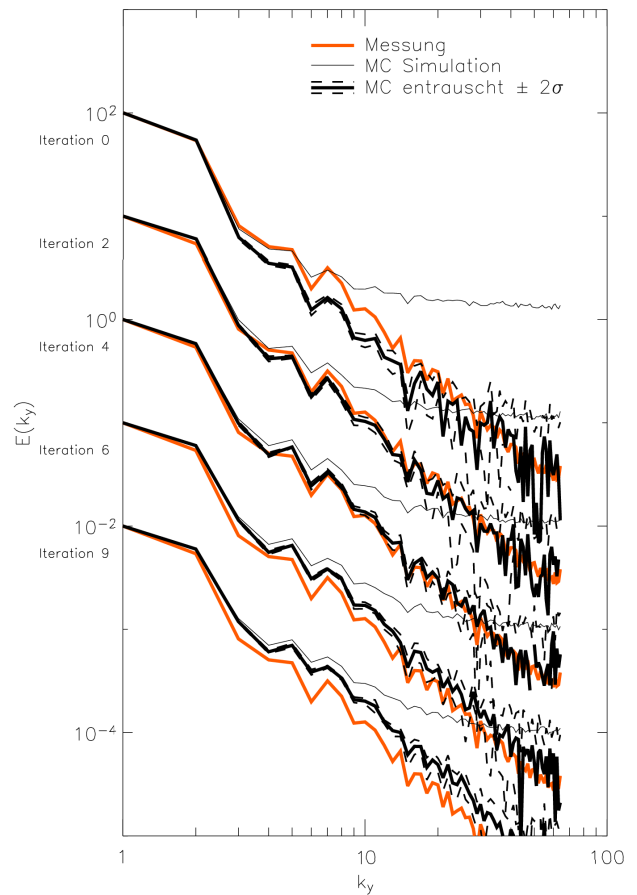
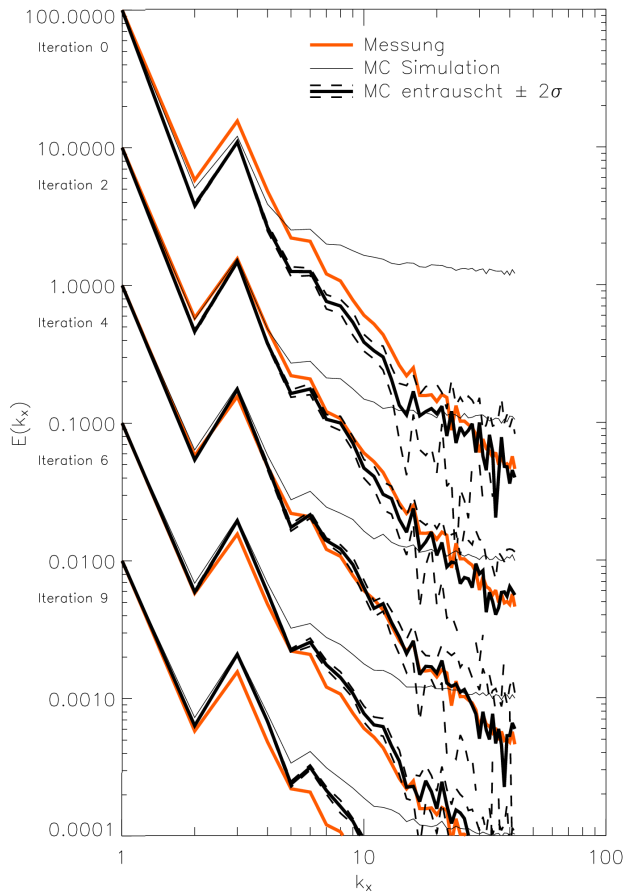
Abbildung 3.19: (a) Ergebnis der Teil-Entrauschung mit der relativen Rauschamplitude, basierend auf der Subtraktion der Rauschdifferenz (Abbildung 3.18b) von den acht Energiedichtespektren der $1N_{\text{ph}}$ -Simulationen. Das $8N_{\text{ph}}$ -Spektrum wird per Definition vom Mittel der 8 Entrauschungsergebnisse genau wiedergegeben. Die Standardabweichung der mittleren Amplitude lässt sich für jede Fourierkomponente angeben. (b) Ergebnis der vollständigen Entrauschung analog zu (a), aber mit skaliertes (vollständiger) Rauschamplitude.

Auswahl der besten Wolkenstruktur

Der beschriebene Entrauschungsalgorithmus ermöglicht nun die Auswahl der besten Übereinstimmung zwischen Messfeld und Monte Carlo Simulationsergebnis hinsichtlich der Rauigkeit. Neben diesem primären Kriterium zur Auswahl einer der Messung am besten entsprechenden dreidimensionalen Wolkenstruktur wird als sekundäres Merkmal die lokale Verteilung der Reflektivität dienen. Letzterem wird aber nur untergeordnete Bedeutung zukommen, da aufgrund des Versatzes der scheinbaren von den echten Maxima durch Geometrieeffekte eine Übereinstimmung hier nicht in vollem Maße zu erwarten ist, denn die Sonnenzenitwinkel sind zwar klein, aber nicht Null. Genutzt wird dabei die mittlere quadratische Abweichung über alle Bildelement (bzw. die Wurzel dieses Wertes – RMS, *root mean square*).

Im Folgenden wird der Auswahlvorgang anhand zweier Beispiele demonstriert (Abbildung 3.20 und 3.21). Für die Messung und die *MYSTIC* Testfelder sind die entlang (y-Richtung) und quer (x) zur Flugrichtung gemittelten Energiedichtespektren dargestellt (mit 2σ Vertrauensbereich). Wichtigstes Auswahlkriterium ist die Übereinstimmung der entlang des Flugweges gemessenen Spektren. Zum einen enthalten diese keine Effekte durch die sich leicht ändernde Blickgeometrie während des Ab tastens quer zu Flugrichtung, zum anderen weist

Abbildung 3.20: nächste Seite – *CASI*-Fall 21: Auswahl der besten Übereinstimmung zwischen Testfeld und Messung; (oben) Energiedichtespektren entlang x- und y-Achsen gemittelt; (Mitte) Reflektivitätsfelder der *CASI* Messung und der Monte Carlo Simulationen (Iterationen 0,4,9); (unten) RMS Abweichung und entsprechende Differenzfelder (weiß: Iteration \gg Messung, schwarz: Iteration \ll Messung)



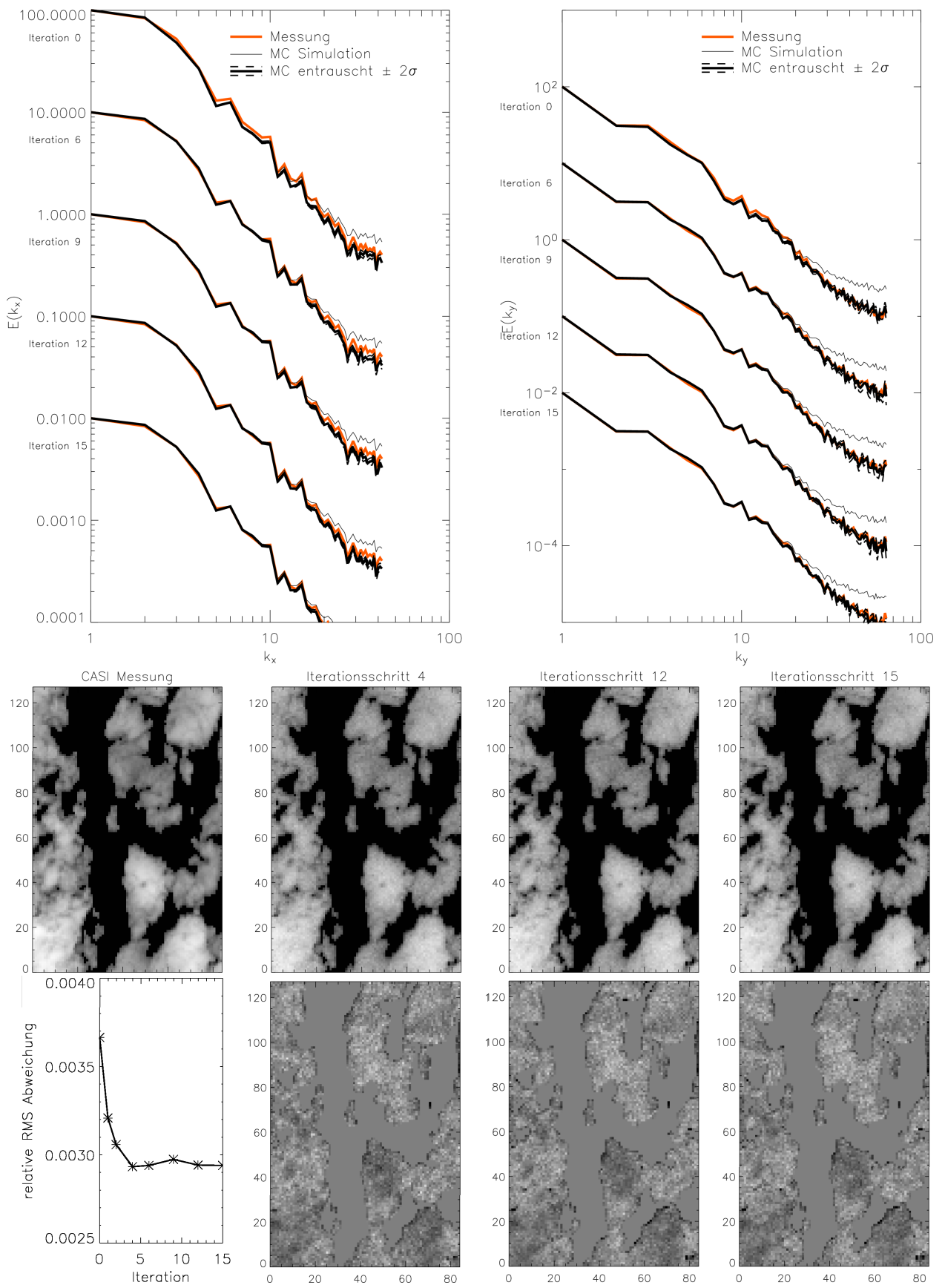


Abbildung 3.21: wie Abbildung 3.20 für CASI-Fall 9.

das Testfeld mehr Datenpunkte in dieser Richtung auf. Die Spektren in x-Richtung gehen ebenfalls in die Entscheidung ein, aber mit vermindertem Gewicht. Zum numerischen Vergleich der Spektren wird der Teil der entauschten Testfeld-Spektren herangezogen, für den die Standardabweichung σ nicht größer als 10% des jeweiligen Amplitudenquadrates ist. Die Abweichung in der Steigung der Energiedichtespektren wird dann für diese Komponenten anhand der RMS Abweichung der logarithmischen Fourieramplituden ermittelt. Gewählt wird der Fall mit dem Minimum der RMS Abweichung. Als untergeordnetes Kriterium wird die RMS Abweichung zwischen dem gemessenen und den simulierten Reflektivitätsfelder untersucht und auch hier der Fall mit der kleinsten Abweichung gewählt.

Abbildung 3.20 zeigt eine *CASI* Messung für eine bedeckte Wolkenszene. In diesem Fall fällt die Entscheidung klar aus, da alle drei Kriterien (Energiedichtespektren in x- und y-Richtung sowie mittlerer RMS-Fehler je Bildelement) die beste Übereinstimmung für den Iterationsfall 4 finden. Abbildung 3.21 zeigt einen anderen Fall mit durchbrochener Bewölkung. Hier ist deutlich zu sehen, dass die Energiedichtespektren in diesem Fall stark von der Hauptstruktur des Feldes, der räumlichen Verteilung der Wolkenelemente, bestimmt sind. Die Spektren unterscheiden sich dann nur minimal voneinander. Selbst das rauschbelastete Spektrum der Monte Carlo Simulation zeigt nur eine geringe Abweichung von dem der Messung. Für die gemittelten Spektren quer zur Flugrichtung des *CASI* Instrumentes ergibt das Testfeld, das auf der Iterationsstruktur 15 beruht, die beste Übereinstimmung, für die Energiedichtespektren entlang der Flugrichtung ist es Feld 12, das Kriterium der RMS Abweichung ergibt Testfeld 4. Bei solchen widersprüchlichen Ergebnissen kommt ein einfaches Punkte-Wertungssystem zum Einsatz. Das Ergebnis des Energiedichtespektren-Tests in y-Richtung erhält das Gewicht 3, das Ergebnis des Tests in x-Richtung 2 und die RMS Abweichung ebenfalls 2. Nur wenn beide geringer gewichteten Kriterien denselben Fall bevorzugen, wird dieser gewählt. Im vorliegenden Beispiel in Abbildung 3.21 kommt es zur Wahl von Iterationsschritt 12. Alle Fälle, bei denen es zu knappen Entscheidungen kommt – grundsätzlich sind das stark durchbrochene Wolkenszenen –, weisen nur kleinste Differenzen zwischen den in Frage kommenden Testfeldern auf (vergleiche RMS Wert in Abbildung 3.21, Felder 4 und 15). Die Wahl des speziellen Einzelfalles ist in diesen Situationen nicht entscheidend, was auch durch die minimale Abweichung zwischen den Energiedichtespektren unterstrichen wird. Mit anderen Worten bedeutet das, dass bei durchbrochenen Wolkensituationen die Bedeutung der internen Variabilität der Wolken mit abnehmendem Bedeckungsgrad sinkt, da der Einfluss auf das Strahlungsfeld in diesen Fällen von der Verteilung und Größe der Wolkenelemente bestimmt wird.

Es werden für 26 der 28 *CASI* Fälle Testfelder zwischen den Iterationsschritten 1 bis 15 ausgewählt. Für diese bestätigt sich somit eindeutig die Eingangsannahme, dass bei den Sonnenständen der gewählten Fälle die Strahlungsglättung die Aufrauung übertrifft (nur dann ist eine Entfaltung sinnvoll). Ausnahmen bilden allein die beiden Wolkenfälle mit dem geringsten Bedeckungsgrad (Wahl des Iterationsschritts 0). Die kleinskalige Variabilität, die durch die Auswahlkriterien beurteilt wird, verliert für so gering bedeckte Szenen offensichtlich ihre Relevanz für den Strahlungstransport.

Die auf der Basis des Vergleiches der Strahldichte-Testfelder mit der Messung ausgewählten Wolkenstrukturen aus dem Iterationsverfahren bilden jetzt eine Basis von 28 dreidimensionalen Wolkendatensätzen, die zur Untersuchung beliebiger Satellitensensoren und

Messgeometrien verwendet werden können. Abbildung 3.22 zeigt vier repräsentative Beispiele. Die Farbskala macht den adiabatischen Vertikalaufbau noch einmal deutlich. An den höchsten Oberkanten der Wolken befinden sich die größten Werte des Flüssigwassergehaltes und der effektiven Radien. In dieser Weise steht jetzt eine Auswahl von dreidimensionalen Wolkenstrukturen maritimer Grenzschichtbewölkung zur Verfügung – jede Szene mit einer horizontalen Ausdehnung von etwa $1,3 \times 10 \text{ km}^2$ und einer Auflösung von $15 \times 15 \times 10 \text{ m}^3$ ($\Delta x \times \Delta y \times \Delta z$). Die Fälle weisen eine optische Dicke $\tau = 0..40$ (im Mittel über alle bewölkten Säulen $\bar{\tau} = 9,0$) auf, einen effektiven Radius an der Oberkante bis zu $15 \mu\text{m}$ ($\bar{r}_{\text{eff}} = 9,4 \mu\text{m}$) und die geometrische Dicke liegt bei bis zu 500 m ($\bar{d} = 146 \text{ m}$). Die Standardabweichung der Höhe der Wolkenoberkante beträgt je nach Szene zwischen 14 und 71 m ($\bar{\sigma}_{z_0} = 37 \text{ m}$). Der Bedeckungsgrad der Szenen liegt zwischen 5 und 100% (siehe auch Tabelle 5.1).

Nach dieser Ableitung realistischer Wolkenstrukturen, bei für das Verfahren optimaler Geometrie (kleine Sonnenzenitwinkel, Nadir-Blickrichtung), lässt sich nun für jeden der Fälle jede beliebige Geometrie für Sonne und Sensor simulieren und die Fernerkundung unter den

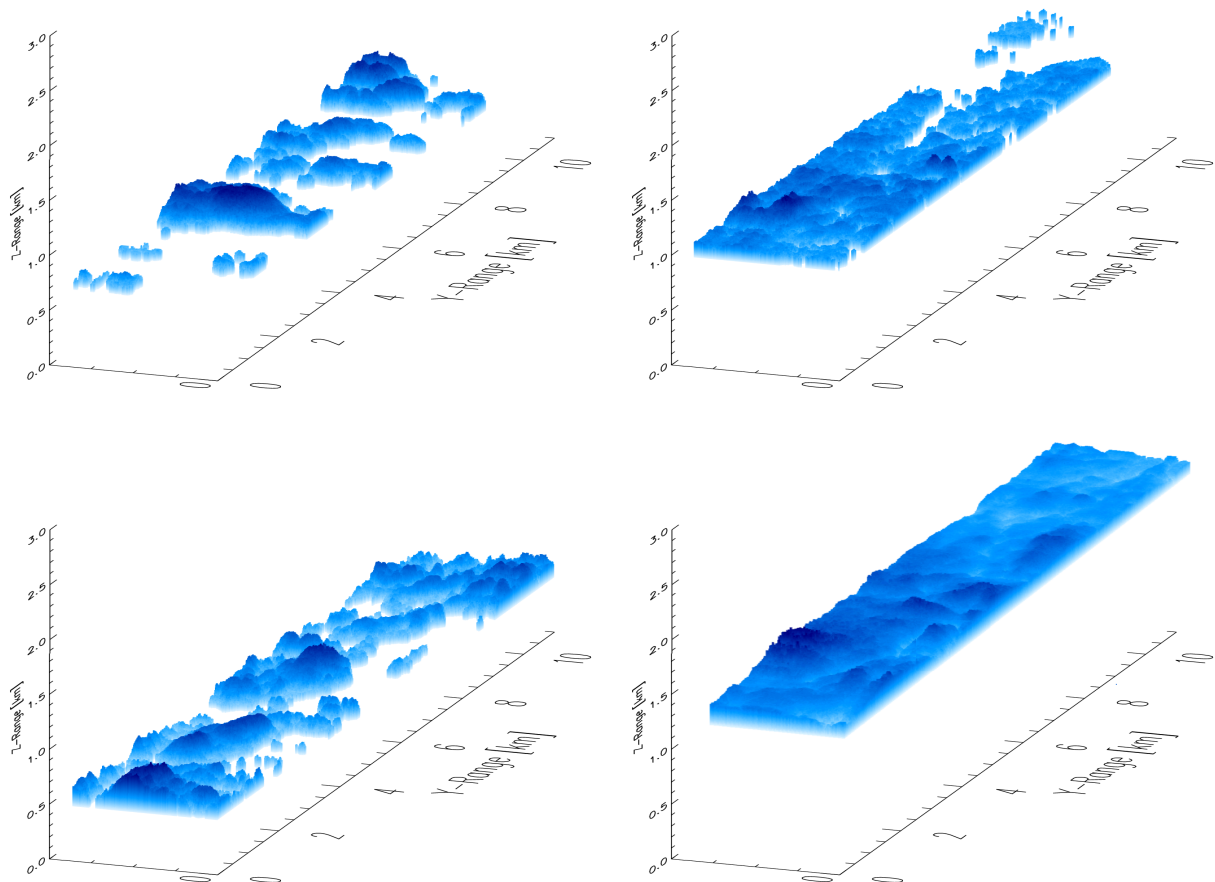


Abbildung 3.22: Ergebnisse der Methode zur Ableitung von dreidimensionalen Wolkenstrukturen aus hochauflösten Fernerkundungsdaten: Fälle basierend auf den CASI Fällen 8, 9 (vgl. Abbildung 3.21), 14 und 21 (vgl. Abbildung 3.20).

jeweiligen Bedingungen untersuchen. Die Ergebnisse der systematischen Untersuchungen auf Basis dieser Wolkenstrukturen sind in Abschnitt 4.2 zu finden.

3.4.3 Test der Methode

In diesem Abschnitt wird das Verfahren zur Ableitung dreidimensionaler Wolkenstrukturen aus zweidimensionalen Feldern der Strahldichte anhand eines Testfalls überprüft. Ausgangspunkt ist ein Ausschnitt ($1200 \times 1200 \text{ m}^2$) einer der abgeleiteten *CASI* Wolkenstrukturen. Für diese bekannte dreidimensionale Wolkenstruktur wird für einen Sonnenzenitwinkel von 5° mittels dreidimensionaler *MYSTIC* Strahlungstransportrechnung die Reflektivität berechnet, die ein Sensor wie das *CASI* Instrument messen würde. Das Simulationsergebnis muss möglichst rauschfrei sein, um die Anwendung des iterativen Entfaltungsverfahrens zu ermöglichen. Auf diese simulierte Messung (den *CASI*-Messungen entsprechend) wird das iterative Ableitungsverfahren angewendet, um die Wolkenstruktur abzuleiten. Diese Ableitung wird anschließend mit der hier bekannten Ausgangs-Wolkenstruktur verglichen. Abbildung 3.23 zeigt, wie zuvor für die *CASI* Fälle, die Auswahl der besten Verteilung. Alle Kriterien, Energiedichtespektrum der x und in y -Richtungen und RMS Wert, ergeben für das Iterationsfeld 2 die beste Übereinstimmung.

Die Qualität der Ableitung der Wolkenstruktur lässt sich anhand der Abbildungen 3.24 und 3.25 abschätzen. Das Verhältnis von wirklichem Feld des Flüssigwasserpfad \mathcal{W} zu dem Feld, das ohne Entfaltungsschritt (Iteration 0) abgeleitet wurde, ist in Abbildung 3.24b dargestellt. Es verdeutlicht noch einmal die Auswirkung der Standard-Fernerkundung bei dieser Auflösung. Maxima und Minima der realen Verteilung des Flüssigwasserpfad werden nicht erreicht, das Feld ist zu glatt. Viel näher an die ursprüngliche Verteilung reicht das gewählte Iterationsergebnis 2 heran (Abbildung 3.24c). Die Minima des Ausgangsfeldes sind deutlich besser abgeleitet. Die Maxima des Feldes werden zwar nicht ganz erreicht, bei den weiteren Iterationsschritten würden aber die Bereiche mit kleinen Werten sehr stark unterschätzt (Abbildung 3.24d). Dieses Ergebnis spiegelt sich auch in den Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen wieder (Abbildung 3.25b). Während in der konventionellen Fernerkundung große und kleine Werte nicht abgeleitet werden können und zu viele Werte mittlerer Größe gemessen werden (Iteration 0), ist das hier vorgestellten Verfahren in der Lage die auftretenden Häufigkeiten gut anzunähern (Iteration 2). Weitere Iterationschritte führen zwar zu einer noch besseren Annäherung der größten Werte, aber sie überschätzen die Zahl der kleinen Werte. Abbildung 3.25a zeigt die Energiedichtespektren der Flüssigwasserfelder. Es hier ist zu sehen, dass die Variabilität des Feldes über viele Größenordnungen durch das vorgestellte Verfahren gut abgeleitet wird. Die Überschätzung der kleinsten Komponenten ($k > 20$) ist auf das Restrauschen der Monte Carlo Rechnung zurückzuführen, die zur Simulation der virtuellen Ausgangsmessung eingesetzt wurde.

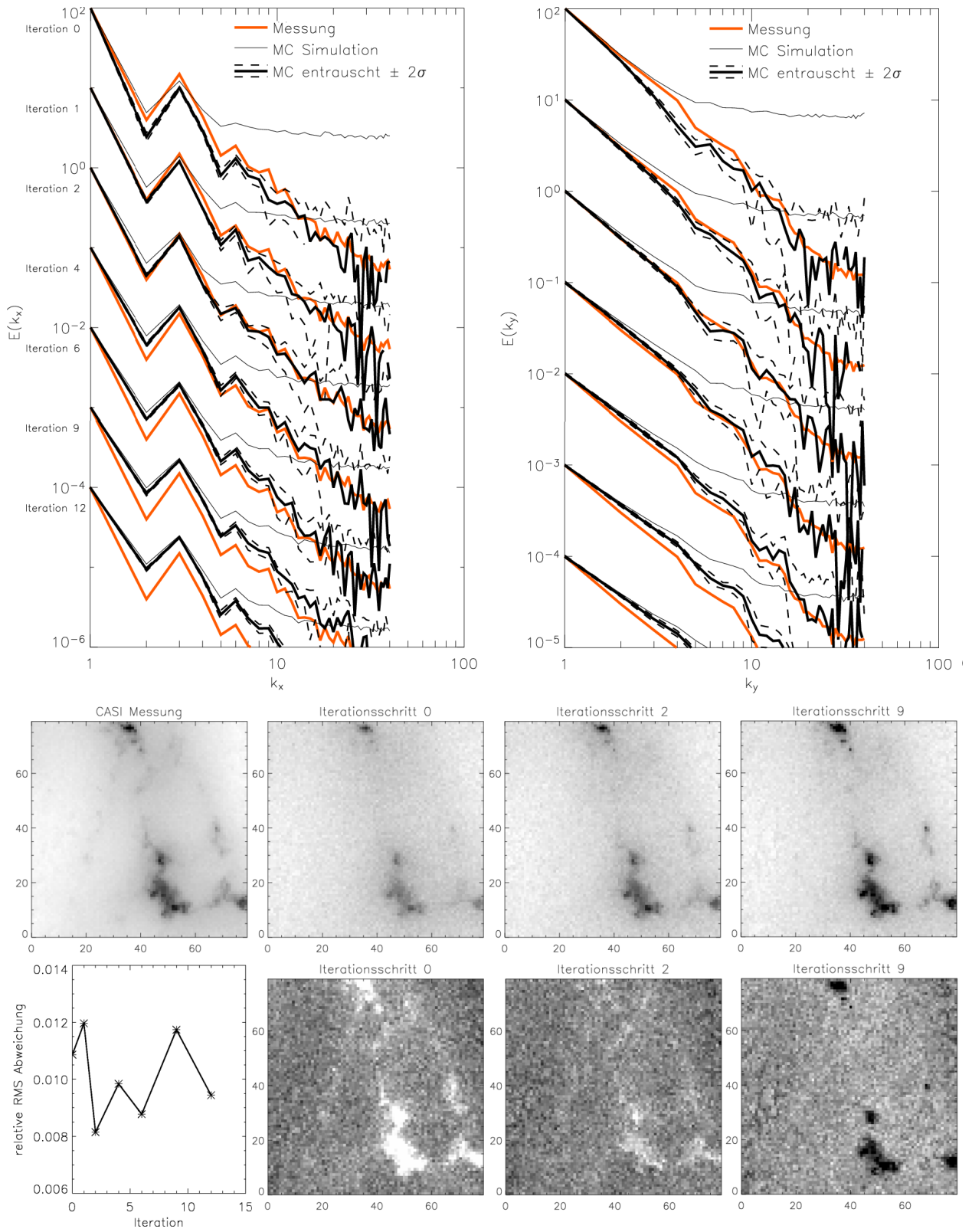


Abbildung 3.23: wie Abbildung 3.20 für Testfall.

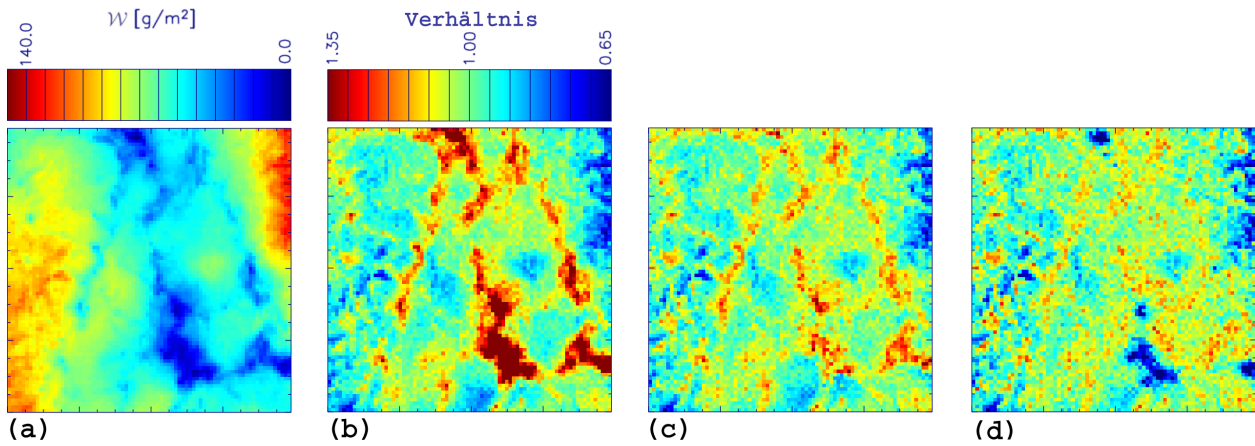


Abbildung 3.24: Vergleich der Verteilung des Flüssigwasserpfades der Ausgangs-Wolkenstruktur mit den Iterationsergebnissen: (a) Verteilung des Flüssigwasserpfades der Ausgangsstruktur, (b-d) Verhältnis des Iterationsergebnis zur Ausgangsverteilung. Werte größer 1 entsprechen Bereichen, in denen das Iterationsergebnis größer ist, Werte kleiner 1 solchen, in denen es kleiner ist als der wirkliche Flüssigwasserpfad: (b) Iterationsschritt 0: Dieses Feld entspricht dem Ergebnis der Standard-Fernerkundung ohne Berücksichtigung dreidimensionalen Strahlungstransports. (c) Iterationsschritt 2, (d) Iterationsschritt 9.

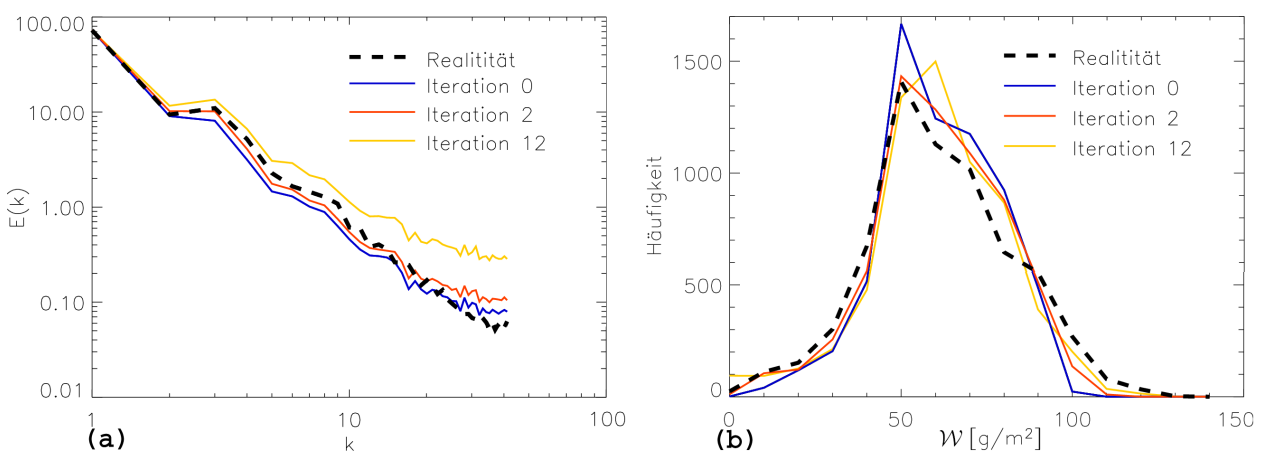


Abbildung 3.25: (a) Energiedichtespektren des „realen“ Ausgangsfeldes und verschiedener Iterationsschritte (des Flüssigwasserpfades). (b) Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung derselben Felder.

Kapitel 4

Ergebnisse – Einfluss inhomogener Bewölkung auf Fernerkundung und Strahlungsbilanz

Die Fernerkundung der Eigenschaften inhomogener Bewölkung und die Auswirkungen auf die solare Strahlungsbilanz zu untersuchen ist das wesentliche Ziel dieser Arbeit. Dieses Kapitel beginnt mit einer Demonstration der Effekte anhand eines künstlich erzeugten Wolkenfalls (Abschnitt 4.1). Die Identifizierung der spezifischen Fehlerkomponenten, die sich zu einem Gesamtfehler der Fernerkundung addieren, führt zur systematischen Analyse im zweiten Teil. Dort werden Ergebnisse der Untersuchungen spezifischer Konfigurationen von Satellitensensoren präsentiert (Abschnitt 4.2). Diese basieren auf einer größeren Zahl dreidimensionaler Wolkenstrukturen, die aus *CASI* Messungen abgeleitet wurden (Abschnitt 3.4.2). Im Abschnitt 4.4 werden die Auswirkungen der Unsicherheiten der Fernerkundung inhomogener Bewölkung auf eine Abschätzung der solaren Strahlungsbilanz untersucht. Das Kapitel wird durch die Diskussion der Repräsentativität der Ergebnisse für real auftretende Bewölkungssituationen und einen Ausblick auf die Effekte bei vertikal stärker ausgeprägter Bewölkung abgerundet (Abschnitte 4.5 und 4.24).

4.1 Fernerkundung – Systematik und Definition der Fehler

Bevor die Ergebnisse der systematischen Untersuchungen präsentiert werden, wird in diesem Abschnitt anhand einer künstlichen dreidimensionalen Wolkenstruktur der Einfluss der Inhomogenität demonstriert, wie er in Abschnitt 2.4 vorgestellt wurde. Die Unsicherheit der *independent pixel* Fernerkundung entsteht zum einen durch die Inhomogenität innerhalb eines Bildelements und zum anderen durch den Netto-Photonentransport zwischen Bildelementen (Bildelemente sind nicht unabhängig). Der Fehler hängt ab von der Wolkenstruktur, der Auflösung des Sensors und der Beleuchtungssituation. Die vollständige Definition der Wolkenstrukturen, wie sie in Abschnitt 3.4.2 durchgeführt wurde, erlaubt die realitätstreue

dreidimensionale Simulation des Strahlungstransports für beliebige Messsituationen. So wird es möglich Standard-Fernerkundungsverfahren zur Ableitung optischer Eigenschaften in beliebigen Messsituationen zu testen. Die Ableitungen mit einem Standardverfahren werden im Vergleich mit der vollständig bekannten Wolkenstruktur alle Abweichungen zeigen, die durch Vernachlässigung der Dreidimensionalität des Strahlungstransportes und subskaliger Inhomogenität im Fernerkundungsverfahren entstehen. Die Fehlerquellen sind dabei der „planparallele Fehler“ (PP), durch die begrenzte Auflösung des Sensors, und der „independent pixel“ (IP) Fehler, durch den vernachlässigten Horizontaltransport von Photonen (siehe auch Abschnitt 2.4).

4.1.1 Unsicherheiten hochauflösender Sensoren

In Abbildung 4.1 ist eine dreidimensionale Wolkenstruktur zu sehen, die mit den Modellen *TOSQUARE* und *TOCUBE* erzeugt wurde. Mit dem dreidimensionalen Strahlungstransportmodell *MYSTIC* wird nun für dieses Wolkenfeld die Reflektivität berechnet. Bei einer Wellenlänge von 753 nm und einer horizontalen Auflösung von $15 \times 15 \text{ m}^2$ entstehen Felder der Reflektivität, wie sie der *CASI* Sensor messen könnte. Abbildung 4.2b stellt eine solche Simulation einer Messung dar. Der Sensor blickt senkrecht auf die Wolkenzene. Die durchbrochene Wolkenstruktur wird unter einem Zenitwinkel von 30° von der rechten Seite beleuchtet. Die Simulationen wurden mit einer Zahl von etwa 10000 Photonen pro Bildelement durchgeführt, was in den gezeigten Fällen zu einer Unsicherheit der Monte Carlo Reflektivitäten von etwa 1% führt.

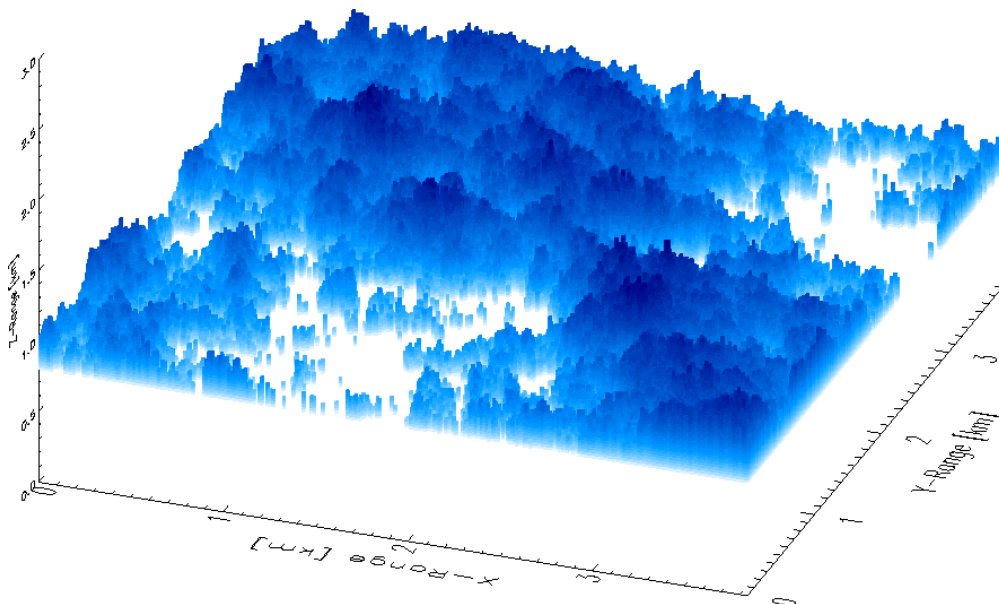


Abbildung 4.1: Wolkenstruktur aus der Kombination von statistischem Wolkengenerator *TOSQUARE* zur Erzeugung eines Feldes optischer Dicke und dem adiabatischen Modell *TOCUBE* zur Erzeugung des Mikrophysikprofils, feste Wolkenunterkante bei 800 m , Auflösung des Datensatzes $15 \times 15 \times 20 \text{ m}^3$.

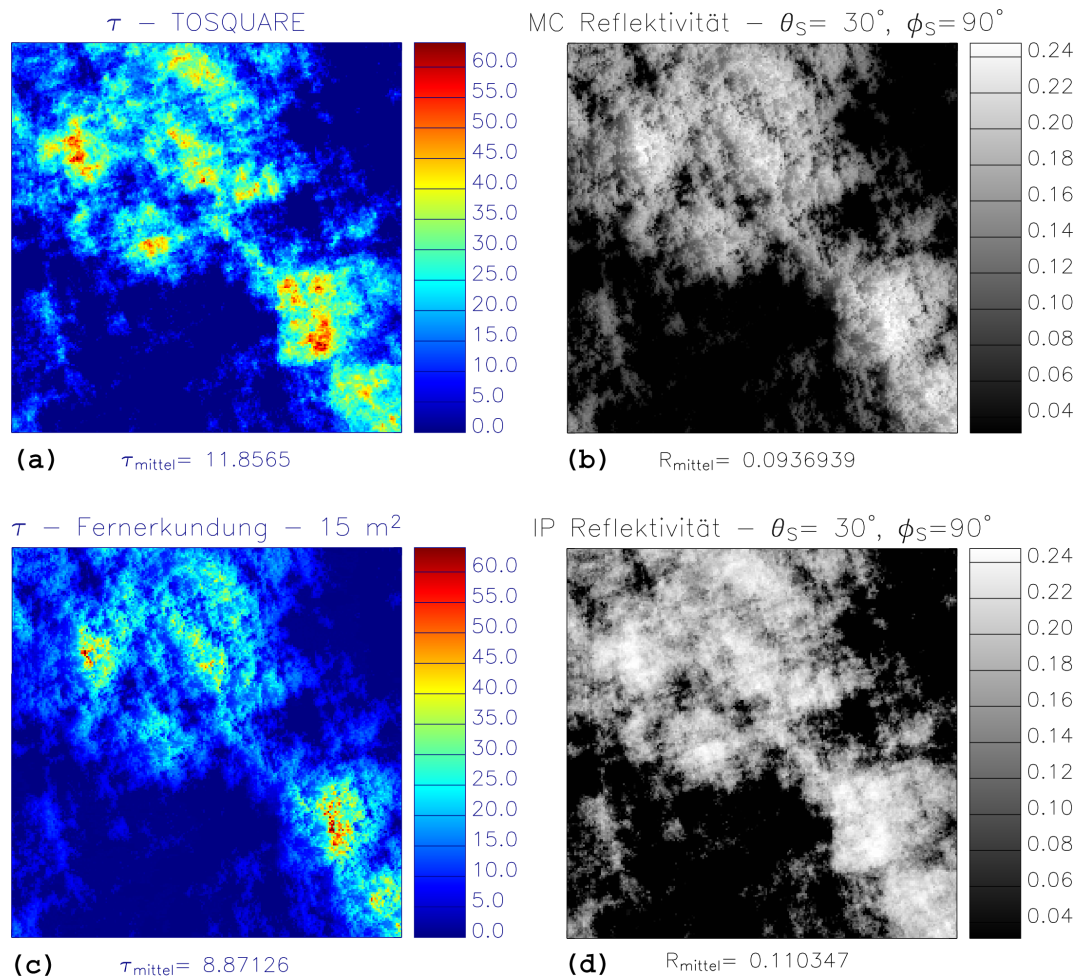


Abbildung 4.2: Beispiel A: (a) zeigt das Feld der realen optischen Dicke zur Wolkenstruktur in Abbildung 4.1. (b) ist das simulierte Reflektivitätsfeld wie es ein hochauflösender Sensor (z.B. *CASI*, Bildelement $15 \times 15 \text{ m}^2$) messen könnte. Dargestellt ist das Ergebnis einer *MYSTIC* Simulation für $\theta_{\text{Sensor}} = 0^\circ$, $\theta_{\text{Sonne}} = 30^\circ$, $\phi_{\text{Sonne}} = 90^\circ$, 753 nm Wellenlänge. (c) zeigt das Feld der mittels Standard-Fernerkundung abgeleiteten optischen Dicke. (d) ist die *independent pixel* Näherung der Reflektivität, die sich aus (a) ableiten lässt. Zu allen Feldern ist jeweils der Mittelwert angegeben.

Leitet man nun auf dieser höchsten Auflösung die optische Dicke mittels Standard-Fernerkundung ab, so zeigt sich eine deutliche Abweichung der abgeleiteten optischen Dicke von der realen (Abbildung 4.2a und c). Diese Abweichung ist allein die Folge der Vernachlässigung der Abhängigkeit jedes Bildelements von seiner Umgebung. Eine subskalige Inhomogenität gibt es hier definitionsgemäß nicht. Die mittlere freie Weglänge der Photonen ist darüber hinaus größer als 15 m . Variationen auf kleinerer Skala hätten daher ohnehin wenig Einfluss auf die Strahlung (Marshak et al., 1998b). Der Fehler eines solchen hochauflösenden Fernerkundungsverfahrens wäre allein durch den dreidimensionalen Strahlungstransport verursacht (IP Fehler). Im Feld der fernerkundeten optischen Dicke sind die Maxima, im Vergleich zur Realität, in Richtung Sonne (nach rechts) verschoben. Ausgeprägte Unterschätzungen sind gerade auf der der Sonne abgewandten Seite der ursprünglichen Maxima sichtbar (Geometrieffekt). Abgesehen von solchen lokalen Abweichungen, liegt aber auch der Mittelwert der

optischen Dicke der gesamten betrachteten Szene unter dem der vorgegebenen Wolkenstruktur (im gezeigten Beispiel um 25%). Der wesentliche Grund für diese Unterschätzung ist die verringerte Reflektivität des dreidimensionalen Reflektivitätsfeldes im Vergleich zur IP Annahme (Abbildung 4.2b und d). Die IPA Reflektivität wäre das Feld, das die korrekte Ableitung der optischen Dicke erlauben würde. Aufgrund des Netto-Horizontaltransports der Photonen erhöht sich jedoch die Transmission im dreidimensionalen Fall: Photonen werden aus den hochreflektiven, da optisch dicken, Bereichen in den obersten Regionen der Wolkenstruktur herausgestreut und treffen dann bei horizontaler Ausbreitung auf weniger dichte Bereiche (im Extremfall Wolkenlücken), durch die sie mit erhöhter Wahrscheinlichkeit transmittiert werden.

Für größeren Sonnenzenitwinkel wird der beschriebene Effekt durch einen weiteren Aspekt der Horizontalausbreitung der Photonen kompensiert. Abbildung 4.3 zeigt die gleiche Wolke unter einem Sonnenzenitwinkel von 60° . Jetzt dominieren die erleuchteten Flanken das Feld der abgeleiteten optischen Dicke und führen zu einer Überschätzung um beinahe 100%. Die obersten optisch dichten Wolkenbereiche werden bei nicht-senkrechtem Sonnenstand auch durch ihre Seitenflächen beleuchtet. Im Vergleich zur IP Annahme einer Beleuchtung nur durch die Oberkante der Säule erhöht sich so die Zahl der Photonen, die aus diesen Bereichen in Richtung des Sensors nach oben reflektiert werden. Außerdem erhöht sich der effektive Bedeckungsgrad der Szene bei nicht senkrechter Beleuchtung der Szene. Die Wolkenlücken, die die Photonen in ihrer ursprünglichen Ausbreitungsrichtung „sehen“, erscheinen in diesem Fall kleiner als für kleinere Zenitwinkel. Ein weiterer Grund liegt in der Nichtlinearität des Zusammenhangs von optischer Dicke und Reflektivität. Die zusätzlichen Photonen, die von den hell erleuchteten Flanken reflektiert werden, führen zu einer stärkeren Erhöhung der abgeleiteten optischen Dicke, als es durch das entsprechende Photonendefizit in den Schattenbereichen zu einer Verringerung der optischen Dicke kommt. Effekte des Horizontaltransportes führen also offensichtlich nicht nur zu großer Unsicherheit der Einzelwerte, sondern auch zu einem Fehler der mittleren Größen.

4.1.2 Unsicherheiten typischer Wolkensensoren

Bei typischen Wolkensensoren wie *NOAA-AVHRR* oder *MSG-SEVIRI* entsteht aufgrund der niedrigeren Auflösung ein zusätzlicher Fehler, der planparallele Fehler. Um die Auflösung des Satellitensensors zu simulieren, wird im Experiment das Reflektivitätsfeld, das auf höchster Auflösung berechnet wurde, auf eine gröbere Auflösung gemittelt (Abbildung 4.4a). Aus diesen gemittelten Werten der Reflektivität kann, wie zuvor, die optische Dicke mit einem IPA Verfahren abgeleitet werden. Wie in Abschnitt 2.4 beschrieben führt die Vernachlässigung subskaliger Variabilität zu einer Unterschätzung der optischen Dicke. Im gezeigten Beispiel beträgt diese für die mittlere optische Dicke der Szene 15%.

Für diese gröbere Auflösung ergibt sich der Gesamtfehler der Fernerkundung aus einer Kombination der beiden Komponenten. Im präsentierten Beispiel A (Abbildungen 4.2 und 4.4) ergibt sich für die mittlere optische Dicke der gesamten Szene eine Unterschätzung von mehr als 35%.

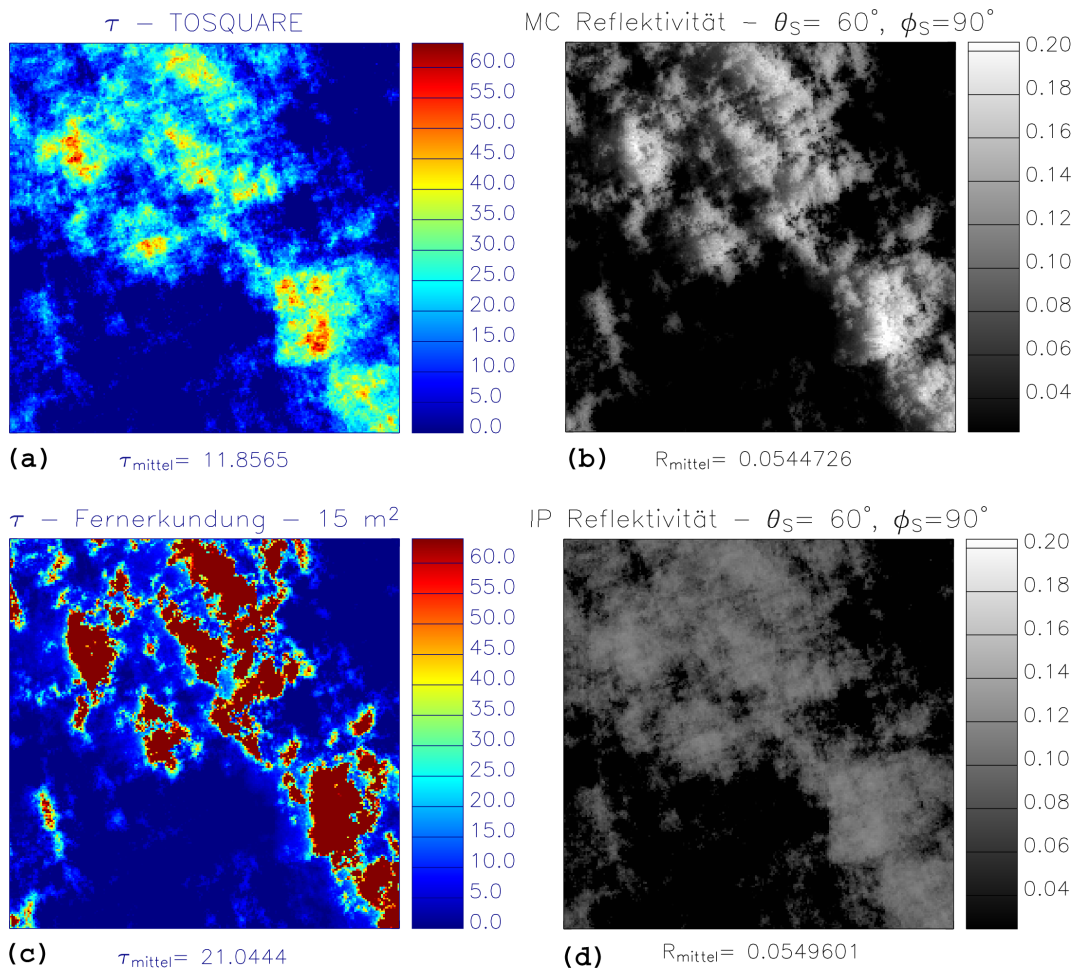


Abbildung 4.3: Beispiel B: wie Abbildung 4.2, aber für $\theta_{\text{Sonne}} = 60^\circ$.

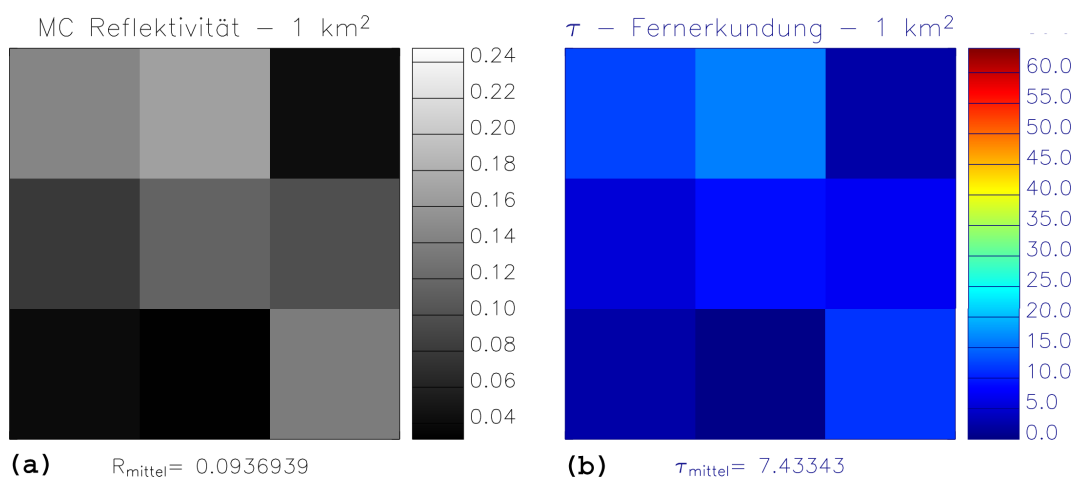


Abbildung 4.4: Beispiel A: (a) simuliertes Reflektivitätsfeld wie es ein typischer Satellitensensor (Bildelement $1 \times 1 \text{ km}^2$) messen könnte. Dargestellt ist das Ergebnis der *MYSTIC* Simulation für $\theta_{\text{Sensor}} = 0^\circ, \theta_{\text{Sonne}} = 30^\circ, \phi_{\text{Sonne}} = 90^\circ, 753 \text{ nm}$ Wellenlänge wie in Abbildung 4.2 gemittelt über $1 \times 1 \text{ km}^2$. (b) zeigt das Feld der aus Standard-Fernerkundung abgeleiteten optischen Dicke. Zu allen Feldern ist jeweils der Mittelwert angegeben.

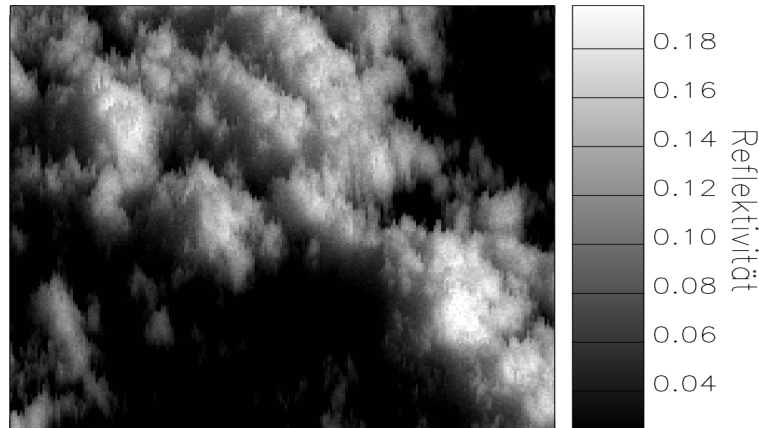


Abbildung 4.5: Monte Carlo Reflektivität der Wolkenstruktur in Abbildung 4.1 für flachen Blickwinkel: $\theta_{Sensor} = 45^\circ$, $\phi_{Sensor} = 180^\circ$, $\theta_{Sonne} = 60^\circ$, $\phi_{Sonne} = 90^\circ$, 753 nm . Die Darstellung ist entsprechend des Sensorblickwinkels gestaucht, um eine perspektivisch korrekte Darstellung des Reflektivitätsfeldes zu erreichen.

In den folgenden Abschnitten wird die Unsicherheit systematisch untersucht, um repräsentative Aussagen für eine größere Anzahl von realistischen Wolkenzenen unter spezifischen Beobachtungs- und Beleuchtungsgeometrien zu ermöglichen. Beobachtungen unter größerem Sensorzenitwinkel lassen ähnlich einem großen Sonnenzenitwinkel potentiell große Fehler erwarten (z.B. Abbildung 4.5).

4.1.3 Definition der Fehlergrößen

In diesem Abschnitt werden die bereits qualitativ beschriebenen Fehlerkomponenten definiert, die in den folgenden Betrachtungen der Fehler der Fernerkundungsverfahren verwendet werden. Eine einfach zugängliche Größe ist der Gesamtfehler der optischen Dicke eines Fernerkundungsverfahrens $\Delta\tau_{ges}$ für jedes Bildelement. Eine optische Dicke, die aus einer mittleren Reflektivität \bar{R} eines Bildelementes mit einem Fernerkundungsverfahren f abgeleitet wird, lässt sich als $\tau = f(\bar{R})$ ausdrücken. Für ein Bildelement ist der Gesamtfehler die Differenz zwischen dieser und der realen optischen Dicke $\bar{\tau}_{real}$ innerhalb des Elementes (Eine Mittelung ist immer die räumliche Mittelung über ein Bildelement):

$$\Delta\tau_{ges} = f(\bar{R}) - \bar{\tau}_{real}. \quad (4.1)$$

Wie in den vorangegangenen Betrachtungen gezeigt, setzt sich dieser Fehler aus zwei Komponenten zusammen – dem IP und dem PP Fehleranteil. Die folgende Definition stellt eine Möglichkeit dar, die beiden Komponenten zu trennen.

Selbst wenn kein dreidimensionaler Strahlungstransport stattfände, also die IP Annahme eine zutreffende Beschreibung des Strahlungstransports wäre, gäbe es den planparallelen Fehler

$$\Delta\tau_{pp} = f(\bar{R}_{ip}) - \overline{f(R_{ip})}. \quad (4.2)$$

durch die Mittelung über diese aus IPA ableitbaren Werte der Reflektivität R_{ip} . Diese Größe beinhaltet nur den Fehler aufgrund der Inhomogenität der Wolke innerhalb des Bildelements. In diesem Fall würde also nur die Auswertung der R_{ip} auf der niedrigen Auflösung des Sensors (ausgedrückt durch die Mittelung $\overline{R_{ip}}$) zu einem Fehler führen. Der Wert $f(\overline{R_{ip}})$ ist wiederum nichts anderes als die reale mittlere optische Dicke für das Bildelement. $\tau_{real} = f(R_{ip})$ entspricht der Definition einer IPA Reflektivität.

Alle Effekte des dreidimensionalen Strahlungstransportes, die durch den Photonentransport zwischen den als unabhängig betrachteten Bildelementen verursacht werden, werden durch den IP Fehler definiert:

$$\Delta\tau_{ip} = f(\overline{R}) - f(\overline{R_{ip}}). \quad (4.3)$$

Diese Fehlerkomponente basiert darauf, dass in der Realität nicht der von seiner Umgebung unabhängige Wert $\overline{R_{ip}}$ dem Fernerkundungsverfahren zur Verfügung steht, sondern der Wert \overline{R} des dreidimensionalen Reflektivitätsfeldes, der auch von seiner Umgebung beeinflusst ist. Die Addition dieser beiden Komponenten (Gleichungen 4.2 und 4.3) ergibt den Gesamtfehler

$$\Delta\tau_{ges} = \Delta\tau_{ip} + \Delta\tau_{pp}. \quad (4.4)$$

Für die gegebenen Wolkenstrukturen (mittlere optische Dicke $\overline{\tau_{real}} = \overline{f(R_{ip})}$) werden mit einer Monte Carlo Simulation die Reflektivität R beziehungsweise \overline{R} dreidimensional berechnet sowie mit Hilfe der Fernerkundungstabellen die IPA Reflektivität R_{ip} beziehungsweise $\overline{R_{ip}}$ bestimmt (siehe Abschnitt 3.3).

Dargestellt werden die Fehler im Folgenden immer als Mittelwerte relativ zur realen optischen Dicke $\overline{\tau_{real}}$:

$$\Delta\tau_{x,rel} = \frac{\sum_i \Delta\tau_{x,i}}{\sum_i (\overline{\tau_{real}})_i}. \quad (4.5)$$

Der Index „x“ steht für die verschiedenen Fehlerkomponenten, „ip“, „pp“ und „ges“ und „ \sum_i “ ist die Summe über Bildelemente.

4.2 Fernerkundung der optischen Dicke

In diesem Abschnitt werden nun entsprechend der eben beschriebenen Fehlermaße die Ergebnisse der systematischen Untersuchungen des Einflusses inhomogener Bewölkung auf die Fernerkundung mit Standardverfahren präsentiert. Basis der Untersuchungen sind 28 Wolkenstrukturen, die in Abschnitt 3.4.2 aus *CASI* Daten abgeleitet wurden (siehe Anhang).

Vier typische Sensorkonfigurationen werden für diese Zusammenstellung maritimer Grenzschichtbewölkung mit Hilfe des dreidimensionalen Strahlungstransportmodells *MYSTIC* simuliert. Typische Wolkensensoren sind flugzeuggetragene Geräte (ähnlich dem *CASI* Sensor) oder Satelliteninstrumente – entweder auf polarumlaufenden (*MISR*, *MODIS* und *AVHRR*) oder geostationären Satelliten (*MSG-SEVIRI*). Diesen Sensoren entsprechend wird die Reflektivität für verschiedene Kombinationen von Beobachtungs- und Beleuchtungsgeometrien sowie Wellenlängenbändern simuliert. Die Kanäle 830 nm und 1600 nm stehen bei den

meisten Sensoren zur Verfügung (z.B. Kanal 2+3, *MSG-SEVIRI*) und werden häufig zur Fernerkundung der optischen Dicke und des Effektivradius verwendet. Die Sonnenzenitwinkel $\theta_{\text{Sonne}} = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ und die Sonnenazimutwinkel $\phi_{\text{Sonne}} = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ relativ zur Beobachtungsebene werden für zwei verschiedene Sensorblickrichtungen simuliert. Die Blickrichtung für Sensoren auf polarumlaufenden Satelliten und flugzeuggetragene Sensoren ist oft nahe der Nadir-Richtung ($\theta_{\text{Sensor}} = 0^\circ$). *MSG-SEVIRI* blickt unter einem Sensorzenitwinkel von etwa 55° aus Richtung Süden auf Mitteleuropa. Die Auswahl der Sonnenazimutwinkel wird in der Weise vorgenommen, dass für die geostationäre Perspektive sowohl Situationen mit der Sonne in der Beobachtungsebene (im Rücken des Sensors, „Mittagssituation“) als auch solche mit der Sonne bis zu 90° außerhalb dieser Ebene („Vor- bzw. Nachmittagssituationen“) in der Untersuchung auftreten. Die Strahldichte beziehungsweise Reflektivität für diese Geometrien wird für die maximale Auflösung der Wolkenstruktur ($15 \times 15 \text{ m}^2$) simuliert und anschließend auf die horizontale Auflösung der jeweiligen Sensoren gemittelt. Ein Gerät mit räumlicher Auflösung von $30 \times 30 \text{ m}^2$ wird als typischer flugzeuggetragener Sensor simuliert. Für dieselbe Nadir-Perspektive werden die Auflösungen $270 \times 270 \text{ m}^2$ und $990 \times 990 \text{ m}^2$ untersucht, stellvertretend für die Sensoren *MISR* (Diner et al., 1998) beziehungsweise *MODIS*, *AVHRR* oder *MERIS* (King et al., 1997; Goodrum et al., 2000; Fischer et al., 1997b). *MSG-SEVIRI* weist für Mitteleuropa eine für einen geostationären Sensor hohe Auflösung von etwa $4 \times 6 \text{ km}^2$ auf (bzw. sogar etwa $1,33 \times 2 \text{ km}^2$ im HRV Kanal - *high resolution visible*, Rogers, 2001). Die Fläche einer *CASI* Messszene reicht also nicht aus, die Fläche eines kompletten *MSG-SEVIRI* Standard-Bildelements zu simulieren. Um eine Abschätzung für die Unsicherheit konventioneller Fernerkundung aus der geostationären Perspektive zu erhalten, wird jeweils eine gesamte *CASI* Szene als Bildelement betrachtet. Auf diese Weise erhält man eine Bildelementfläche von etwa 13 km^2 .

Abbildung 4.6 zeigt drei Beispiele. Dargestellt ist jeweils die Reflektivität aus der Nadir-Perspektive für *CASI* Wolkenstrukturen in voller Auflösung und das Feld der Reflektivität, das ein Sensor mit $270 \times 270 \text{ m}^2$ Auflösung messen würde. In den hochaufgelösten Abbildungen ist die Beleuchtungsgeometrie anhand der hellen Flanken und Schattenbereiche auf den Wolken zu erkennen (um den Schattenwurf der Wolkenelemente auf die Wasseroberfläche nachzuvollziehen müssen die periodischen Randbedingungen der Simulation beachtet werden!). Der Vergleich mit den Reflektivitätsfeldern in der Auflösung des Satellitensensors macht deutlich, dass schon bei dieser vergleichsweise hohen Auflösung sehr große subskalige Inhomogenität in jedem Bildelement enthalten ist.

Im Folgenden wird die Ableitung von Wolkenparametern aus den simulierten Messungen für die verschiedenen Sensoren betrachtet. Verwendung findet das Verfahren aus Abschnitt 3.3 zur gleichzeitigen Ableitung von optischer Dicke und effektivem Radius aus zwei Wellenlängenbändern. Da die optische Dicke im solaren Spektralbereich mit seinem geringen Einfluss durch die Flüssigwasserabsorption die ausschlaggebende Größe ist (z.B. für die Reflexion der Szene), konzentriert sich diese Arbeit auf die Analyse des Fehlers der Standard-Fernerkundung auf die Ableitung der optischen Dicke. Bei der Auswertung der Ableitung des effektiven Radius spielen auch andere Effekte als der Einfluss inhomogener Bewölkung, eine wichtige Rolle (siehe Abschnitt 4.3).

Anhand zweier repräsentativer Einzelfälle aus der großen Zahl der Experimente werden in den ersten Abschnitten die Fehler im Detail betrachtet. Anschließend werden die systematischen

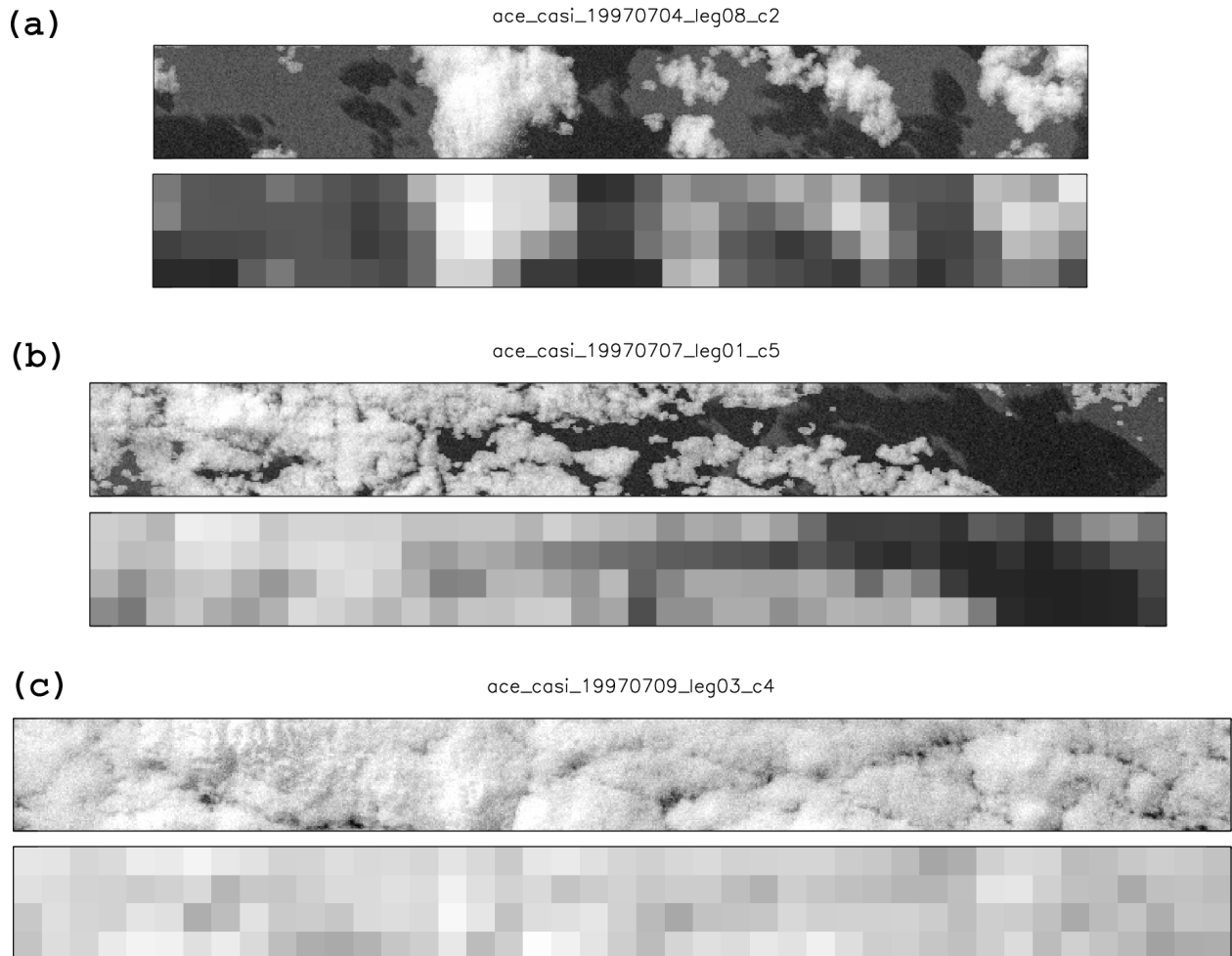


Abbildung 4.6: Beispiele der *MYSTIC* Simulationen für Sensorzenitwinkel $\theta_{Sensor} = 0^\circ$, Sonnenzenitwinkel $\theta_{Sonne} = 60^\circ$ und relativen Sonnenazimutwinkel $\theta_{Sonne} = 45^\circ$ (links oben) im Wellenlängenband um 830 nm . Gezeigt sind drei *CASI* Fälle (vgl. Abbildung 3.22) mit verschiedener Messabschnittslängen: (a) Fall 8 ($1,1 \times 8,9 \text{ km}^2$), (b) Fall 9 ($1,1 \times 10,3 \text{ km}^2$) und (c) Fall 21 ($1,1 \times 11,6 \text{ km}^2$). Unter der Abbildung des Simulationsergebnisses in voller horizontaler Auflösung von $15 \times 15 \text{ m}^2$ sind jeweils die Reflektivitätsfelder dargestellt, wie sie ein Satellitensensor messen könnte (hier „*MISR*“ Auflösung $270 \times 270 \text{ m}^2$).

Unsicherheiten über alle untersuchten Fälle gezeigt. Die kleinste im Folgenden betrachtete Auflösung, also die Basisauflösung der Reflektivität R für die Fehlerbestimmung in den Gleichungen 4.1 bis 4.3, beträgt $15 \times 15 \text{ m}^2$. Die Standardabweichung für die Reflektivitätswerte durch das Rauschen der Monte Carlo Methode beträgt bei dieser Auflösung etwa 5%. In den getesteten Fernerkundungsmethoden werden diese Werte auf niedrigere Auflösung gemittelt. Der Rauscheinfluss sinkt für diese Werte schnell umgekehrt proportional zur Wurzel der Zahl der 15 m Bildelemente, über die gemittelt wird (entsprechend zur Zahl der Photonen, Gleichung 3.1).

4.2.1 Hochauflösende nadirblickende Sensoren

Abbildung 4.7 zeigt gemäß den Gleichungen 4.1 bis 4.5 die Zerlegung des relativen Gesamtfehlers $\Delta\tau_{\text{ges,rel}}$ (Abbildung 4.7d) in seine Komponenten $\Delta\tau_{\text{ip,rel}}$ (Abbildung 4.7b) und $\Delta\tau_{\text{pp,rel}}$ (Abbildung 4.7c) für einen durchbrochenen Wolkenfall. Das zugehörige Feld der Reflektivität, wie es ein nadirblickender Sensor mit $30 \times 30 \text{ m}^2$ (HR, *high resolution*) messen könnte, ist in Abbildung 4.7a dargestellt. Dabei zeigt sich (für die Nadir-Perspektive) keine deutliche Abhängigkeit vom Sonnenazimutwinkel. Die analysierten Wolkenfälle weisen also keine Vorzugsrichtung auf. Die Ergebnisse werden daher über die Sonnenazimutwinkel gemittelt. Ausgeschlossen aus allen folgenden Analysen sind wolkenfreie Bildelemente. „Wolkenfrei“ ist durch einen Wert der optischen Dicke kleiner als 0,1 definiert.

Es fällt auf, dass der Gesamtfehler bei dieser hohen Auflösung fast vollständig durch den IP Fehler bestimmt ist. Betrachtet man die Mittelwerte des IP Fehlers für die verschiedenen Sonnenzenitwinkel in Abbildung 4.7b, so fallen die schon im vorhergehenden Abschnitt 4.1 angesprochenen Effekte auf. Eine Unterschätzung der mittleren optischen Dicke für kleine Zenitwinkel der Sonne geht für große Zenitwinkel in eine starke Überschätzung über. Der Grund ist der Horizontaltransport von Photonen, der zu einer Erhöhung der Transmission führt. Dieses Defizit schlägt sich dann in verminderter Reflektivität der Wolken nieder und damit verbunden einer Unterschätzung der mittleren optischen Dicke. Offensichtlich nimmt dieser Fehler für größer werdende Sonnenzenitwinkel zunächst zu, da der Horizontaltransport noch verstärkt wird. Für den größten Sonnenzenitwinkel (60°) wiederum gewinnt, wie zuvor beschrieben, der steigende effektive Bedeckungsgrad an Bedeutung und führt schließlich sogar zu einer Überschätzung der optischen Dicke. Die Abhängigkeit des Fehlers von der optischen Dicke zeigt für sehr kleine Werte der optischen Dicke fast das umgekehrte Bild. Diese Werte repräsentieren die Ränder der Wolkenelemente, für die sich bei senkrechter Sonne die Verluste in unbewölkte Bereiche und die Gewinne aus den optisch dickeren Bereichen offenbar annähernd ausgleichen. Die optisch dicksten Bereiche haben dagegen die größten Verluste, was zur stärksten Unterschätzung für diese führt. Ist der Sonnenzenitwinkel größer, so findet diese Kompensation der Verluste bei kleiner optischer Dicke immer weniger statt, da immer größere Teile der tiefliegenden Wolkenelemente abgeschattet werden. Für die Flankenbereiche der Wolken (mittlere und große optische Dicke) ist der Ausgleich der horizontalen Verluste durch den zunehmenden Einfluss des Geometrieeffekts mit zunehmendem Sonnenzenitwinkel zu erkennen. Der Verlauf der Kurve für den Sonnenzenitwinkel 60° zeigt dies besonders deutlich. In den Flanken der Wolken liegende Bereiche mittlerer optischer Dicke werden bevorzugt beleuchtet und daher stark überschätzt (bis zu 200% Überschätzung). Die entsprechend abgeschatteten Flanken gleichen dies nicht aus, da sich die Verminderung der Reflektivität in diesen Bereichen in geringerem Maß in der optischen Dicke niederschlägt (Nichtlinearität!).

Abbildung 4.7c zeigt den PP Fehler, der auf dieser Auflösung wie erwartet verschwindend klein ist, da die Inhomogenität der Wolkenstrukturen unterhalb der Auflösung von 30 m gering ist. Allein für sehr kleine optische Dicke gibt es geringe Abweichungen. Diese kleinsten Werte stehen für die Wolkenränder, an welchen auch bei dieser hohen Auflösung Werte geringer optischer Dicke mit wolkenfreien Bereichen in einzelnen Bildelementen gemittelt betrachtet werden. Es ist allerdings nicht nur der „normale“ negative PP Fehler zu sehen, sondern auch eine Überschätzung der Werte kleiner optischer Dicke. Im Abschnitt 2.4 wurde

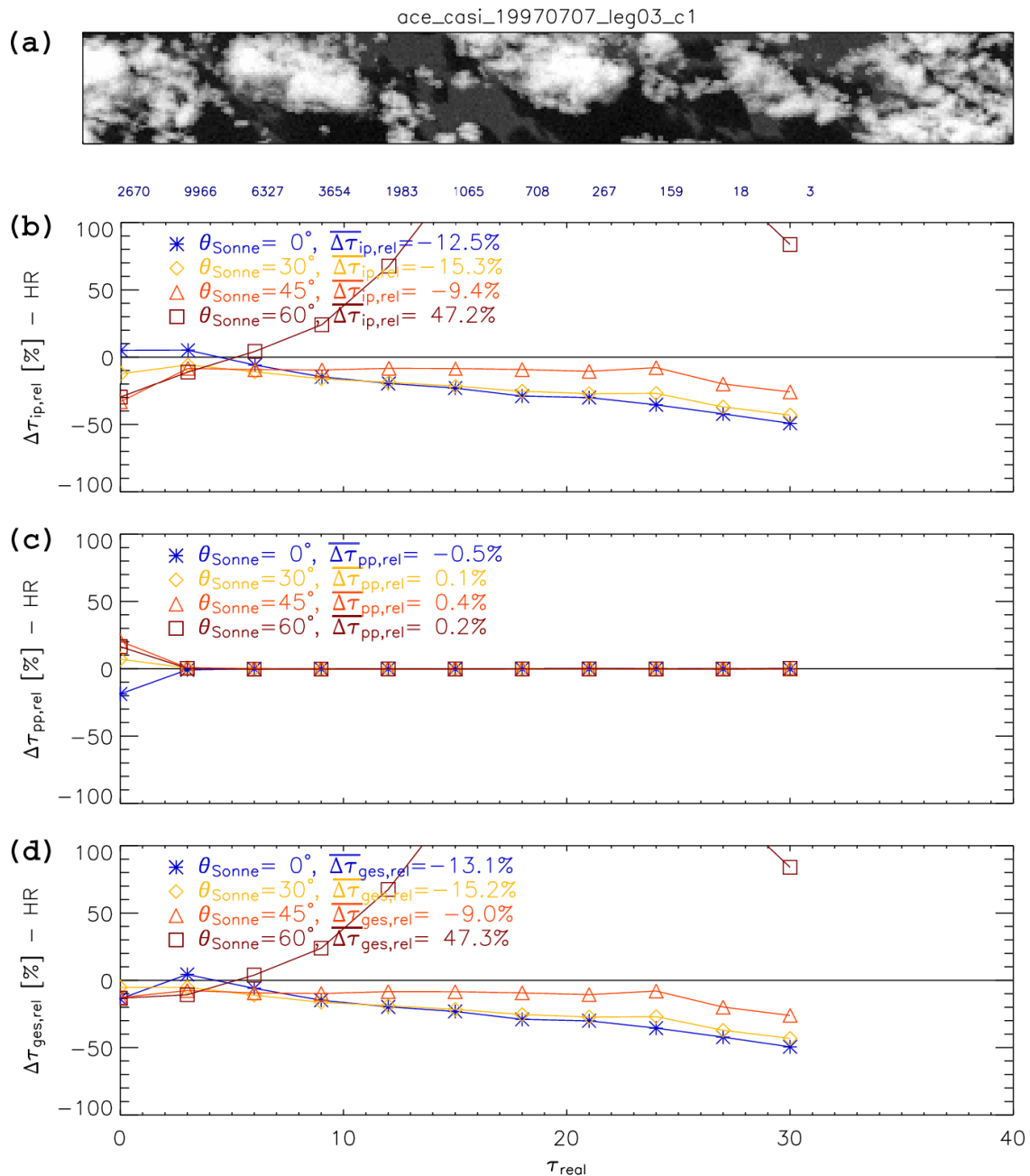


Abbildung 4.7: Fehleranalyse für einen nadirblickenden Sensor mit 30 m Auflösung (HR), CASI-Fall 14: (a) simuliertes Reflektivitätsfeld, (b) relativer IP Fehler $\Delta\tau_{\text{ip,rel}}$, (c) relativer PP Fehler $\Delta\tau_{\text{pp,rel}}$, (d) relativer Gesamtfehler $\Delta\tau_{\text{ges,rel}}$ in Abhängigkeit von der realen optischen Dicke für Sonnenzenitwinkel 0, 30, 45, 60°. Die Fehler wurden über Teilbereiche der optischen Dicke (0-1,5; 1,5-4,5; 4,5-7,5;...) gemittelt. Die Zahl der in den jeweiligen Mittelwert eingegangenen Bildelemente ist über der Abbildung des Fehlers gezeigt. Angegeben sind darüber hinaus die Werte der Abweichung über alle Bildelemente.

bereits auf die Möglichkeit der planparallelen Überschätzung kleiner Werte optischer Dicke hingewiesen. Grund ist die zunehmende Krümmung der Reflektivität als Funktion der optischen Dicke bei kleinen Werten (Abbildung 4.9). Dieser Effekt, der offensichtlich selbst vom

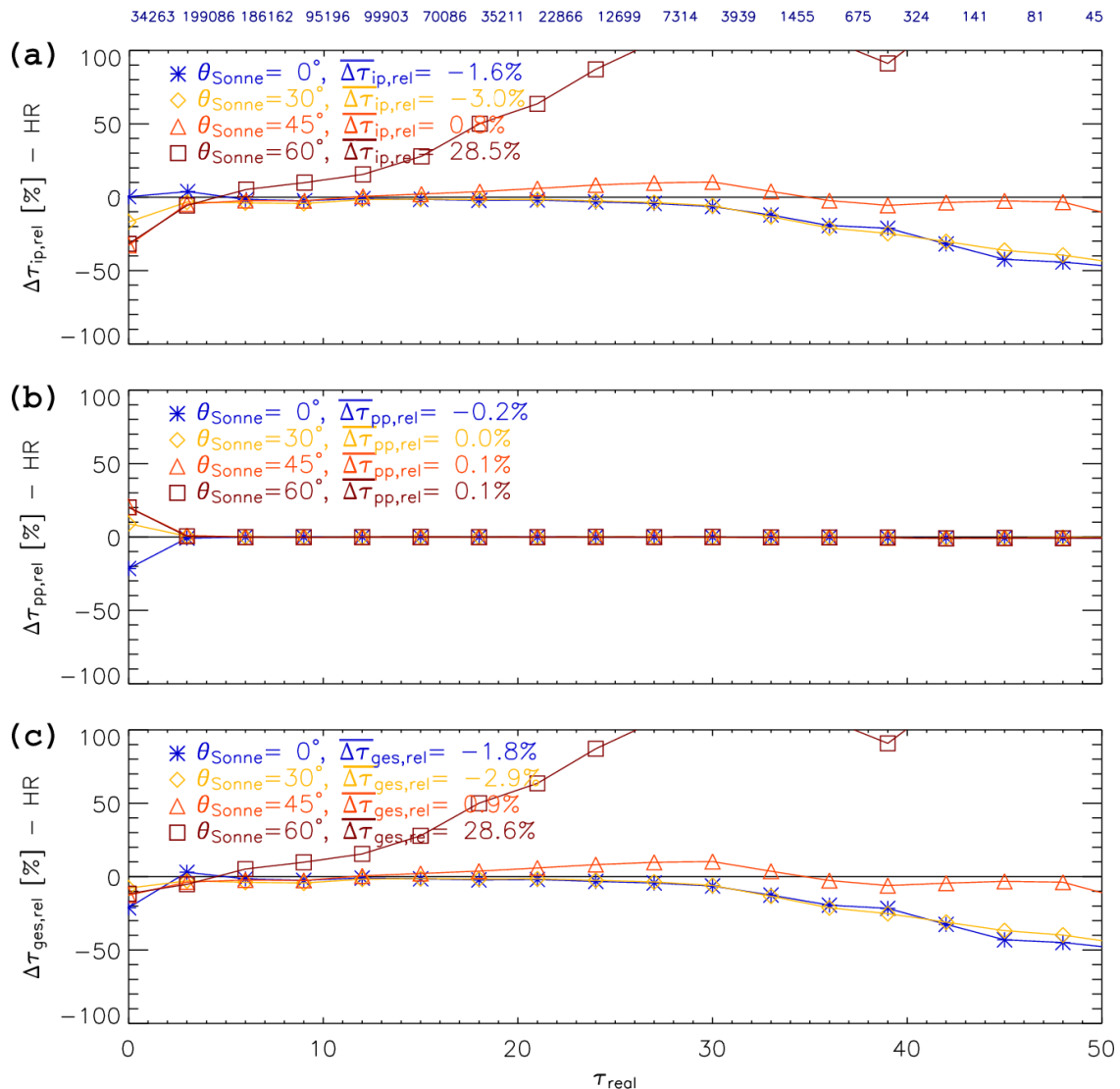


Abbildung 4.8: Fehleranalyse für einen nadirblickenden Sensor mit 30 m Auflösung (HR) für 28 CASI Fälle: (a) relativer IP Fehler $\Delta\tau_{\text{ip,rel}}$, (b) relativer PP Fehler $\Delta\tau_{\text{pp,rel}}$, (c) relativer Gesamtfehler $\Delta\tau_{\text{ges,rel}}$ in Abhängigkeit von der realen optischen Dicke für Sonnenzenitwinkel 0, 30, 45, 60°. Die Fehler wurden über Teilbereiche der optischen Dicke (0-1,5; 1,5-4,5; 4,5-7,5;...) gemittelt – sonst wie Abbildung 4.7.

Sonnenzenitwinkel abhängig ist, führt zu den positiven Werten des PP Fehlers bei kleiner optischer Dicke. Während es bei den analysierten Werten der optischen Dicke bei senkrechter Sonne weiter den „normalen“ negativen PP Fehler gibt, tritt bei größeren Sonnenzenitwinkeln immer stärker der positive PP Fehler auf. In Abbildung 4.9 ist dazu der Zusammenhang von optischer Dicke und Nadir-Reflektivität für kleine optische Dicke gezeigt. Für sich vergrößernden Sonnenzenitwinkel ändert sich die Krümmung der Kurve in diesem Bereich. Daraus ergibt sich die Überschätzung der optischen Dicke, wenn die subskaligen Werte der Reflektivität klein sind.

Der Gesamtfehler $\Delta\tau_{\text{ges,rel}}$, der in den Abbildung 4.7d abgebildet ist, setzt sich aus dem

Fehler durch den Horizontaltransport zwischen den Bildelementen (IP Fehler) und durch die subskalige Inhomogenität der Wolkenszene (PP Fehler) zusammen. Bei dieser höchsten Auflösung ist er dominiert vom IP Fehler, da ein Bildelement dieser Größe niemals unabhängig von der Umgebung betrachtet werden kann.

Abbildung 4.8 zeigt die entsprechenden Fehler, die sich bei einer Betrachtung aller 280 Simulationen zu dieser Sensorconfiguration ergeben (10 verschiedene Messgeometrien für 28 Wolkenszenen). Während die mittlere Fehleinschätzung der optischen Dicke für Sonnenzenitwinkel zwischen 0° und 45° minimal ist, wird die optische Dicke bei 60° Sonnenzenitwinkel im Mittel um fast 30% überschätzt. Obwohl lokale Einzelwerte mit sehr großen Fehlern behaftet sind (absolute Standardabweichung der Gesamtfehler zwischen 20% für senkrechte Sonne und 180% für den Sonnenzenitwinkel 60°), ist trotzdem für die meisten Messgeometrien die Bestimmung der mittleren optischen Dicke mit hochauflösenden Sensoren sehr genau möglich.

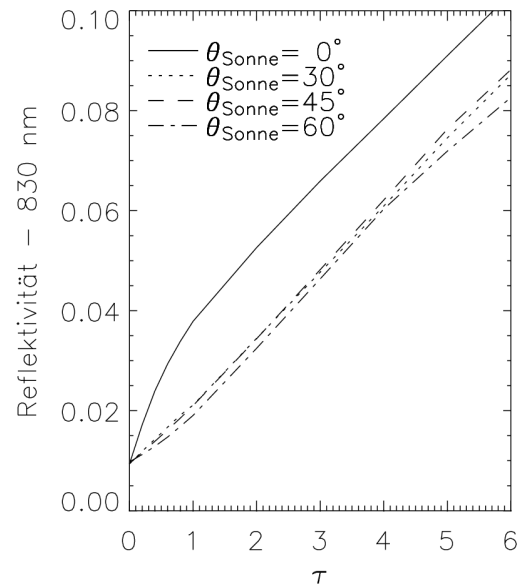


Abbildung 4.9: Zusammenhang von optischer Dicke und Reflektivität für kleine optische Dicke, $\theta_{\text{Sensor}} = 0^\circ$, $r_{\text{eff}} = 10 \mu\text{m}$.

4.2.2 Typische Sensoren polarumlaufender Satelliten

Mit steigender Bildelementgröße nimmt der Anteil subskaliger Inhomogenität zu und der PP Fehler steigt. Für die bereits gezeigte durchbrochene Wolkenszene (4.7a) ist in der Abbildung 4.10 als Beispiel für solche Sensoren die Fehleranalyse für eine Auflösung von $990 \times 990 \text{ m}^2$ und Nadir-Blickrichtung („MODIS“) zu sehen. Die Maximalwerte der realen optischen Dicke τ_{real} sind hier kleiner als in Abbildung 4.7, da entsprechend der größeren Bildelemente über größere Bereiche gemittelt wird. Die Mittelwerte des IP Fehlers (Abbildung 4.10b) liegen für 0 , 30 und 45° Sonnenzenitwinkel bei 30 m Auflösung (Abbildung 4.7) in derselben Größenordnung. Einen deutlichen Unterschied zeigt aber der IP Fehler für 60° Sonnenzenitwinkel. Führt bei höherer Auflösung die ausgeprägten Geometrieeffekte zu einer starken mittleren Überschätzung, so führt eine Vergrößerung der Bildelemente dazu, dass zunehmend Werte der Reflektivität aus abgeschatteten und aufgehellten Bereichen gemittelt betrachtet werden. Die Mittelung dieser stark gegensätzlichen Werte der Reflektivität verhindert also den Fehler, der bei getrennter Ableitung optischer Dicke durch die Nichtlinearität des Zusammenhangs von Reflektivität und optischer Dicke verursacht wird. Der PP Fehler (Abbildung 4.10c) ist deutlich größer als bei hoher Auflösung, da die Reflektivität über größere Gebiete und damit über einen größeren Bereich der optischen Dicke gemittelt wird. Die Mittelwerte der Fehler sind hier bestimmt durch die Fehler bei geringen optischen Dicken (siehe oben), da diese bei der betrachteten Auflösung einen großen Teil der Bildelemente betreffen. Deutlich zeigt sich die Abhängigkeit vom Grad der Nichtlinearität (Krümmung der Kurve) und der Inhomogenität des Bildelements. Die größten Werte hat der PP Fehler für den Bereich

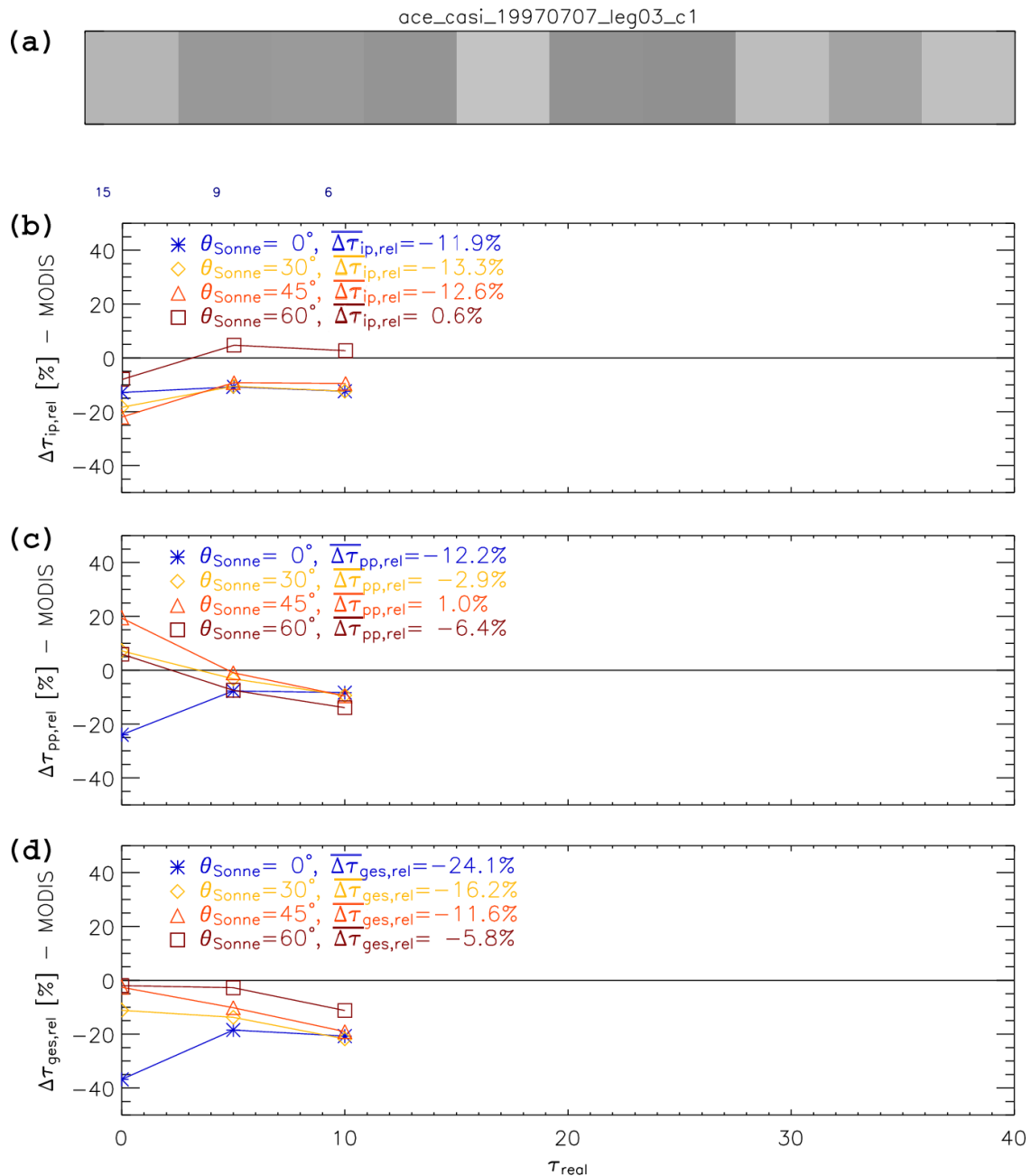


Abbildung 4.10: Fehleranalyse für einen nadirblickenden Sensor mit 990 m Auflösung („MODIS“), CASI-Fall 14 – sonst wie Abbildung 4.7.

der stärksten Nichtlinearität ($\tau < 2,5$ oder $\tau \approx 10$). Der Gesamtfehler (Abbildung 4.10d) zeigt eine durchgehende Unterschätzung, die mit steigendem Sonnenzenitwinkel abnimmt. Die Hauptkomponente hängt jedoch von der Geometrie ab: Während der mittlere Fehler über alle Bildelemente für den Sonnenzenitwinkel 0° zu gleichen Teilen auf den PP und IP Fehler beruht, überwiegt bei 30° und 45° der IP Fehler. Der Gesamtfehler für 60° wiederum wird vollständig durch die planparallele Annahme verursacht.

Entsprechend Abbildung 4.8c werden die Fehler über alle Wolkenszenen für die beiden un-

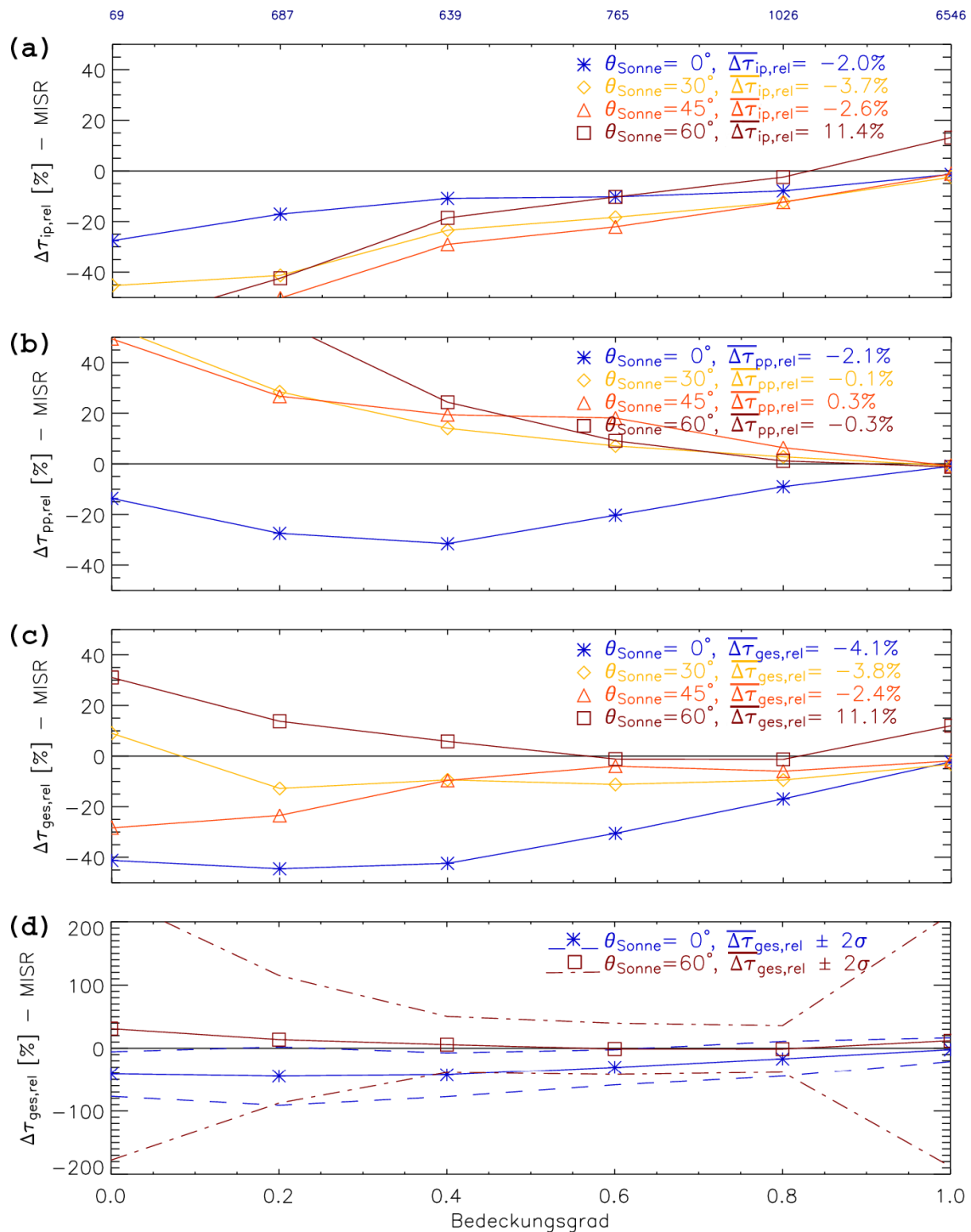


Abbildung 4.11: Fehleranalyse für einen nadirblickenden Sensor mit 270 m Auflösung („MISR“) für 28 CASI Fälle – wie Abbildung 4.8, aber die Fehler wurden hier über Teilbereiche des Bedeckungsgrades (0-0,1; 0,1-0,3; 0,3-0,5;...) gemittelt. (d) wie (c) mit Standardabweichungen der Fehler ($\pm 2\sigma_{\Delta\tau}$) aus Gründen der Übersicht nur für die Sonnenzenitwinkel 0° und 60° .

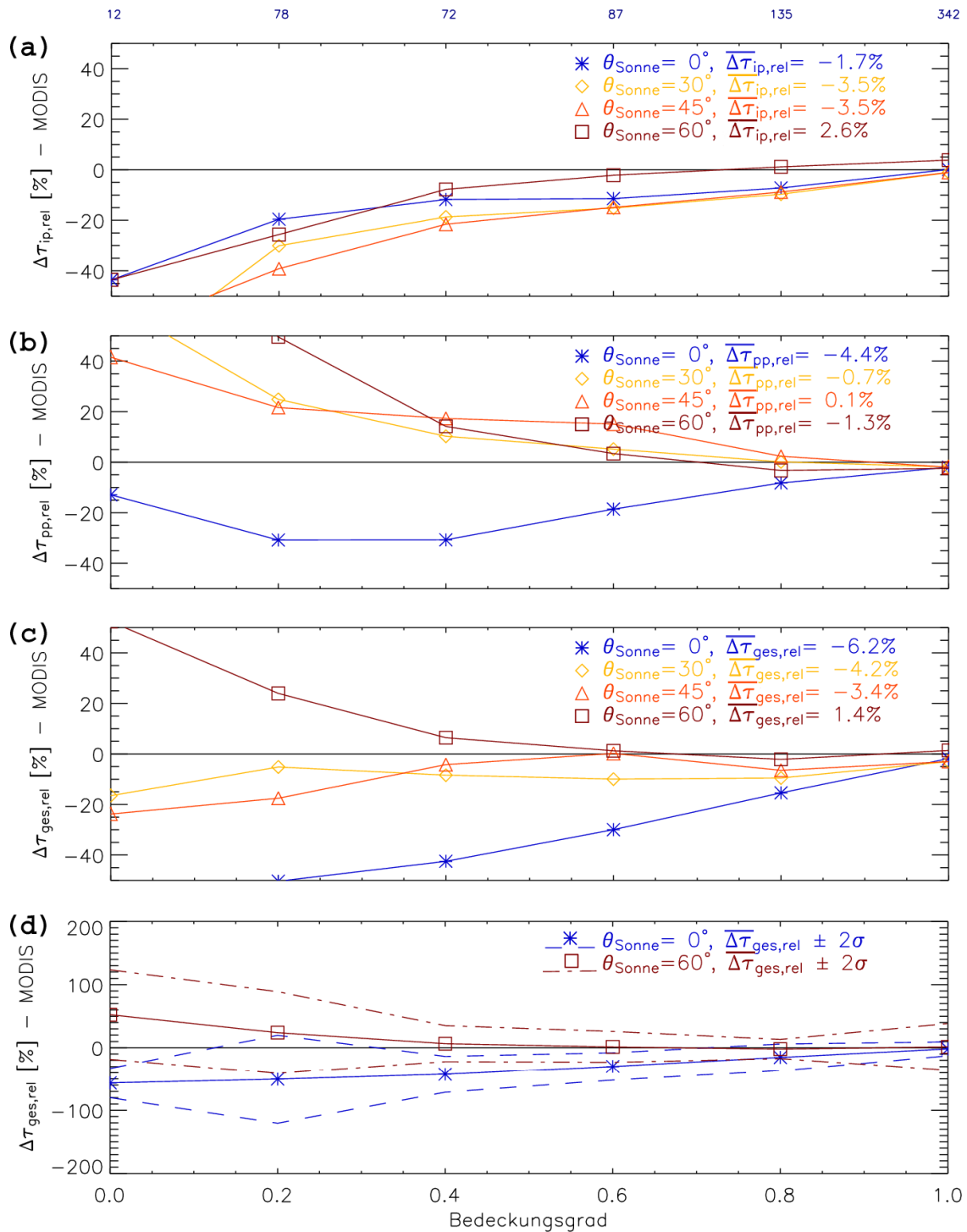


Abbildung 4.12: Fehleranalyse für einen nadirblickenden Sensor mit 990 m Auflösung („MODIS“) für 28 CASI Fälle – sonst wie Abbildung 4.11.

tersuchten Auflösungen („*MISR*“ und „*MODIS*“) in den Abbildungen 4.11 und 4.12 zusammengefasst. Die Fehler sind jetzt in Abhängigkeit vom Bedeckungsgrad der jeweiligen Bildelemente angegeben, da die bisher dargestellte mittlere optische Dicke für niedrigere Auflösungen zunehmend vom Bedeckungsgrad abhängt. Gering bedeckte Bereiche lassen sich bei der operationellen Fernerkundung unter Umständen identifizieren und von der Analyse ausschließen. Fehler für bedeckte oder annähernd bedeckte Bereiche sind daher von noch größerer Bedeutung, da sie in jedem Fall Eingang in die bestimmten Werte finden. In den folgenden Abbildungen liegen Teilbereiche der Kurven, die besonders große oder kleine Werte zeigen, oft außerhalb der Abbildung. Diese Teile stehen immer für den kleinen Teil der Bildelemente mit sehr geringem Bedeckungsgrad und sehr kleiner optischen Dicke. Um kleinere Abweichungen bei der Mehrzahl der (bedeckten) Bildelemente noch erkennen zu können, wurde nicht der gesamte Wertebereich der Fehler dargestellt. Gegebenenfalls werden Zahlenwerte im Text genannt.

Der IP Fehler (Abbildung 4.11a und 4.12a) hängt deutlich vom Bedeckungsgrad ab. Durch den Horizontaltransport und die damit verbundene Photonendiffusion durch die Wolkenlücken wird die Reflektivität im Vergleich zur IPA Annahme umso stärker reduziert, je geringer der Bedeckungsgrad ist und je flacher die Sonne einfällt. Für große Sonnenzenitwinkel spielen dann Geometrieeffekte eine Rolle. Die Unterschätzung der optischen Dicke wird zum Teil kompensiert, für große Bedeckungsgrade ergibt sich sogar ein positiver IP Fehler. Für 990 m Auflösung sieht man die schon beschriebene starke Reduzierung des Einflusses des Geometrieeffektes. Die Mittelwerte des PP Fehlers über alle Bildelemente sind, wie zu erwarten, für die niedrigere (990 m) Auflösung leicht erhöht, im Vergleich zur geringeren Auflösung 270 m (Abbildung 4.11b und 4.12b). Mit zunehmendem Bedeckungsgrad verringert sich der PP Fehler deutlich, da die subskalige Inhomogenität abnimmt. Für die meisten Sonnenzenitwinkel ist der PP Fehler positiv, wenn Bildelemente nicht vollständig bedeckt sind, da dann zumeist auch die optische Dicke klein ist (siehe Abbildung 4.9). Bei vollständiger Bedeckung ($>0,9$) ist der PP Fehler für 270 m Auflösung (etwa -1%) ebenso wie für 990 m Auflösung (etwa -2,5%) sehr klein. Erst ab dieser Auflösung beginnt bei geschlossener Bewölkung die subskalige Inhomogenität der Bildelemente eine Rolle zu spielen. Die Gesamtfehler für diese beiden Auflösungen (Abbildungen 4.11c und 4.12c) unterscheiden sich im Mittel über alle Bildelemente wenig. Allein der Einfluss des Geometrieeffektes schlägt sich in einem größeren Gesamtfehler bei 60° Sonnenzenitwinkel für bedeckte Bildelemente bei 270 m Auflösung nieder. Der mit sinkender Auflösung leicht zunehmende PP Fehler führt für alle anderen Sonnenzenitwinkel zu geringer Erhöhung des Fehlers für 990 m Auflösung.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass der mittlere Fehler für die Wolkensensoren mit Nadir-Blickrichtung für fast alle Sonnenstände sehr klein wird, wenn die Bildelemente vollständig bedeckt sind. Sobald Wolkenlücken auftreten, nimmt der Fehler stark zu. Bereits für einen Bedeckungsgrad zwischen 0,7 bis 0,9 ergeben sich für die meisten Sonnenzenitwinkel Unterschätzungen der optischen Dicke zwischen -10 und -20%. Für einzelne Bildelemente können die Fehler weit größer sein, wie der durch die doppelte Standardabweichung definierte $2\sigma_{\Delta\tau}$ -Bereich in Abbildung 4.11d widerspiegelt, der 95% aller auftretenden Fehlerwerte enthält. Für geringen Bedeckungsgrad beziehungsweise großen Sonnenzenitwinkel (60°) werden die Fehler für einzelne Bildelemente sehr groß (Standardabweichungen von 50 bis 100%). Für großen Sonnenzenitwinkel gilt dies sogar noch für vollständig bedeckte Bildelemente. Die große Streuung geht hier zurück auf den entscheidenden Einfluss der Geometrieeffekte. Bild-

elemente liegen bei dieser Auflösung oft vollständig in Schattenbereichen oder in Bereichen heller Flanken. Wenn die typische Größe dieser Bereiche überschritten wird, dann ändert sich das Bild entsprechend, wie für die 1 km Auflösung zu sehen ist (Abbildung 4.12d). Die Standardabweichung ist verringert – insbesondere für die bedeckten Bildelemente (nur noch ca. 20%). Bei der Auflösung von etwa 1 km beeinflussen also subskalige Geometrieeffekte die mittlere optische Dicke nur mehr wenig (im Gegensatz zu höherer Auflösung) und der planparallele Fehler ist noch klein (im Gegensatz zu niedrigerer Auflösung). Dieses Ergebnis unterstützt die von verschiedenen Autoren geäußerte Vermutung, dass es sich bei dieser Größenordnung um eine für die Wolkenfernerkundung „ideale“ handeln könnte (Davis et al., 1997; Scheirer und Macke, 2001; Varnai und Marshak, 2001). Fernerkundung maritimen Stratocumulus, speziell auf dieser Auflösung von etwa 1 km, ist also in konventioneller Weise nur mit kleinen Fehlern um etwa 5% (meist Unterschätzung) möglich, wenn eine vollständige Bedeckung der Bildelemente gesichert ist. Zu beachten ist, dass polarumlaufende Sensoren natürlich nicht nur in Nadir-Richtung messen, sondern mit Sensorzenitwinkeln quer zur Flugrichtung von beispielsweise $\pm 30^\circ$ (*MISR*) oder $\pm 55^\circ$ (*MODIS*) abtasten. Die hier nicht im Detail gezeigten Analysen der Auflösungen 270 m und 990 m für den Sensorzenitwinkel 55° bestätigen aber die oben stehenden Aussagen und Größenordnung der Abweichungen.

4.2.3 Sensoren geostationärer Satelliten

In diesem Abschnitt wird in analoger Weise die Unsicherheit der Werte optischer Dicke betrachtet, die aus geostationärer Position mit Standard-Verfahren abgeleitet werden. Das bedeutet, dass jetzt eine Auflösung von etwa 13 km^2 (entsprechend etwa der halben Fläche eines *MSG-SEVIRI* Bildelemente für Europa, HRV ca. 3 km^2) vorausgesetzt wird und das Reflektivitätsfeld unter einem Sensorzenitwinkel von 55° beobachtet wird. Abbildung 4.13 zeigt in bekannter Art die Analyse der IP, PP und Gesamtfehler für verschiedene Sonnenzenitwinkel für alle 28 Wolkenfälle. Im Fall dieses flachen Blickwinkels ist im Gegensatz zur Nadir-Geometrie auch der Sonnenazimutwinkel zu berücksichtigen, da dieser hier zu veränderten Beleuchtungsbedingungen führt. Der IP Fehler für diese Konfiguration (Abbildung 4.13a) unterscheidet sich von den bisher betrachteten im Wesentlichen aufgrund der veränderten Beobachtungsperspektive. Der IP Fehler ist im Mittel für alle untersuchten Bildelemente positiv (negativer Fehler weniger Bildelemente mit kleinem Bedeckungsgrad fällt nicht ins Gewicht). Hier spiegelt sich die im Vergleich zur IPA Strahlungstransportrechnung erhöhte Reflektivität auf Grund der geostationären Position wieder, bei der die Sonne über weite Teile des Tages im Rücken des Sensors steht. Helle Flanken treten in dieser Geometrie bevorzugt auf, während Schatten oft unsichtbar bleiben. Der Geometrieeffekt tritt verstärkt zu Tage und führt zu einer Relativierung der Unterschätzung durch den Horizontaltransport. Bei einem Bedeckungsgrad größer als 0,7 ist der IP Fehler dadurch für fast alle Sonnenzenitwinkel positiv. Selbst bei senkrechtem Sonnenstand (keine Schatten!) gibt es aufgrund des erhöhten effektiven Bedeckungsgrades eine leichte Überschätzung – im Vergleich zu der leichten Unterschätzung bei Nadir-Beobachtung (Abbildungen 4.8, 4.11, 4.12). Aus der Sensorperspektive sind bevorzugt bewölkte beziehungsweise innerhalb der Wolken höher liegende hoch-reflektive Bereiche zu sehen. Abbildung 4.13b zeigt den PP Fehler abhängig vom Bedeckungsgrad. Der PP Fehler ist im Vergleich zu den Fehlern der nadirblickenden Sensoren für 30° , 45° , 60° Sonnenzenitwinkel deutlich erhöht. Für die Sonnenzenitwinkel 30° , 45° , 60°

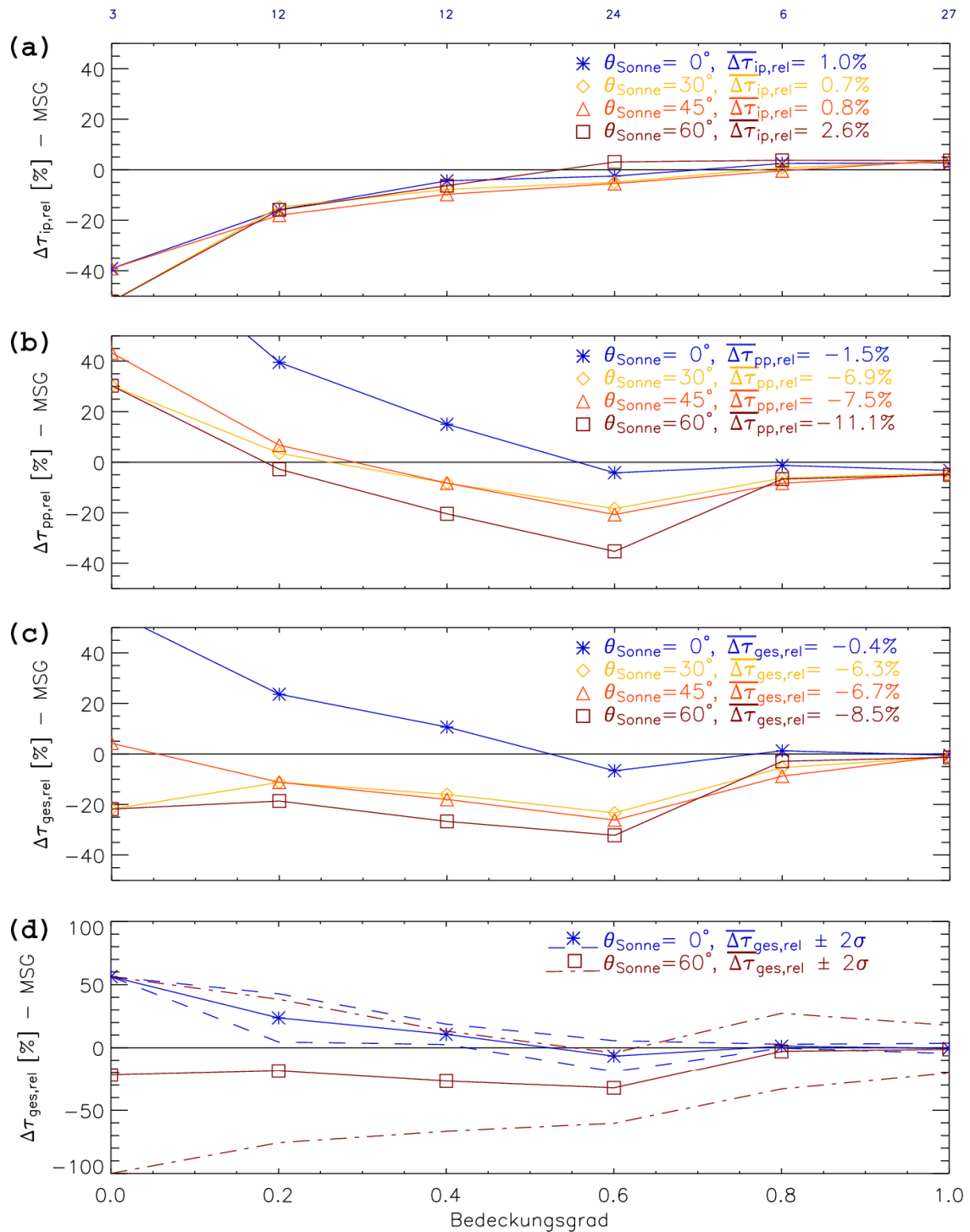


Abbildung 4.13: Fehleranalyse für einen Sensor mit etwa 13 km^2 Auflösung („MSG-SEVIRI“) und einem Sensorzenitwinkel von 55° für 28 CASI Fälle – sonst wie Abbildung 4.11.

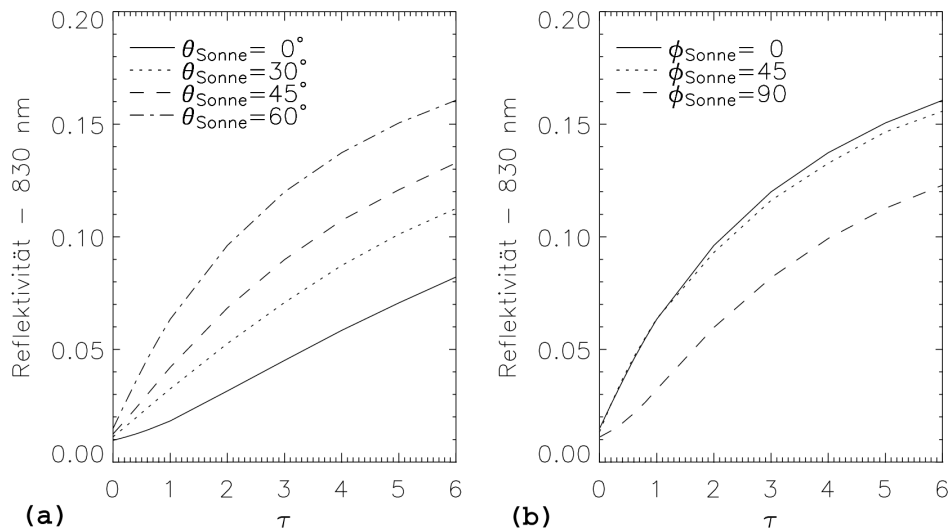


Abbildung 4.14: Zusammenhang von optischer Dicke und Reflektivität für kleine optische Dicke, $\theta_{Sensor} = 55^\circ$, $r_{eff} = 10 \mu m$: (a) für verschiedene Sonnenzenitwinkel θ_{Sonne} , (b) für verschiedene Sonnenazimutwinkel ϕ_{Sonne} .

erreicht der PP Fehler den Wert größter Unterschätzung für einen Bedeckungsgrad bei etwa 0,5, da in diesem Bereich die subskalige Inhomogenität am größten ist. Der Fall senkrechter Sonne bildet einen Sonderfall, wieder begründet durch den speziellen Zusammenhang, der bei dieser Geometrie zwischen optischer Dicke und Reflektivität besteht (Abbildung 4.14a). Die positive Krümmung der Reflektivität als Funktion kleiner optischer Dicke ist wie in Abbildung 4.9 am ausgeprägtesten für große relative Zenitwinkel (Sonnenzenitwinkel 0° und Sensorzenitwinkel 55°). Hier spiegelt sich die so genannte „Reziprozität“ des Strahlungstransportes wieder. Die Reflektivität ist danach invariant auf einen Tausch von Beleuchtungs- und Beobachtungsrichtung (Di Girolamo, 2002). Daher ist die Abbildung 4.13b des PP Fehlers für diesen Sensortyp den Abbildungen 4.11b und 4.12b für nadirblickende Sensoren qualitativ ähnlich, allerdings mit umgekehrter Verteilung der Sonnenzenitwinkel. Für bedeckte Bildelemente steigt der PP Fehler im Vergleich zu den nadirblickenden Sensoren höherer Auflösung (270 m, 990 m) weiter an. Der über die meisten Werte des Bedeckungsgrades negative PP Fehler führt im Wesentlichen zu dem im Mittel negativen Gesamtfehler für diese Konfiguration (Abbildung 4.13c). Für bedeckte Bildelemente kompensieren sich allerdings die kleinen IP und PP Fehleranteile zum großen Teil. Die Größe der Abweichung für ein einzelnes Bildelement (Standardabweichungen in Abbildung 4.13d) steigt auch bei dieser Sensorkonfiguration mit dem Bedeckungsgrad und dem Sonnenzenitwinkel. Nur für bedeckte Bildelemente und senkrechten Sonnenstand lässt sich auch im Einzelfall mit guter Genauigkeit die tatsächliche optische Dicke (95% der Bildelemente mit $\pm 5\%$) ableiten. Für Mitteleuropa hat die Analyse dieses Sonnenzenitwinkels aber natürlich wenig Relevanz – im Gegensatz zu den Aussagen für größere Sonnenzenitwinkel (5% aller bedeckten Bildelemente mit Fehlern größer als $\pm 20\%$).

Im Folgenden wird die Auswirkung des Azimutwinkels des Sensors relativ zur Sonne betrachtet. Abbildung 4.15 zeigt diese in gleicher Form wie die bisher gezeigten Analysen zum Einfluss des Sonnenzenitwinkels. Es wird jeweils über die Sonnenzenitwinkel gemittelt. Die

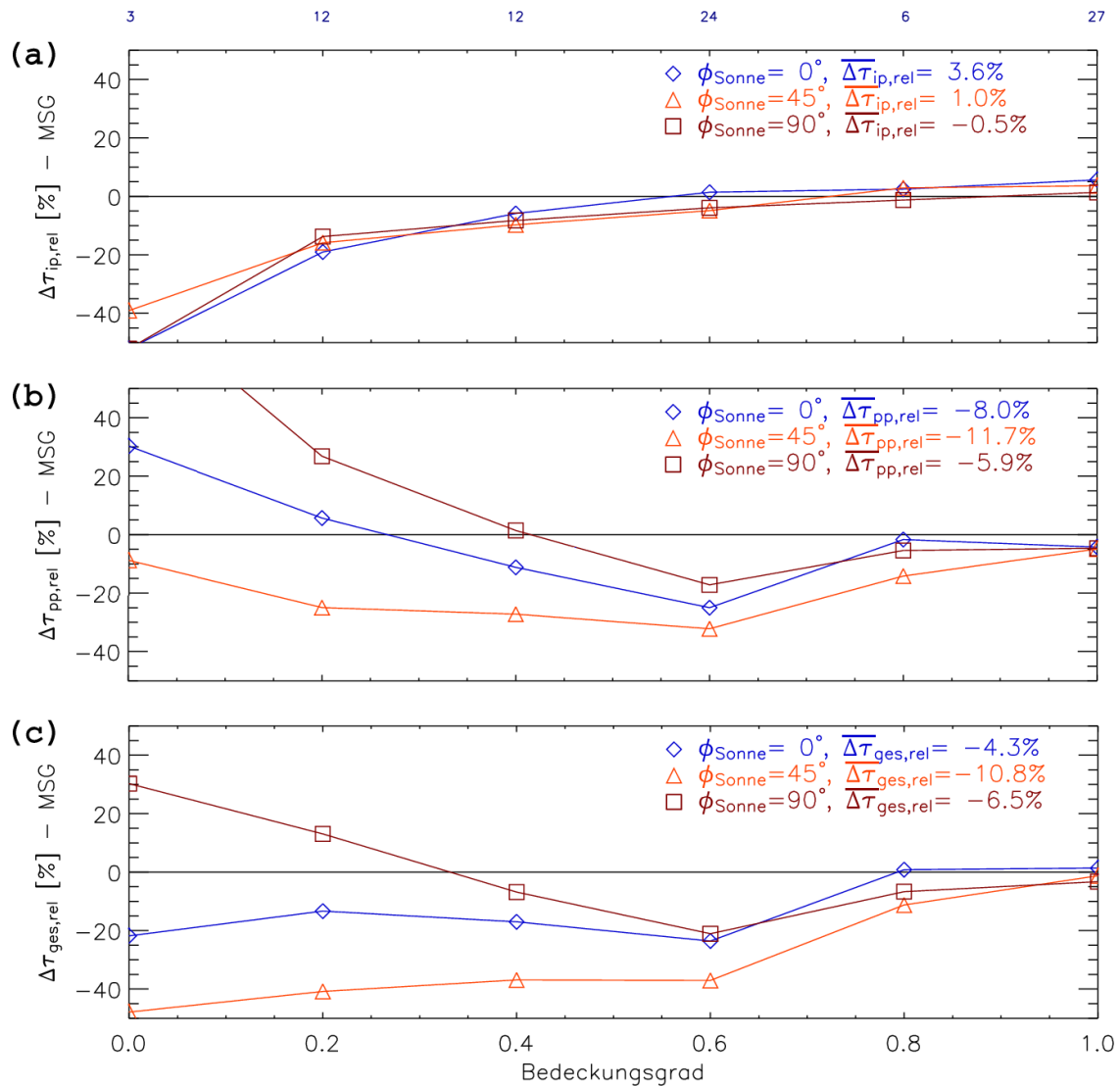


Abbildung 4.15: Fehleranalyse für einen Sensor mit etwa 13 km^2 Auflösung („MSG-SEVIRI“) und einem Sensorzenitwinkel von 55° (Blickwinkel auf Europa) für 28 CASI Fälle – wie Abbildung 4.11, aber hier getrennt nach den Sonnenazimutwinkeln 0° , 45° , 90° . Gemittelt wird über alle Sonnenzenitwinkel.

leichte Abhängigkeit der Fehler vom Geometrieeffekt für die verschiedenen relativen Sonnenazimutwinkel ist anhand der Mittelwerte zu erkennen (Abbildung 4.15a). Die stärkste Überschätzung der optischen Dicke tritt auf, wenn die Sonne in einer Ebene mit dem Sensorblickwinkel steht (Sonnenazimutwinkel $\phi_{\text{Sonne}}=0^\circ$). In diesem Fall sind kaum Schatten zu sehen. Vergrößert sich der relative Sonnenazimutwinkel, so werden mehr Schattenbereiche sichtbar und die Überschätzung nimmt ab. Der PP Fehler (Abbildung 4.15b) zeigt eine noch ausgeprägtere Abhängigkeit vom Sonnenazimutwinkel. Er erreicht seine maximale Größe für den Sonnenazimutwinkel 45° . Wieder liegt der Grund für die Unterschiede in der speziellen Form der Reflektivität als Funktion der optischen Dicke – insbesondere für kleine optische Dicke, die oft in den gering bedeckten Bildelementen auftreten (Abbildung 4.14b). Für den Effektivradius $10 \mu\text{m}$ zeigt sich deutlich die positive Krümmung ($\tau < 2$) für den Sonnenazi-

mutwinkel 90° , die zu positiven PP Fehlern führt, und die stärkste negative Krümmung für den Sonnenazimutwinkel 45° , die die Werte der stärksten Unterschätzung bei diesem Winkel erklären. Im Gesamtfehler (Abbildung 4.15c) zeigt sich vor allem diese Systematik des PP Fehlers. Für alle nicht vollständig bedeckten Bildelemente (Bedeckung $< 0,9$) ergibt sich insbesondere für einen Sonnenazimutwinkel von 45° eine substantielle Unterschätzung der optischen Dicke.

Die Fernerkundung auf dieser Skala gibt also auch aus der geostationären Perspektive verlässliche Werte der optischen Dicke für bedeckte Bildelemente. Sobald aber Bildelemente nicht mehr vollständig bedeckt sind (Bedeckungsgrad $< 0,9$), nehmen die Fehler für die meisten Sonnenzenitwinkel auf 10-15% Unterschätzung zu. Für einen Bedeckungsgrad kleiner als 0,7 erhöht sich die Unterschätzung der optischen Dicke weiter. Für den größten Teil eines Tages ist Vorsicht bei der Fernerkundung optischer Dicke geboten, falls eine vollständige Bedeckung des Bildelementes nicht gesichert ist.

4.2.4 Zusammenfassung

Tabelle 4.1 fasst den Gesamtfehler der optischen Dicke aus Standard-Fernerkundung für alle Messkonfigurationen zusammen. Die mittleren relativen Abweichungen unterscheiden sich für die verschiedenen nadirblickenden Sensoren unterscheiden sich vor allem durch die Standardabweichung der Fehlerwerte (abgesehen vom Sonnenzenitwinkel 60° , bei dem Geometrieeffekte wirken). Das bedeutet, während die systematische Abweichung über alle analysierten Daten für die meisten Geometrien klein ist, kann für einzelne Bildelemente der Wert der optischen Dicke stark abweichen. Insbesondere für die hochauflösenden Sensoren werden absolute Standardabweichungen des Gesamtfehlers von mehreren 10% bis fast 200% gefunden. Die große Variabilität des Gesamtfehlers geht dann auch ausschließlich auf die des IP Fehlers zurück (siehe Tabelle 4.2). Der PP Fehler (Tabelle 4.3) ist bei allen Auflösungen zwischen 30 und 990 m klein. Mit der Größe der Bildelemente steigt gerade für die große Zahl vollständig bedeckter Bildelemente der (negative) PP Fehlerbetrag. Die Standardabweichung steigt hier, da die Art des PP Fehlers dann (mit dem Bedeckungsgrad) am stärksten variiert. Für die untersuchten Wolkenfälle gleichen sich aber negative und positive PP Fehler im Mittel fast aus. Die kleinsten Fehlerbeträge und Standardabweichungen, über alle Beobachtungsgeometrien gemittelt, ergeben sich für die „MODIS“ Auflösung. Ein Sensor in geostationärer Position weist bei leicht geringerer Standardabweichung als der „MODIS“ Typ größere mittlere Gesamtfehler pro Bildelement aufgrund seiner speziellen Beobachtungsgeometrie auf (Tabelle 4.1d). Bildelemente dieser Auflösung sind zwar in guter Näherung unabhängig von ihrer Umgebung zu betrachten (kleiner IP Fehler), aber der PP Fehler wird groß (Tabellen 4.2d, 4.3d).

Betrachtet man nur vollständig bedeckte Bildelemente, so sind die Fehler deutlich kleiner als die in Tabelle 4.1 gezeigten. Für die untersuchten Wolkenzenen flacher maritimer Stratus- und Stratocumulusbewölkung leitet die konventionelle Satellitenfernerkundung für die meisten Messgeometrien im Mittel verlässliche Werte (Fehler von wenigen Prozent) der optischen Dicke ab, solange die Bildelemente vollständig bedeckt sind. Systematische Fehler sind nur bei zu hoher räumlicher Auflösung und dann speziell bei großem Sonnenzenitwinkel zu erwarten. So erreicht der Gesamtfehler selbst für bedeckte Wolkenenelemente bei 30 m

Tabelle 4.1: Abweichung der abgeleiteten optischen Dicke vom realen Wert für alle 28 Fälle und verschiedene Kombinationen von Sonnenzenit- (θ_{Sonne}) und -azimutwinkel (ϕ_{Sonne}). Angegeben sind jeweils die mittlere Abweichung (in %) und deren absolute Standardabweichung über alle Bildelemente in Klammern. (a) Nadir-Blickrichtung des Sensors, Auflösung $30 \times 30 \text{ m}^2$ (HR), (b) Nadir-Blickrichtung, Auflösung $270 \times 270 \text{ m}^2$ (MISR), (c) Nadir-Blickrichtung, Auflösung $990 \times 990 \text{ m}^2$ (MODIS), (d) geostationäre Blickrichtung, Auflösung 13 km^2 (MSG-SEVIRI).

(a)

HR, $\theta_{\text{Sensor}} = 0^\circ$, $\Delta\tau_{\text{ges,rel}} [\%]$

$\theta_{\text{Sonne}} \backslash \phi_{\text{Sonne}}$	0°	30°	45°	60°
0°	-1.8 (23.1)	-2.5 (26.5)	1.4 (48.9)	28.4 (180.4)
45°	-	-3.1 (26.2)	0.6 (44.0)	25.5 (175.3)
90°	-	-3.1 (27.3)	0.7 (46.2)	31.7 (204.7)

(b)

MISR, $\theta_{\text{Sensor}} = 0^\circ$, $\Delta\tau_{\text{ges,rel}} [\%]$

$\theta_{\text{Sonne}} \backslash \phi_{\text{Sonne}}$	0°	30°	45°	60°
0°	-4.1 (11.0)	-3.3 (14.5)	-1.7 (24.8)	13.5 (123.6)
45°	-	-4.0 (15.4)	-2.6 (22.9)	8.5 (90.6)
90°	-	-4.1 (15.9)	-2.8 (23.7)	11.2 (119.9)

(c)

MODIS, $\theta_{\text{Sensor}} = 0^\circ$, $\Delta\tau_{\text{ges,rel}} [\%]$

$\theta_{\text{Sonne}} \backslash \phi_{\text{Sonne}}$	0°	30°	45°	60°
0°	-6.2 (8.1)	-3.7 (8.9)	-2.8 (11.0)	3.0 (22.5)
45°	-	-4.3 (10.9)	-3.5 (13.6)	0.3 (21.8)
90°	-	-4.6 (11.6)	-3.9 (14.8)	0.8 (21.6)

(d)

MSG, $\theta_{\text{Sensor}} = 55^\circ$, $\Delta\tau_{\text{ges,rel}} [\%]$

$\theta_{\text{Sonne}} \backslash \phi_{\text{Sonne}}$	0°	30°	45°	60°
0°	-0.4 (4.4)	-5.5 (6.8)	-3.4 (12.0)	-4.1 (15.7)
45°	-	-9.4 (9.6)	-10.3 (8.3)	-12.6 (15.5)
90°	-	-3.9 (7.2)	-6.6 (9.9)	-8.9 (13.9)

Auflösung für einen Sonnenzenitwinkel von 60° einen Wert von 28% Überschätzung, für 270 m Auflösung etwa 10% (Abbildungen 4.8c und 4.11c). Für Auflösungen von $990 \times 990 \text{ m}^2$ liegen alle Fehler im Bereich von $\pm 5\%$, da auf dieser Skala Geometrieeffekte nicht in dem Umfang zum Tragen kommen wie für höhere Auflösung und der planparallele Fehler noch klein ist im Vergleich zu niedrigerer Auflösung. Bei 13 km^2 sind die Fehler für bedeckte Bildelemente noch geringer (Abbildungen 4.12 und 4.13). Allerdings sinkt natürlich mit sinkender Auflösung die Wahrscheinlichkeit vollständig bedeckte Bildelemente vorzufinden. Die Fehler steigen gerade für die geostationäre Position und die damit verbundene niedrige Auflösung für die meisten Beleuchtungsgeometrien auf Unterschätzungen der optischen Dicke um 20% an (Bedeckung $< 0,7$, Abbildung 4.13). Gerade für diese Beobachtungsgeometrie ist es also auf jeden Fall erforderlich sicherzustellen, dass Bildelemente vollständig bedeckt sind, um fehlerfreie Werte der optischen Dicke abzuleiten.

Tabelle 4.2: IP Fehler für alle 28 Fälle – sonst wie Tabelle 4.1.

(a)

HR, $\theta_{\text{Sensor}} = 0^\circ$, $\Delta\tau_{\text{ip,rel}} [\%]$

$\theta_{\text{Sonne}} \backslash \phi_{\text{Sonne}}$	0°	30°	45°	60°
0°	-1.6 (23.1)	-2.5 (26.5)	1.3 (48.9)	28.3 (180.4)
45°	-	-3.2 (26.2)	0.5 (44.0)	25.4 (175.4)
90°	-	-3.2 (27.2)	0.5 (46.2)	31.6 (204.8)

(b)

MISR, $\theta_{\text{Sensor}} = 0^\circ$, $\Delta\tau_{\text{ip,rel}} [\%]$

$\theta_{\text{Sonne}} \backslash \phi_{\text{Sonne}}$	0°	30°	45°	60°
0°	-2.0 (9.7)	-3.1 (13.6)	-2.0 (24.6)	13.9 (124.1)
45°	-	-3.9 (14.3)	-2.8 (22.2)	8.8 (90.9)
90°	-	-4.0 (14.7)	-3.1 (23.0)	11.5 (120.2)

(c)

MODIS, $\theta_{\text{Sensor}} = 0^\circ$, $\Delta\tau_{\text{ip,rel}} [\%]$

$\theta_{\text{Sonne}} \backslash \phi_{\text{Sonne}}$	0°	30°	45°	60°
0°	-1.7 (4.7)	-2.8 (6.7)	-3.0 (10.1)	4.2 (23.7)
45°	-	-3.8 (7.6)	-3.4 (11.0)	1.6 (20.4)
90°	-	-3.9 (8.0)	-3.9 (11.5)	2.1 (19.4)

(d)

MSG, $\theta_{\text{Sensor}} = 55^\circ$, $\Delta\tau_{\text{ip,rel}} [\%]$

$\theta_{\text{Sonne}} \backslash \phi_{\text{Sonne}}$	0°	30°	45°	60°
0°	1.0 (5.0)	1.6 (7.9)	5.1 (12.8)	4.2 (17.3)
45°	-	1.0 (5.4)	-1.4 (6.6)	3.3 (10.3)
90°	-	-0.6 (4.6)	-1.4 (3.9)	0.3 (8.9)

Die Tatsache, dass zwar im Mittel über viele Bildelemente für viele Sonnengeometrien die Fehler klein werden, aber der Einzelfall unter Umständen stark davon abweicht, gibt Anlass zur Vorsicht. Das gilt natürlich insbesondere für hochauflösende Sensoren, aber die Standardabweichung liegt auch für alle anderen Sensoren in der Größenordnung oder über dem Wert der Abweichung. Insbesondere steigt die Standardabweichung der Fehler für große Sonnenzenitwinkel, was gerade für die Analyse des *MSG-SEVIRI* für mittlere Breiten (Sensorzenitwinkel 55°) Bedeutung hat. Große Sonnenzenitwinkel sind dort durchaus typisch, während der Fall senkrechter Sonne nie auftritt.

Das bedeutet, dass gerade in der Analyse einzelner Szenen (z.B. für Messkampagnen) oder bei der Validierung von Satellitenprodukten anhand weniger Szenen große Abweichungen für die Werte der optischen Dicke möglich sind.

Tabelle 4.3: PP Fehler für alle 28 Fälle – sonst wie Tabelle 4.1.

(a)

HR, $\theta_{\text{Sensor}} = 0^\circ$, $\Delta\tau_{\text{pp,rel}}$ [%]

$\theta_{\text{Sonne}} \backslash \phi_{\text{Sonne}}$	0°	30°	45°	60°
0°	-0.2 (0.9)	0.0 (0.7)	0.2 (1.0)	0.1 (0.9)
45°	-	0.1 (0.6)	0.1 (1.0)	0.1 (0.9)
90°	-	0.1 (0.6)	0.2 (1.0)	0.1 (0.9)

(b)

MISR, $\theta_{\text{Sensor}} = 0^\circ$, $\Delta\tau_{\text{pp,rel}}$ [%]

$\theta_{\text{Sonne}} \backslash \phi_{\text{Sonne}}$	0°	30°	45°	60°
0°	-2.1 (2.4)	-0.2 (2.5)	0.3 (3.2)	-0.3 (3.5)
45°	-	-0.1 (2.5)	0.2 (3.2)	-0.3 (3.4)
90°	-	-0.1 (2.6)	0.3 (3.2)	-0.3 (3.4)

(c)

MODIS, $\theta_{\text{Sensor}} = 0^\circ$, $\Delta\tau_{\text{pp,rel}}$ [%]

$\theta_{\text{Sonne}} \backslash \phi_{\text{Sonne}}$	0°	30°	45°	60°
0°	-4.4 (4.5)	-0.9 (5.0)	0.2 (5.6)	-1.3 (6.2)
45°	-	-0.6 (5.2)	-0.1 (5.8)	-1.2 (6.1)
90°	-	-0.7 (5.2)	0.0 (5.9)	-1.3 (6.1)

(d)

MSG, $\theta_{\text{Sensor}} = 55^\circ$, $\Delta\tau_{\text{pp,rel}}$ [%]

$\theta_{\text{Sonne}} \backslash \phi_{\text{Sonne}}$	0°	30°	45°	60°
0°	-1.5 (7.4)	-7.1 (7.3)	-8.5 (7.6)	-8.3 (11.5)
45°	-	-10.5 (8.2)	-8.9 (7.0)	-15.9 (11.9)
90°	-	-3.3 (8.3)	-5.2 (9.3)	-9.2 (9.8)

4.3 Fernerkundung des Effektivradius

In diesem Abschnitt wird auf die Auswertung des effektiven Radius eingegangen, der zusammen mit der optischen Dicke aus den Reflektivitäten bei 830 und 1600 nm abgeleitet wird. Im Gegensatz zur optischen Dicke ist der Effektivradius für unbewölkte Bereiche nicht definiert, was es unmöglich macht einen sinnvollen Mittelwert für teilweise bedeckte Bildelemente anzugeben. Die physikalische Grundlage für die Ableitung des Effektivradius ist die Absorption durch Flüssigwasser bei 1600 nm . Eben aufgrund dieser Absorption stammt der größte Teil der reflektierten Strahlung aus dem oberen Bereich der Wolke. Der Effektivradius ist daher auch nur für diesen Teil der Wolkenschicht repräsentativ. Nakajima und King (1990) geben zum Beispiel an, dass der Wert des effektiven Radius, wenn ein typisches Profil zugrunde gelegt wird, etwa 85-95% des Wertes an der Wolkenoberkante erreicht. Für den Effektivradius ist also im Gegensatz zur optischen Dicke bereits die Definition des „realen“ Wertes problematisch. Darüber hinaus ist die genutzte Reflektivität bei 1600 nm nicht allein vom Effektivradius bestimmt, sondern natürlich auch von der optischen Dicke (siehe Abbildung 3.7b). Das bedeutet, dass sich Fehler in der abgeleiteten optischen Dicke stark auf den Effektivradius auswirken können.

In der folgenden Analyse bildet der Effektivradius an der Wolkenoberkante die Basis des Vergleichs. Analysiert wurden nur Werte für vollständig bedeckte Bildelemente, da ein Mittelwert des Effektivradius für andere Bildelemente nicht anzugeben ist. Die Tabelle 4.4 zeigt die Analyse der Abweichung des Effektivradius aus der Fernerkundung vom Wert an der Wolkenoberkante für die vier untersuchten Sensorkonfigurationen. Beginnt man mit der Analyse bei der niedrigsten Auflösung (Tabelle 4.4d), dann fällt auf, dass die Werte im Mittel wie erwartet etwa 10% kleiner sind als die Werte an der Wolkenoberkante. Eine Abhängigkeit vom Sonnenzenitwinkel ist nicht zu erkennen. Ähnliches gilt auch für die Auflösungen 270 m und 990 m (Abbildungen 4.4b,c). Allerdings nimmt der Betrag der abgeleiteten Fehler leicht ab.

Eine spezielle Betrachtung ist für den Fall der Fernerkundung bei höchster Auflösung (Tabelle 4.4a) erforderlich. Hier wird für die meisten Sonnengeometrien fast genau der Wert des Effektivradius an der Oberkante erreicht. Dies entspricht einer deutlichen Überschätzung der erwarteten Werte. Zusätzlich ist auch eine Abhängigkeit vom Sonnenzenitwinkel zu erkennen. Eine grundsätzliche Schwierigkeit bei der Beurteilung des Effektivradius ist die große Sensitivität bezüglich der abgeleiteten optischen Dicke. Abbildung 4.16 demonstriert dies. Eine geringe Unsicherheit in der optischen Dicke hat eine beträchtliche Unsicherheit des effektiven Radius zur Folge. Insbesondere führt sogar eine statistische Unsicherheit der optischen Dicke zu einer systematischen Überschätzung des Effektivradius aufgrund der Form der Kurven in Abbildung 4.16. Eine Abweichung zu einer größeren optischen Dicke erhöht den abgeleiteten Effektivradius weit stärker als ihn eine ebenso große Abweichung zu kleinerer optischer Dicke verringert. Dieser Effekt ist offensichtlich für den Sonnenzenitwinkel 45° besonders ausgeprägt. Die wesentliche Information für die optische Dicke stammt dagegen aus der Reflektivität bei 830 nm und ist praktisch unabhängig vom Effektivradius (Abbildung 3.7). Dies hat zur Folge, dass die statistische Unsicherheit des Modells (das Monte Carlo Rauschen) für die höchste Auflösung zu einem Artefakt führt (Tabelle 4.4a). Die Standardabweichung der Monte Carlo Modellergebnisse von etwa 2% führt die zu einer Unsicherheit des abgeleiteten Wertes der optischen Dicke und kann sich durchaus in einer

Tabelle 4.4: Abweichung des abgeleiteten Effektivradius vom realen Effektivradius an der Wolkenoberkante für alle 28 Fälle – sonst wie Tabelle 4.1.

(a)

HR, $\theta_{\text{Sensor}} = 0^\circ$, $\Delta r_{\text{eff,rel}} [\%]$

$\theta_{\text{Sonne}} \backslash \phi_{\text{Sonne}}$	0°	30°	45°	60°
0°	-2.7 (39.5)	-1.7 (44.9)	3.5 (59.4)	-1.0 (55.1)
45°	-	-1.8 (45.1)	5.1 (61.4)	0.0 (56.0)
90°	-	-1.6 (45.7)	4.7 (61.1)	0.9 (58.1)

(b)

MISR, $\theta_{\text{Sensor}} = 0^\circ$, $\Delta r_{\text{eff,rel}} [\%]$

$\theta_{\text{Sonne}} \backslash \phi_{\text{Sonne}}$	0°	30°	45°	60°
0°	-10.1 (7.6)	-8.7 (9.3)	-9.8 (19.0)	-8.7 (24.3)
45°	-	-9.1 (10.2)	-8.4 (20.8)	-7.3 (26.5)
90°	-	-8.9 (10.6)	-7.9 (24.0)	-6.2 (28.4)

(c)

MODIS, $\theta_{\text{Sensor}} = 0^\circ$, $\Delta r_{\text{eff,rel}} [\%]$

$\theta_{\text{Sonne}} \backslash \phi_{\text{Sonne}}$	0°	30°	45°	60°
0°	-10.6 (5.8)	-8.0 (4.5)	-10.2 (8.7)	-9.3 (9.0)
45°	-	-8.6 (6.0)	-9.3 (10.7)	-8.8 (11.7)
90°	-	-8.7 (6.4)	-9.6 (10.8)	-8.2 (12.0)

(d)

MSG, $\theta_{\text{Sensor}} = 55^\circ$, $\Delta r_{\text{eff,rel}} [\%]$

$\theta_{\text{Sonne}} \backslash \phi_{\text{Sonne}}$	0°	30°	45°	60°
0°	-7.5 (4.5)	-8.5 (4.7)	-6.6 (2.5)	-18.5 (21.1)
45°	-	-7.3 (7.4)	-7.6 (8.0)	-7.2 (5.6)
90°	-	-5.5 (6.3)	-4.9 (7.4)	-2.4 (7.6)

Überschätzung der Effektivradien um etwa 10% auswirken. Dieser Einfluss des Rauschens ist bei größeren Bildelementen vernachlässigbar, da dabei sehr viel mehr Photonen zum Wert der Reflektivität beitragen (etwa 0,2% Standardabweichung für 270 m, unter 0,1% für 990 m).

Das folgende Experiment soll klären welchen vertikalen Bereich der *CASI* Wolkenstrukturen die Effektivradien repräsentieren, und damit welcher Wert für den Effektivradius ohne den Einfluss von Wolkeninhomogenität zu erwarten ist. Der reale Wert in der Analyse der optischen Dicke war gleichbedeutend mit dem Ergebnis der Fernerkundung aus der IPA Reflektivität $\tau_{\text{real}} = f(R_{\text{ip}})$. Entsprechend lässt sich für den Effektivradius formulieren $r_{\text{eff,real}} = f(R_{\text{ip}})$. Zur Berechnung des Basiswertes $r_{\text{eff,real}}$ ist die Bestimmung der IPA Reflektivität erforderlich. Dazu ist das Profil der Mikrophysik zu berücksichtigen, da die Reflektivität bei 1600 nm von diesem stark abhängig ist (im Gegensatz zur Reflektivität bei 830 nm, auf der die Ableitung der optischen Dicke beruht). Daher ist hier kein schnelles Tabellenverfahren einsetzbar wie in Abschnitt 4.2. Da die IPA Berechnung jeder einzelnen Säule

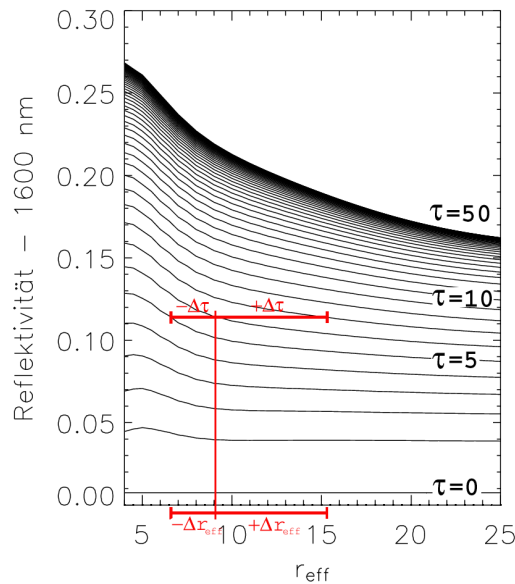


Abbildung 4.16: wie Abbildung 3.7b in Abschnitt 3.3: Zusammenhang des effektiven Radius und der Reflektivität in einem Wellenlängenband um 1600 nm für $\theta_{\text{Sonne}} = 0^\circ$ und $\theta_{\text{Sensor}} = 0^\circ$ für variierende optische Dicke. Auswirkung einer Unsicherheit bei der Bestimmung der optischen Dicke $\Delta\tau = 6 \pm 1$ ($\pm 17\%$) für die gleichzeitige Bestimmung des Effektivradius ($\Delta r_{\text{eff}} = -2 \dots +5\ \mu\text{m}$, $-22 \dots +55\%$). Deutlich wird auch die Tendenz zur systematischen Überschätzung bei gleichverteilten $\Delta\tau$.

des gesamten *CASI* Datensatzes erhebliche Rechenzeit in Anspruch nehmen würde (in der Größenordnung der dreidimensionalen *MYSTIC*-Simulationen), wird hier alternativ ein repräsentativer Ausschnitt der Säulen untersucht. Dazu wurden zufällig 1000 Wolkensäulen aus dem gesamten *CASI* Datensatz ausgewählt und für jede dieser Säulen wird mit dem Monte Carlo Modell *MYSTIC* unabhängig die IPA Reflektivität (bei 830 und 1600 nm) berechnet. Aus jedem Wertepaar der Reflektivität lässt sich nun ein effektiver Radius bestimmen. Die Ergebnisse dieser Untersuchung zeigt Tabelle 4.5. Gezeigt ist die relative Abweichung des Effektivradius $r_{\text{eff,real}}$ vom Wert des effektiven Radius an der Wolkenoberkante für die beiden analysierten Blickwinkel und die verschiedenen Sonnengeometrien. Zu sehen ist, dass die Effektivradien etwa 85 bis 90% des Wertes an der Oberkante erreichen, wenn keine Inhomogenitätseinflüsse wirken in Übereinstimmung mit Nakajima und King (1990). Ein solcher Wert wird in den betrachteten Wolkensäulen im Mittel etwa 40 m unterhalb der Oberkante erreicht, entsprechend einer Eindringtiefe der optischen Dicke 4.

In Tabelle 4.5b fällt ein Sonderfall bei einem Sonnenzenitwinkel von 60° auf. Die Blickrichtung ist hier sehr nahe der 180° Rückwärtsstreuung. Hier tritt ein spezielles Phänomen auf, die Rückstreuglorie. Abhängig vom Effektivradius sind dort starke Fluktuationen der Reflektivität bei 830 nm die Folge. Ein großer Beitrag zur Reflektivität stammt dabei aus der Einfachstreuung, was zur Folge hat, dass der Wert des Effektivradius an der Wolkenoberkante an Gewicht gewinnt, wie dies in Tabelle 4.5b auch zu sehen ist (mehr zur Theorie der Glorie und experimenteller Fernerkundung auf ihrer Basis, siehe Mayer et al., 2004a).

Tabelle 4.5: Relative Abweichung des planparallel abgeleiteten Effektivradius vom Effektivradius an der Wolkenoberkante für 1000 zufällig gewählte Wolkensäulen aus den 28 *CASI*-Fällen für die verschiedenen Kombinationen von Sonnenzenit- (θ_{Sonne}) und -azimutwinkel (ϕ_{Sonne}). Angegeben sind jeweils die Abweichung (in %) und deren absolute Standardabweichung über alle 1000 Wolkensäulen in Klammern. (a) Nadir-Blickrichtung des Sensors (b) geostationäre Blickrichtung (Sensorzenitwinkel 55°).

$\theta_{\text{Sonne}} \backslash \phi_{\text{Sonne}}$	0°	30°	45°	60°
0°	-12.0 (8.2)	-12.6 (9.1)	-14.4 (11.1)	-11.4 (8.7)
45°	-	-13.8 (9.7)	-14.8 (10.2)	-11.6 (8.8)
90°	-	-13.9 (9.2)	-14.1 (10.2)	-11.3 (8.3)

$\theta_{\text{Sonne}} \backslash \phi_{\text{Sonne}}$	0°	30°	45°	60°
0°	-11.1 (11.8)	-10.4 (11.2)	-7.0 (8.8)	-0.3 (16.2)
45°	-	-11.3 (13.3)	-11.5 (14.5)	-9.5 (13.5)
90°	-	-10.4 (12.2)	-10.9 (12.3)	-9.4 (12.7)

In der Differenz der Werte der Tabellen 4.5 und 4.4 spiegelt sich nun der Einfluss der Inhomogenität der Wolken auf den abgeleiteten Wert des Effektivradius. Er beträgt für die untersuchten bedeckten Bildelemente je nach Beobachtungsgeometrie zwischen 3 und 5% Überschätzung des zu erwartenden („realen“) Wertes. Er liegt aber noch immer 8 bis 12% unterhalb der Werte an der Wolkenoberkante. Ausnahme ist wieder die Kombination aus Sensorzenitwinkel 55° , Sonnenzenit 60° und Sonnenazimut 0° , bei der die oben erwähnten Besonderheiten eine Rolle spielen. Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass Wolkeninhomogenität auch zu einer leichten Überschätzung des Effektivradius führt. In der Konsequenz führt dies dazu, dass der Höhenbereich innerhalb der Wolke, für den der Effektivradius repräsentativ ist, näher an die Wolkenoberkante rückt.

4.4 Auswirkung auf die solare Strahlungsbilanz

Verschiedene Wolkentypen haben unterschiedlichen Einfluss auf die Strahlungsbilanz der Erde. Während hohe Wolken die Emission des Systems Erde-Atmosphäre im terrestrischen Spektralbereich aufgrund ihrer, im Vergleich zur Erdoberfläche deutlich niedrigeren, Temperatur entscheidend verringern können, haben sie nur geringen Einfluss auf die solare Strahlungsbilanz, aufgrund ihrer meist geringen optischen Dicke. Sie können daher erwärmend wirken. Der Einfluss der hier untersuchten Grenzschichtbewölkung liegt hauptsächlich im solaren Spektralbereich. Die thermische Emission ist aufgrund ähnlicher Temperaturen der Erdoberfläche (hier Wasser) sehr ähnlich. Die solare Reflexion durch diese Wolken dagegen stellt einen wichtigen kühlenden Faktor für die Oberflächentemperatur der Erde dar, der ganz wesentlich von der optischen Dicke der Wolken abhängt (siehe Abbildung 3.9). Auch

die Absorption in bodennahen Luftschichten wird, direkt durch Flüssigwasserabsorption und indirekt über Weglängenverlängerung, von Wolken in diesen Luftschichten beeinflusst. Die Auswirkung der typischen Größenordnung des planparallelen Fehlers auf die Abschätzung solch klimawirksamer Faktoren fassen Cahalan et al. (1994a) mit den Worten zusammen: „An increase in planetary albedo ... by only 10% can decrease the equilibrium surface temperature to that of the last ice age“. Die Fernerkundung spielt bei der Abschätzung der globalen Strahlungsbilanz eine entscheidende Rolle. In diesem Abschnitt soll daher untersucht werden, wie sich die Unsicherheiten der Ergebnisse der konventionellen Fernerkundung inhomogener Wolken auf eine eindimensionale planparallele Ableitung der solaren Bilanzgrößen auswirken. Es werden nun die Möglichkeiten untersucht, aus der optischen Dicke und dem Effektivradius, die mit Hilfe der Standard-Fernerkundung (Abschnitt 4.2) gewonnen wurden, zutreffende Größen der Reflexion, Transmission und Absorption für maritime Grenzschichtbewölkung abzuleiten.

Ebenso wie bei der Fernerkundung führt auch bei der Ableitung dieser Größen die Vernachlässigung des dreidimensionalen Strahlungstransports in inhomogenen Wolkenszenen zwangsläufig zu Fehlern. Allerdings treten hier ähnliche Fehler zweimal auf: IP und PP Fehler wirken auf die Fernerkundung der optischen Größen („rückwärts“) und auf die Ableitung der Bilanzgrößen („vorwärts“). Daher wäre es durchaus möglich, dass die Fernerkundung der optischen Eigenschaften unter Vernachlässigung aller dreidimensionalen Effekte (IP Fehler) und Inhomogenitätseffekte (PP Fehler) nichtsdestotrotz zu tauglichen „effektiven“ Werten führt, wenn in entsprechender Weise daraus die genannten Bilanzgrößen abgeleitet werden: Zum Beispiel könnte eine Unterschätzung der optischen Dicke aufgrund reduzierter Reflektivität in Beobachtungsrichtung sehr wohl zutreffende Schlüsse auf entsprechend reduzierte Reflexion der Wolke in den gesamten oberen Halbraum ermöglichen. Die „real“ vorliegenden Werte werden auf Basis der CASI Wolkenstrukturen mit dem Monte Carlo Modell *MYSTIC* dreidimensional berechnet. Zur *independent pixel* Ableitung der solaren Bilanzgrößen Reflexion, Transmission und Absorption kommt das Tabellen-Verfahren zum Einsatz, das in Abschnitt 3.3 vorgestellt wurde. Für jedes Bildelement kann also eine Abschätzung der Reflexion am Atmosphärenoberrand, der Transmission zum Boden und der Absorption innerhalb der Atmosphärensäule angegeben werden. Diese wird dann mit dem für diesen Bereich „real“ vorliegenden Wert verglichen. Reflexion und Transmission werden in erster Linie von der optischen Dicke der Wolken bestimmt, die Absorption auch vom Effektivradius.

Die Abweichungen, die die so bestimmten Bilanzgrößen von den realen Werten aufweisen, sind entsprechend Gleichung 4.5 als relative Abweichungen vom realen Wert definiert. Betrachtet werden also die relativen Fehler der Reflexion $\Delta\mathcal{R}_{rel}$, der Transmission $\Delta\mathcal{T}_{rel}$ und der Absorption $\Delta\mathcal{A}_{rel}$. Untersucht werden die Werte, die auf den meistgenutzten Wolken-sensortypen basieren. Das sind zum einen Daten des nadirblickenden Sensors mit $990 \times 990 \text{ m}^2$ Auflösung, zum anderen solche des geostationären Sensors ($\theta_{Sensor} = 55^\circ$, Auflösung 13 km^2).

Um eine Vorstellung von der Größenordnung der einzelnen Bestandteile zu vermitteln, sind in Tabelle 4.6 die absoluten Mittelwerte von Reflexion, Transmission und Absorption über alle CASI Fälle für alle Beleuchtungsgeometrien aufgelistet. Der betrachtete Wolkentyp ist gekennzeichnet durch eine relativ hohe Transmission von 50 bis 60% und niedrige Reflexion von 20 bis 30%. Die Reflexion nimmt mit wachsendem Sonnenzenitwinkel zu, da der effektive

Tabelle 4.6: Zusammenfassung der mittleren Größen von Reflexion, Transmission und Absorption für alle 28 Fälle für die verschiedenen Kombinationen vom Sonnenzenitwinkel θ_{Sonne} und Sonnenazimutwinkeln ϕ_{Sonne} . Angegeben sind jeweils der Wert als Anteil an der einfallenden Bestrahlungsstärke und in Klammern der absolute Wert der Standardabweichung über die verschiedenen Szenen.

Reflexion					Transmission					Absorption				
$\theta_{\text{Sonne}} \backslash \phi_{\text{Sonne}}$	0°	30°	45°	60°	$\theta_{\text{Sonne}} \backslash \phi_{\text{Sonne}}$	0°	30°	45°	60°	$\theta_{\text{Sonne}} \backslash \phi_{\text{Sonne}}$	0°	30°	45°	60°
0°	0.20 (0.12)	0.22 (0.12)	0.24 (0.13)	0.29 (0.13)	0°	0.60 (0.14)	0.58 (0.15)	0.54 (0.15)	0.47 (0.16)	0°	0.20 (0.03)	0.20 (0.03)	0.22 (0.03)	0.24 (0.02)
45°	–	0.22 (0.12)	0.25 (0.13)	0.29 (0.13)	45°	–	0.58 (0.15)	0.54 (0.16)	0.48 (0.16)	45°	–	0.20 (0.03)	0.21 (0.03)	0.23 (0.03)
90°	–	0.22 (0.12)	0.25 (0.13)	0.29 (0.13)	90°	–	0.58 (0.15)	0.54 (0.16)	0.48 (0.15)	90°	–	0.20 (0.03)	0.21 (0.03)	0.23 (0.02)

Bedeckungsgrad der Szenen steigt und außerdem die Wahrscheinlichkeit einer Reflexion mit flacher werdendem Einfallswinkel steigt. Die Abhängigkeit vom Bedeckungsgrad äußert sich in der Standardabweichung. Es ist zu sehen, dass die Absorption (etwa 20%) im Gegensatz zu Reflexion und Transmission nur eine sehr geringe absolute Standardabweichung von 2-3% über alle Fälle aufweist. Das unterstreicht, dass die Wolken, deren Bedeckungsgrad zwischen den einzelnen Szenen zwischen 0,05 und 1,00 schwankt, kaum Einfluss auf die Absorption haben. Die Absorption durch Flüssigwasser und der Einfluss der Photonenwegverlängerung sind nur gering (siehe Abschnitt 3.3). Das heißt, die Absorption von etwa 20% findet fast vollständig durch Spurengasen statt.

Tabelle 4.7 zeigt die relativen Abweichungen von diesen tatsächlichen Bilanzgrößen, die sich ergeben, wenn zur Ableitung die mit den Fehlern der Fernerkundung behafteten Werte der optischen Eigenschaften verwendet werden. Die Fehlergrößen bezeichnen wieder die Gesamtabweichung über alle untersuchten Wolkenstrukturen. Die Standardabweichung beschreibt hier die Variabilität zwischen den verschiedenen Szenen (nicht zwischen Bildelementen, wie in den vorangegangenen Analysen). Den Fehler der Bilanzgrößen auf Bildelementbasis zu betrachten ist nicht sinnvoll, da die korrekte Ableitung von Reflexion oder Transmission für das gesamte Wolkenfeld von Interesse ist, wie es mit Hilfe der Fernerkundung auf Basis von *MODIS* oder *MSG-SEVIRI* charakterisiert werden kann. Dabei sind nun auch die unbewölkten Bildelemente in der Analyse enthalten, im Gegensatz zur Untersuchung der Fernerkundung in Abschnitt 4.2. Der Fehler ist, im Mittel über alle betrachteten Bildelemente, für fast alle Sonnenzenitwinkel kleiner als der relative Fehler der optischen Dicke (Abbildung 4.1). Nur wenn der Sonnenzenitwinkel 60° beträgt, werden die Fehler größer als $\pm 3\%$ und erreichen dabei für die Reflexion 5% (*MSG*) bis 10% (*MODIS*). Obwohl also bei der Bestimmung der optischen Dicke, beispielsweise aus der „*MODIS*“ Fernerkundung bei großem Sonnenzenitwinkel, die Fehler sehr klein sind (Gesamtfehler 0-3%, siehe Abbildung 4.1), wird die Reflexion über alle *CASI* Szenen fast 10% überschätzt. Die Transmission wird entsprechend unterschätzt. Im Folgenden konzentriert sich die Analyse auf Reflexion und Absorption, da wegen $\mathcal{R} + \mathcal{T} + \mathcal{A} = 1$ die Aussagen zur Reflexion qualitativ auf die Trans-

Tabelle 4.7: Zusammenfassung der relativen Abweichung für die Reflexion $\Delta\mathcal{R}_{\text{rel}}$, Transmission $\Delta\mathcal{T}_{\text{rel}}$ und Absorption $\Delta\mathcal{A}_{\text{rel}}$ für alle 28 Fälle bei Verwendung der Fernerkundungsergebnisse für (a) den *MODIS* Sensortyp und (b) den *MSG-SEVIRI* Typ. Gezeigt sind die Fehler für die verschiedenen Kombinationen von Sonnenzenitwinkel θ_{Sonne} und Sonnenazimutwinkel ϕ_{Sonne} . Angegeben sind jeweils der relative Gesamtfehler in Prozent und die Standardabweichung über alle Bildelemente in Klammern.

(a) MODIS, $\theta_{\text{Sensor}} = 0^\circ$, $\Delta\mathcal{R}_{\text{rel}}$ [%]					MODIS, $\theta_{\text{Sensor}} = 0^\circ$, $\Delta\mathcal{T}_{\text{rel}}$ [%]					MODIS, $\theta_{\text{Sensor}} = 0^\circ$, $\Delta\mathcal{A}_{\text{rel}}$ [%]				
$\theta_{\text{Sonne}} \backslash \phi_{\text{Sonne}}$	0°	30°	45°	60°	$\theta_{\text{Sonne}} \backslash \phi_{\text{Sonne}}$	0°	30°	45°	60°	$\theta_{\text{Sonne}} \backslash \phi_{\text{Sonne}}$	0°	30°	45°	60°
0°	-2.0 (4.5)	1.6 (3.0)	3.9 (3.2)	10.0 (5.1)	0°	1.7 (2.3)	0.4 (2.1)	-0.6 (2.2)	-4.2 (3.7)	0°	-3.3 (7.7)	-2.6 (7.8)	-2.9 (7.0)	-3.6 (6.8)
45°	-	1.2 (3.1)	3.4 (3.4)	9.3 (5.3)	45°	-	-0.1 (3.1)	-2.2 (4.7)	-5.9 (9.1)	45°	-	-1.0 (9.7)	1.7 (10.2)	0.7 (14.3)
90°	-	1.2 (3.1)	3.4 (3.4)	9.9 (5.6)	90°	-	-0.3 (3.2)	-2.7 (6.3)	-6.4 (8.1)	90°	-	-0.4 (8.4)	2.9 (13.8)	1.1 (12.5)

(b) MSG, $\theta_{\text{Sensor}} = 55^\circ$, $\Delta\mathcal{R}_{\text{rel}}$ [%]					MSG, $\theta_{\text{Sensor}} = 55^\circ$, $\Delta\mathcal{T}_{\text{rel}}$ [%]					MSG, $\theta_{\text{Sensor}} = 55^\circ$, $\Delta\mathcal{A}_{\text{rel}}$ [%]				
$\theta_{\text{Sonne}} \backslash \phi_{\text{Sonne}}$	0°	30°	45°	60°	$\theta_{\text{Sonne}} \backslash \phi_{\text{Sonne}}$	0°	30°	45°	60°	$\theta_{\text{Sonne}} \backslash \phi_{\text{Sonne}}$	0°	30°	45°	60°
0°	1.6 (1.7)	-0.7 (3.4)	2.2 (3.8)	7.1 (6.4)	0°	-1.0 (0.6)	0.1 (1.4)	-1.1 (1.9)	-4.1 (4.9)	0°	1.3 (2.7)	0.4 (3.8)	0.4 (3.7)	-0.3 (4.4)
45°	-	-3.5 (4.7)	-2.0 (3.8)	-0.2 (4.3)	45°	-	2.2 (3.6)	0.6 (3.0)	0.5 (4.1)	45°	-	-2.5 (7.1)	0.7 (6.4)	-0.7 (7.5)
90°	-	1.5 (2.0)	2.7 (2.3)	5.1 (3.1)	90°	-	-0.6 (2.7)	-1.9 (3.4)	-3.2 (4.2)	90°	-	0.0 (6.6)	1.7 (7.2)	0.2 (6.6)

mission übertragbar sind. Die Fehler der Absorption für die Ableitung auf *MODIS* Auflösung sind zwar lokal groß (siehe Standardabweichung in Tabelle 4.7a), die mittlere Abweichung liegt aber um viele Größenordnungen darunter.

In Abbildung 4.17 ist der relative Fehler der Bilanzgrößen abhängig vom Sonnenzenitwinkel und vom Bedeckungsgrad der Wolkenzene dargestellt (für *MODIS*). Qualitativ folgt der Verlauf der Fehler der Reflexion (Abbildung 4.17a) etwa dem Verlauf der relativen Gesamtfehler der optischen Dicke für diesen Sensortyp (Abbildung 4.12a), bedenkt man die hier eingehenden korrekt abzuleitenden Werte der Reflexion für wolkenfreie Bildelemente. Die größten relativen Werte der Reflexion ergeben sich aus den optischen Parametern, die bei 60° Sonnenzenitwinkel abgeleitet wurden, die kleinsten für die bei einem Sonnenzenitwinkel von 0° abgeleiteten. Allerdings führen die in den Mittelwerten sichtbaren Unterschätzungen (bzw. geringen Überschätzungen) der optischen Dicke hier trotzdem fast durchweg zur Überschätzung der Reflexion. Um die Größe der mittleren Fehler nachzuvollziehen, ist der Blick auf den Zusammenhang zwischen optischer Dicke und Reflexion bei kleinen optischen Dicken hilfreich. In Abbildung 4.19 ist der Zusammenhang für denselben Ausschnitt gezeigt wie in Abbildung 4.9 für den Zusammenhang zwischen optischer Dicke und Nadir-Reflektivität. In einem Bereich, in dem die Nichtlinearität des letzteren Zusammenhangs zur

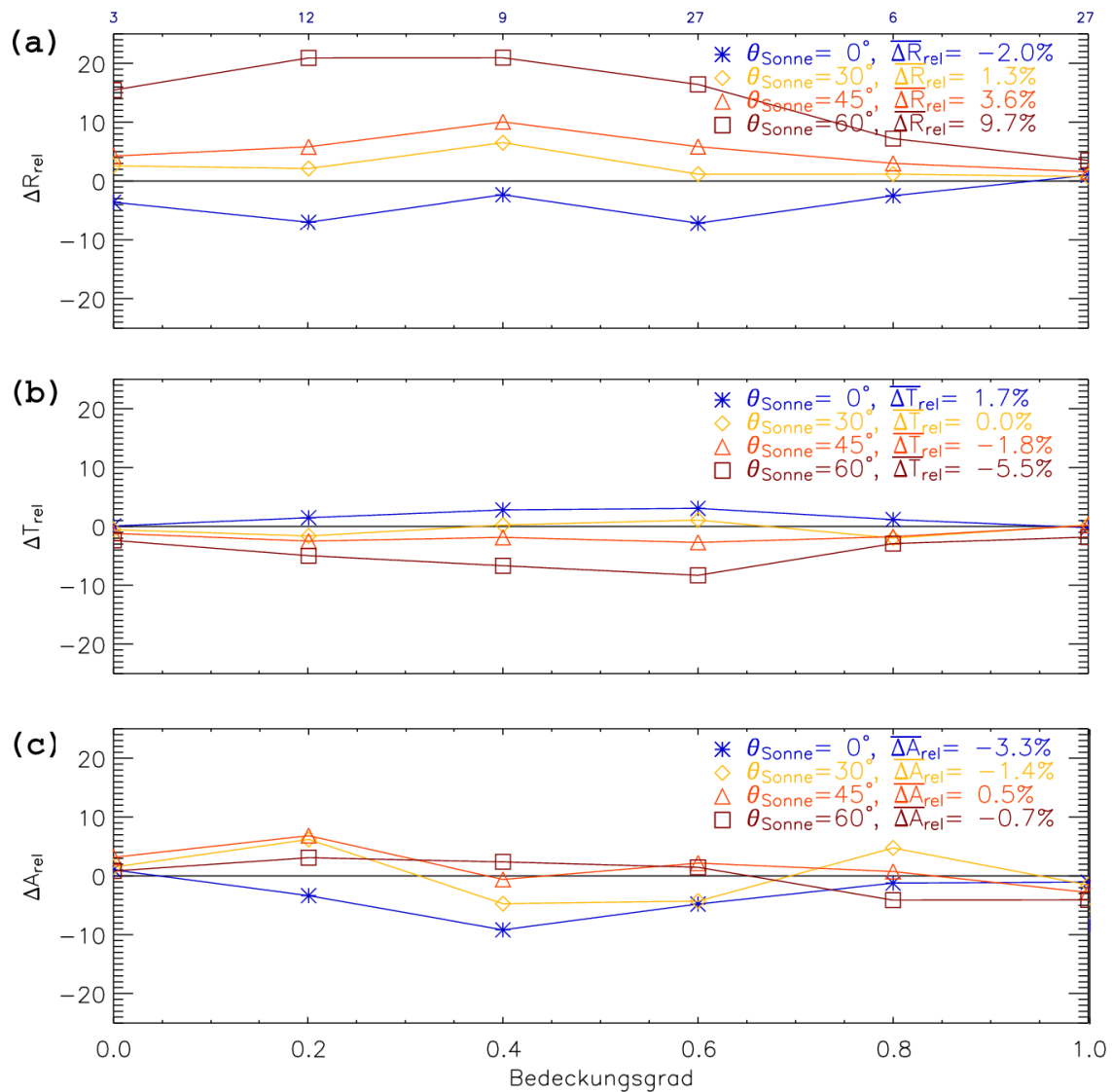


Abbildung 4.17: Auswirkungen der Fernerkundungsfehler für den „MODIS“ Typ auf die Ableitung der Reflexion, Transmission und Absorption für 28 CASI Fälle: (a) relativer Reflexionsfehler ΔR_{rel} , (b) relativer Transmissionsfehler ΔT_{rel} , (c) relativer Absorptionsfehler ΔA_{rel} in Abhängigkeit vom Bedeckungsgrad für Sonnenzenitwinkeln 0° , 30° , 45° , 60° . Die Fehler sind hier dargestellt über Teilbereiche des Bedeckungsgrades (0-0,1; 0,1-0,3; 0,3-0,5;...) – sonst wie Abbildung 4.11.

Überschätzung der optischen Dicke führt – für 30° , 45° , 60° Sonnenzenitwinkel in zunehmendem Maß –, führt dieselbe planparallele Annahme beim Rückschluss auf die Reflexion auch zur Überschätzung der Reflexion. Da die Krümmungen der Kurven in den Abbildungen 4.9 und 4.19 also unterschiedlich sind, verstärken sich die Fehler der optischen Größen (in Abbildung 4.12b) bei der Ableitung der Bilanzgrößen (in Abbildung 4.17a). Die planparallele Annahme hat bei Nadir-Blickrichtung den gegenteiligen Effekt als bei der Ableitung der Reflexion (der Integration über alle Richtungen eines Halbraums). Negative planparallele Fehler für den Sonnenzenitwinkel 0° pflanzen sich in ähnlicher Größenordnung in den Bilanzgrößen fort, weil der Zusammenhang in Abbildung 4.19 für diese Geometrie sehr linear ist.

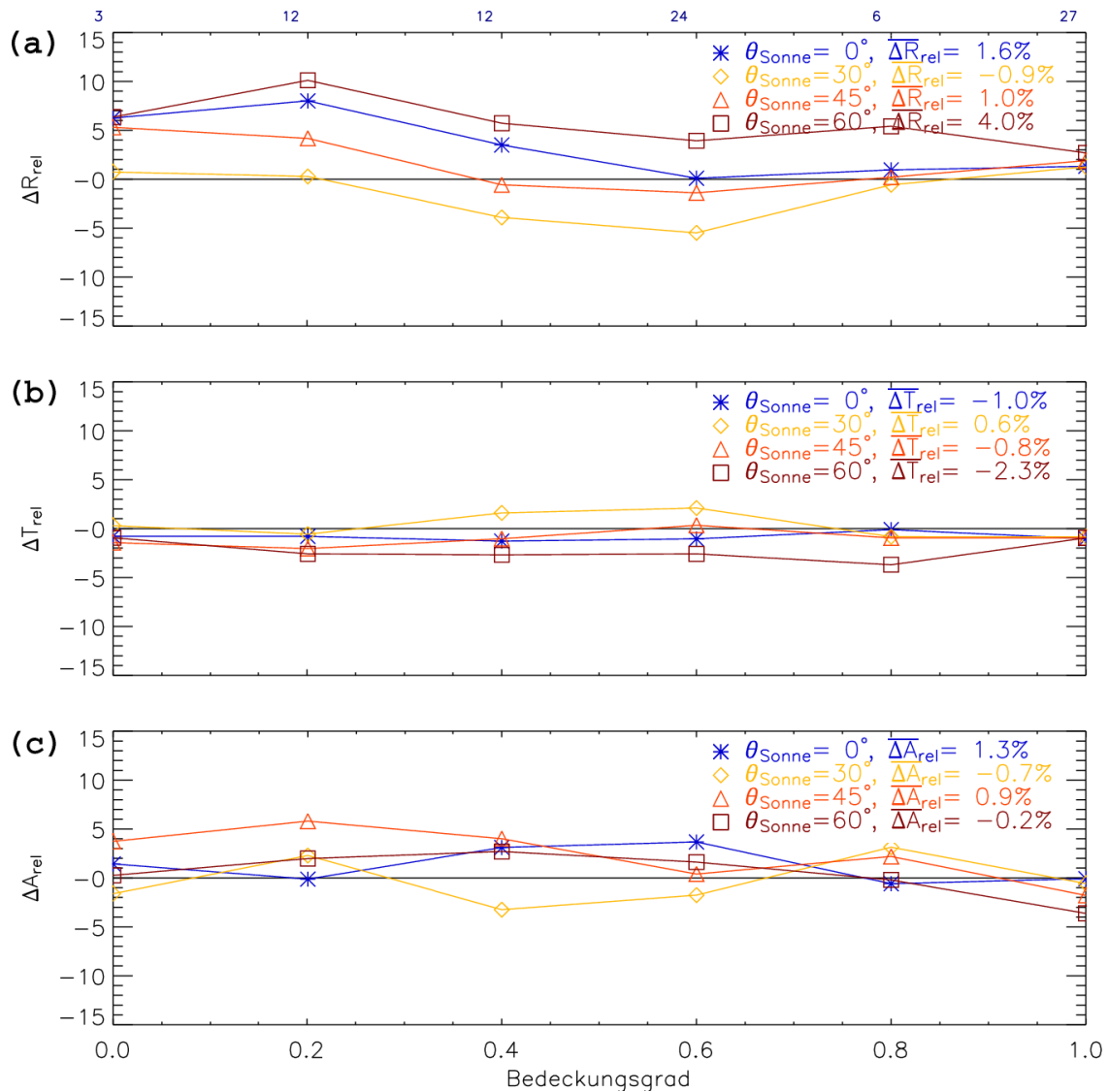


Abbildung 4.18: Auswirkungen der Fernerkundungsfehler für den „MSG-SEVIRI“ Typ auf die Ableitung der Reflexion, Transmission und Absorption für 28 CASI Fälle – sonst wie Abbildung 4.17.

In Abbildung 4.18 ist die entsprechende Analyse für die Auflösung 13 km^2 gezeigt. Im Gegensatz zu Abbildung 4.17 sind hier nur die Nettoeffekte zu sehen, da ganze Szenen (MSG-Bildelement) analysiert werden. Die maximale Abweichung der Reflexion ist hier zwar geringer, wird aber ebenfalls für den Sonnenzenitwinkel 60° erreicht (Abbildung 4.18a). Vergleicht man den Verlauf der Kurven für den relativen Gesamtfehler der Fernerkundung optischer Dicke in Abbildung 4.13c mit dem Verlauf der relativen Fehler für die Reflexion, so sind zum Teil Übereinstimmungen zu sehen. Sehr ähnlich ist der Verlauf des Fehlers für einen Sonnenzenitwinkel von 0° wiedergegeben (ähnlich auch für 30°) – abgesehen von den kleinsten Werten des Bedeckungsgrads, für die sich wie erwähnt die Analysen unterscheiden (unbewölkte Bildelemente). Auch hier liegt die Erklärung im linearen Zusammenhang von Reflexion und optischer Dicke für den Sonnenzenitwinkel 0° (und auch 30°), der in Abbildung 4.19 gezeigt ist. Aus einer Reflektivität in eine spezielle Richtung abgeleitete optische Größen zeigen auch

unter diesen Beobachtungsgeometrien einen Effekt, der nicht in derselben Weise auf die Reflexion wirkt. Daher findet sich der Fehler der Fernerkundung in der Reflexion wieder. Die Unterschiede der Zusammenhänge von Reflektivität und optischen Parametern beziehungsweise Reflexion und optischen Parametern können also je nach Messgeometrie zu vollkommen verschiedenen Effekten führen. Daher ist die korrekte Ableitung von Bilanzgrößen aus den Ergebnissen der Fernerkundung dann nicht möglich.

Je größer aber der Sonnenzenitwinkel, desto ähnlicher werden die qualitativen Zusammenhänge zwischen optischer Dicke und Reflektivität beziehungsweise Reflexion, desto ähnlicher wird die Gestalt der Kurven in den Abbildungen 4.14a und 4.19. Der planparallelen Unterschätzung bei der Ableitung der optischen Dicke (Abbildung 4.13) steht dann eine gleichartige Überschätzung beim planparallelen Schluss auf die Reflexion gegenüber. Die Erklärung für die verbleibende Überkompensation – aus der Unterschätzung der optischen Dicke folgt eine Überschätzung der Reflexion (Abbildung 4.18a) – liegt also auch in der Annahme unabhängiger Bildelemente (IP Fehler).

Dies wird in dem folgenden Simulations-Experiment verdeutlicht. Dargestellt ist in Abbildung 4.20a eine einfache Verteilung der Reflektivität bei 830 nm für verschiedene Sensorzenitwinkel für die CASI Wolkenstruktur Fall 20. Die Sonne steht in der Ebene des Sensors bei einem Sonnenzenitwinkel von -60° . Die Reflektivität der Szene, die sowohl exakt (3D) als auch in Näherung (IPA, PPA) jeweils mit dem Monte Carlo Modell *MYSTIC* berechnet wurde, wird für jeden Sensorzenitwinkel gemittelt. Werte der Reflektivität bei negativen Sensorzenitwinkeln stehen für die rückwärts gestreute Strahlung, Werte bei positiven Zenitwinkeln für die Vorwärtsstreuung an der Wolkenstruktur. Die Basis dieser Darstellung bildet die Annahme, dass die Standard-Fernerkundung, wenn nicht zur Bestimmung der realen optischen Größen, so zumindest zur Bestimmung von Größen geeignet ist, die repräsentativ für reale Reflektivität und Reflexion sind. Die IPA und PPA Reflektivität ist jeweils so skaliert, dass der Wert für den Sensorzenitwinkel 55° für die beiden vereinfachten Berechnungsmethoden (IPA, PPA) dem Wert aus der dreidimensionalen Simulation entspricht. Abbildung 4.20b zeigt die relativen Abweichungen dieser Reflektivitätswerte von der dreidimensionalen Simulation. Im übertragenen Sinn bedeutet die Skalierung, dass jeder der gezeigten Kurven „effektive“ optische Parameter zu Grunde liegen, die es erlauben den realen (3D) Wert der Reflektivität bei 55° zu erklären. Wie zu sehen ist bedeutet das allerdings nicht, dass dies für die übrigen Blickrichtungen zutrifft. Sowohl IPA als auch PPA Simulation überschätzen zum Beispiel das Vorwärtsmaximum erheblich, da in der dreidimensionalen Simulation dort der Schattenwurf zur Reduzierung der Reflektivität führt. Die Reflexion \mathcal{R} der Szene lässt sich durch die Integration der Reflektivität

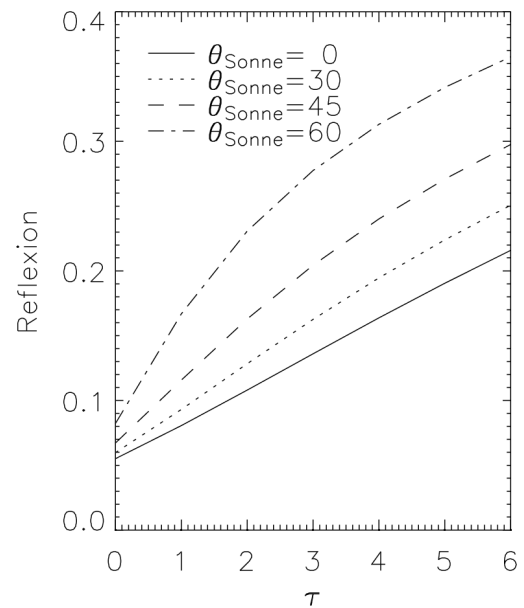


Abbildung 4.19: Zusammenhang von optischer Dicke und Reflexion für kleine optische Dicke, $r_{\text{eff}}=10\ \mu\text{m}$

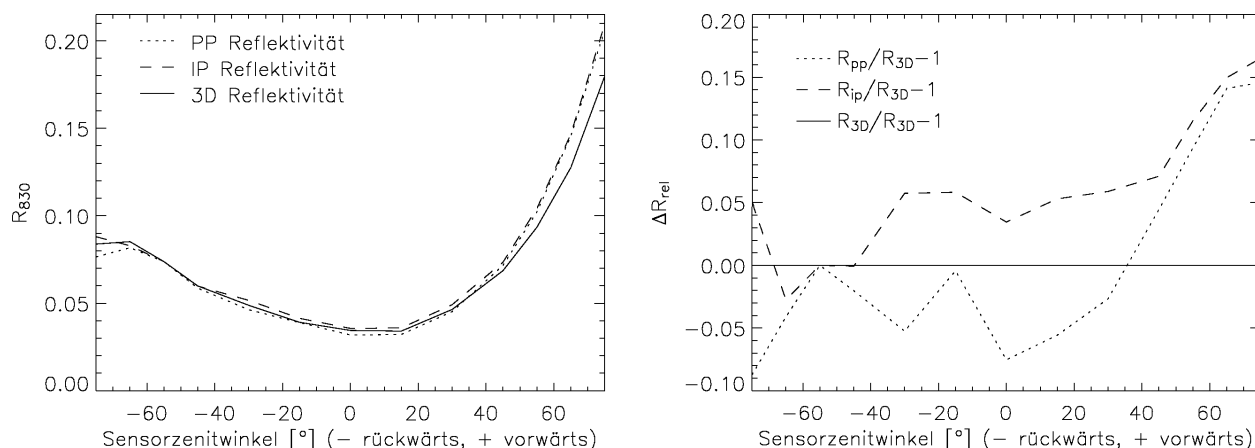


Abbildung 4.20: (a) Verteilung der Reflektivität über verschiedene Sensorzenitwinkel für eine CASI Wolkenstruktur (Fall 20, siehe Anhang) simuliert mit verschiedenen Strahlungstransportmethoden (PPA, IPA, dreidimensional). Die Sonne steht bei -60° . (b) Relative Abweichung der PPA und IPA Reflektivität von der 3D Reflektivität.

$R(\theta, \phi)$ über den gesamten oberen Halbraum bestimmen:

$$\mathcal{R} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} R(\theta, \phi) \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta d\phi \quad (4.6)$$

θ und ϕ sind dabei die Streuzenit- und Streuazimutwinkel. Unter Vernachlässigung der Dimension quer zur Hauptebene lassen sich also die Werte der Reflektivität, die in Abbildung 4.20 dargestellt sind, mit dem Faktor $\cos(\theta_{\text{Sensor}})\sin(\theta_{\text{Sensor}})$ wichten, um ihre Relevanz für die Reflexion darzustellen. Der Faktor erreicht sein Maximum für 45° . Für kleinere Sonnenzenitwinkel sinkt der Gewichtungsfaktor, da der Anteil des entsprechenden Raumwinkels klein wird, und für größere, da die vertikale Komponente der Reflektivität abnimmt. Die gewichteten Werte sind in Abbildung 4.21 dargestellt. Es ist zu sehen, dass die Reflexion sowohl durch IPA Simulation als auch durch die planparallele Simulation falsch eingeschätzt werden können (hier überschätzt), obwohl die gewählte optische Dicke zur richtigen Reflektivität unter 55° Blickwinkel führt. Die reale Reflexion ist also auch stark von der dreidimensionalen Winkelverteilung der Reflexion des betrachteten Wolkenfalls abhängig. Großen Einfluss hat dann der Sensorzenitwinkel.

Bei geringem Bedeckungsgrad und Sonnenzenitwinkel 60° ist vor allem der Horizontaltransport Grund für die Unterschätzung der optischen Dicke (Abbildung 4.13). Diese Unterschätzung reicht aber offensichtlich nicht aus, um den Effekt des Horizontaltransports auf die Reflexion zu beschreiben – trotzdem wird diese für niedrigen Bedeckungsgrad noch überschätzt (Abbildung 4.18a). Der Einfluss des Horizontaltransports auf die Reflektivität in der Blickrichtung 55° ist also geringer als der Einfluss auf die Reflexion, das Integral über den Halbraum. Die Absorption zeigt keine ausgeprägten systematischen Fehler (Abbildung 4.18c). Im Mittel über alle Szenen sind die Fehler sehr klein.

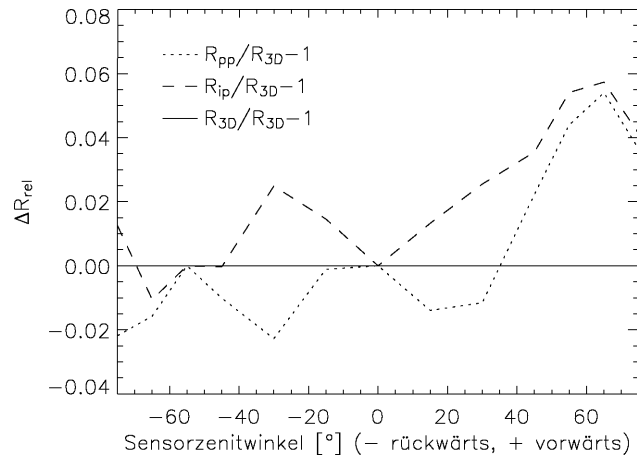


Abbildung 4.21: Relative Abweichung der planparallel und *independent pixel* berechneten Reflektivität von der dreidimensional berechneten wie in Abbildung 4.20, aber gewichtet mit dem Faktor $\cos(\theta_{\text{Sensor}})\sin(\theta_{\text{Sensor}})$.

Zusammenfassung

Für viele Beobachtungsgeometrien liegen die Unsicherheiten der Reflexion, Transmission und Absorption im solaren Spektralbereich, wie sie planparallel aus den Fernerkundungsergebnissen abgeleitet werden können, bei geringen Werten von maximal $\pm 3\%$. Obwohl diese Werte klein erscheinen mögen, ist die Bestimmung der solaren Bilanzgrößen aus Daten der Standard-Fernerkundung mittels planparalleler eindimensionaler Strahlungstransportrechnung kritisch zu sehen. Es kann nicht allgemein davon ausgegangen werden, dass die Fernerkundung für alle Geometrien „effektive“ optische Parameter ableitet, also dass auf (fehlerbehaftete) Werte der optischen Eigenschaften geschlossen wird, die eine Ableitung zutreffender Bestrahlungsstärken zulassen. Der Inhomogenitätseffekt und der Horizontaltransport wirken sich auf die Ergebnisse der Fernerkundung nicht im gleichen Maß aus, wie sie bei der IPA Bestimmung der Bilanzgrößen wirksam sind. Die Auswirkungen der Nicht-Berücksichtigung der Inhomogenität der Wolken bei der Ableitung optischer Parameter und bei der Ableitung der solaren Bilanzgrößen unterscheiden sich. Das liegt zum einen am unterschiedlichen Zusammenhang zwischen Reflektivität und optischer Dicke unter verschiedenen Sensorgeometrien (dem Unterschied des Einflusses der PPA), zum anderen an der unterschiedlichen Verteilung der Reflexion über den oberen Halbraum (dem Unterschied des Einflusses der IPA). Insbesondere gilt dies für größere Sonnenzenitwinkel (45° , 60°) und Fernerkundungsdaten der Nadir-Perspektive. Die Fehleinschätzungen der Reflexion reichen hier von etwa $+5\%$ (auch für bedeckte Szenen) bis mehr als $+10\%$ (für die durchbrochen bewölkten Szenen und die *MODIS* Fernerkundung). Setzt man die entsprechende Unterschätzung der realen Bestrahlungsstärke am Boden von $10\text{--}20\text{ W/m}^2$ (für $\theta_{\text{Sonne}}=30^\circ$ und 20% Wolkenreflexion) ins Verhältnis zum Wert des zusätzlichen Strahlungsantriebs von 4 W/m^2 , der nach dem IPCC Bericht (Houghton et al., 2001) einer Kohlendioxidverdoppelung entspricht, dann wird klar, warum auch die Kenntnis solcher und kleinerer Unsicherheiten von großer Bedeutung ist. Auch die Berücksichtigung der dreidimensionalen Reflexionseigenschaften ist in jedem Fall nötig, um von messbaren gerichteten Reflektivitäten auf halbraumintegrierte Bilanzgrößen zu

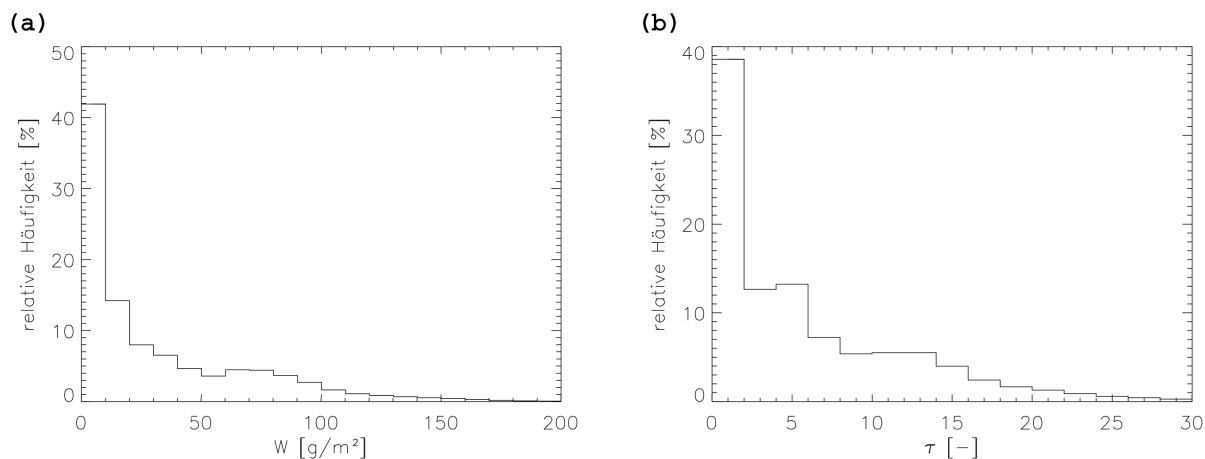


Abbildung 4.22: Histogramm (a) für alle Werte des Flüssigwasserpfades \mathcal{W} und (b) der optischen Dicke τ , die in den 28 aus *CASI* Messungen abgeleiteten Wolkenstrukturen auftreten (100% entspricht etwa $1,6 \times 10^6$ Werten mit 15 m horizontaler Auflösung).

schließen, wie das Beispiel der Verteilung der Reflexion für eine (fast) vollständig bedeckten Szene zeigte.

4.5 Einordnung

Nach diesen Untersuchungen stellt sich natürlich die Frage nach der Repräsentativität der untersuchten Wolkenfälle für das globale Auftreten von Wolken. Etwa 70% der Erdoberfläche sind von Ozeanen bedeckt und wiederum ein großer Teil davon ständig mit maritimen Stratus und Stratocumulus (wie schon Abbildung 1.2 zeigte). In Bild 4.22 ist nun die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung des Flüssigwasserpfades und der optischen Dicke aller 28 dreidimensionalen Wolkenstrukturen dargestellt, die die Grundlage der vorgestellten Untersuchungen bilden. Der Mittelwert des Flüssigwasserpfades beträgt $\bar{\mathcal{W}} = 49 \text{ g/m}^2$ und der Mittelwert der optischen Dicke $\bar{\tau} = 9$ für alle bewölkten Säulen. Dieser Mittelwert für den Flüssigwasserpfad der bewölkten Bereiche und die PDF (einschließlich der etwa 35% wolkenloser Säulen) entsprechen gut den Gegebenheiten, die Crewell et al. (2004) für nichtregnenden maritim geprägten Stratocumulus angeben, der während der *BBC* Kampagne mit Hilfe von Mikrowellenmessungen vermessen wurde (z.B. $\bar{\mathcal{W}}_{bbc} = 42 \text{ g/m}^2$). Nicht nur die Werte des Flüssigwasserpfades bewegen sich also in realistischen Grenzen, sondern auch der Anteil der wolkenlosen Bereiche. Das heißt, der Bedeckungsgrad entspricht typischen Stratocumulus-Situationen. Cahalan et al. (1995) geben etwas größere, ebenfalls aus Mikrowellenmessungen gewonnene Mittelwerte für die Kampagnen *ASTEX* und *FIRE I* an: $\bar{\mathcal{W}}_{astex} = 56 \text{ g/m}^2$, $\bar{\mathcal{W}}_{fire} = 63 \text{ g/m}^2$. Allerdings sind diese unter Vernachlässigung kleiner Werte ($< 10 \text{ g/m}^2$), die als wolkenlos betrachtet werden, bestimmt. Der in gleicher Weise bestimmte Mittelwert für die in dieser Arbeit erzeugten *CASI* Wolkenstrukturen ist 52 g/m^2 .

Maritime Grenzschichtbewölkung hat also nur eine relativ geringe optische und geometrische Dicke und damit verbunden auch nur eine eingeschränkte Struktur der Oberkante. Be-

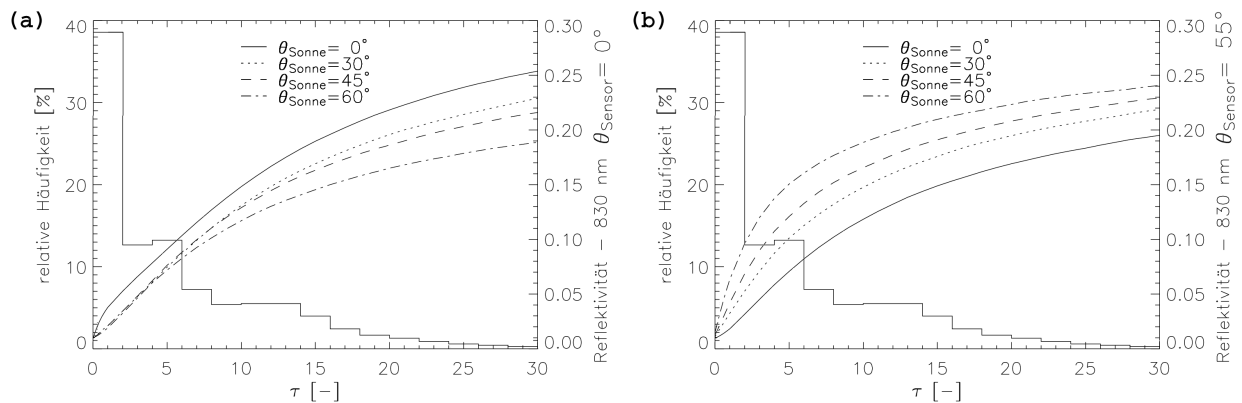


Abbildung 4.23: Histogramme wie in 4.22 für alle Werte der optischen Dicke τ . Zusätzlich sind mit der rechten y-Achse Zusammenhänge von optischer Dicke und Reflektivität für verschiedene Sonnenzenitwinkel θ_{Sonne} dargestellt: (a) für den Sensorzenitwinkel $\theta_{\text{Sensor}} = 0^\circ$, (b) für $\theta_{\text{Sensor}} = 55^\circ$.

trachtet man die Zusammenhänge zwischen optischer Dicke und Reflektivität für die Nadir-Blickrichtung (Abbildung 4.23a), dann fällt auf, dass der Großteil der auftretenden Werte optischer Dicke in linearen Bereichen der Kurven liegt. Fast 80% - ohne Nullwerte 65% - der Werte der optischen Dicke sind kleiner als 10. Das bedeutet, dass die Variabilität in den betrachteten Bereichen der optischen Dicke nicht zu großen PP Fehlern führen kann, solange ein Bildelement vollständig bedeckt ist. Die PP Fehler werden auch daher für den Sensorzenitwinkel 55° größer, da hier der Zusammenhang zwischen optischer Dicke und Reflektivität im Bereich der vorkommenden optischen Dicke stärker nichtlinear ist (Abbildung 4.23b). Sind Bildelemente dagegen nicht vollständig bedeckt, so entsteht in diesem Bereich der optischen Dicke unter vielen Beobachtungsgeometrien ein positiver PP Fehler. Das führt auch bei größerer optischer Dicke zusätzlich zu einem teilweisen Ausgleich der negativen PP Fehler.

Möglicherweise ist das Auftreten sehr großer Werte des Flüssigwasserpfadest leicht unterschätzt. Während zum Beispiel Crewell et al. (2004) noch etwa 2-3% aller Messungen oberhalb 160 g/m^2 finden, sind es in dieser Arbeit nur etwa 0,5%. Cahalan et al. (1995) geben wesentlich größere Werte an ($>1000 \text{ g/m}^2$). Wolken dieser optischen Dicke (≈ 150 für $r_{\text{eff}} = 10 \mu\text{m}$) sind aber nicht mehr zu den reinen Grenzschichtwolken zu rechnen. Nach Crewell et al. (2004) sind Messungen solcher Werte größer als 500 g/m^2 vermutlich regnenden Wolken zuzuschreiben. Ein häufigeres Auftreten großer Werte in typischen Stratocumuli, die in den untersuchten Fällen nicht ausreichend vertreten sind, könnten noch zu einer leichten Verstärkung der Fehler führen. Die Variation aufgrund des Tagesgangs der Grenzschichtbewölkung wird bei der vorliegenden Untersuchung nicht betrachtet, da fast alle Messungen durch die Ableitungsmethode bedingt um die lokale Mittagszeit aufgenommen wurden. Trotzdem zeigen die vorstehenden Vergleiche mit Daten aus Messkampagnen, die während des ganzen Tages gesammelt wurden, dass ein repräsentativer Querschnitt maritimer Grenzschichtbewölkung gewählt wurde.

Natürlich gibt es auch inhomogene Wolkentypen, die optisch und geometrisch dicker sind als die hier betrachteten und daher ein großes Potential für Fehler sowohl aufgrund drei-

dimensionaler Strahlungseffekte bieten als auch aufgrund subskaliger Inhomogenität. Einen Ausblick auf die bei diesen zu erwartenden Fehlergrößenordnungen soll der nächste Abschnitt bieten.

4.6 Konvektive Bewölkung

In den vorangegangenen Abschnitten wurde detailliert auf die Fernerkundung realistischer inhomogener Grenzschichtbewölkung und deren Auswirkungen auf die Ableitung der Strahlungsbilanz eingegangen. Ein Hauptresultat war die im Mittel geringe Abweichung bei der Fernerkundung optischer Dicke für bedeckte Bildelemente außerhalb großer Sonnenzenitwinkel. In Abschnitt 4.5 wurde gezeigt, dass der wesentliche Grund hierfür der Wertebereich der optischen Dicke ist, der typischerweise bei maritimer Grenzschichtbewölkung auftritt. Der planparallele Fehler aufgrund der Vernachlässigung subskaliger Inhomogenität wird für Variationen bei größeren Werten der optischen Dicke ansteigen, da der Zusammenhang zwischen optischer Dicke und Reflektivität dort stark nicht linear ist (z.B. Abbildung 2.11). In einem Ausblick wird daher anhand eines idealisierten Beispiels ein Fall einer vertikal ausgeprägten Wolkenstruktur mit sehr großem Flüssigwassergehalt und großen Wassertröpfchen betrachtet, um einen Anhaltspunkt für die Art der Abweichungen für konvektive Wolkentypen zu geben.

Der dreidimensionale Wolkendatensatz, der die Basis dieser Fallstudie darstellt, wird durch die Skalierung eines einzelnen Wolkenelements aus einer der *CASI* Wolkenstrukturen abgeleitet. Das Feld optischer Dicke, das so entsteht und die dreidimensionale Verteilung des Flüssigwassers ist in Abbildung 4.24 dargestellt. Die Wolkenstruktur entspricht einem stark idealisierten Cumulus congestus. Sie erstreckt sich vertikal zwischen 1 km und 10 km und hat eine horizontale Ausdehnung von 10 bis 20 km. Das gesamte Modellgebiet ist $24 \times 24 \text{ km}^2$ groß (Bedeckungsgrad 32%). Die optische Dicke reicht bis 245 (Mittelwert aller bewölkten Säulen: 60), der Flüssigwasserpfad erreicht 3000 g/m^2 (Mittelwert aller bewölkten Säulen:

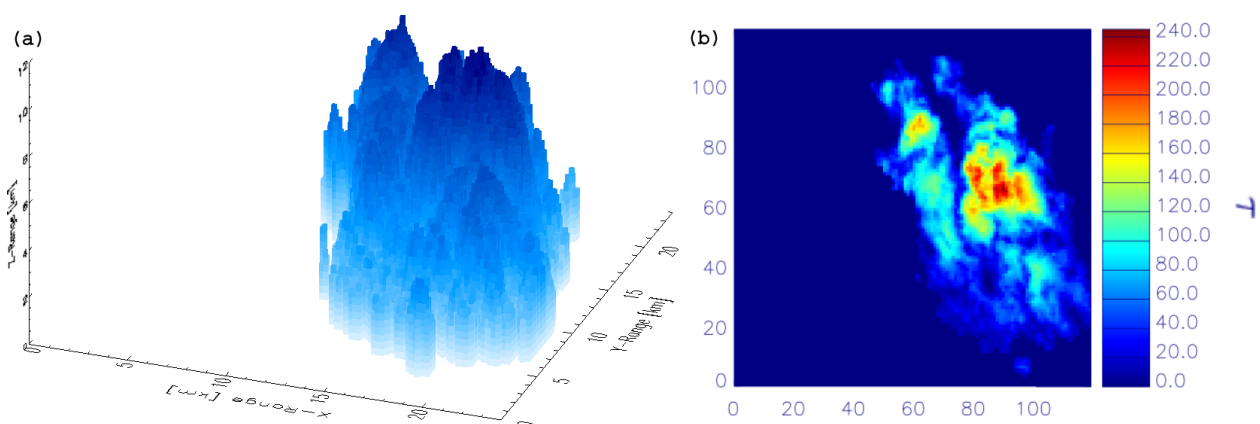


Abbildung 4.24: Idealisierte Wolkenstruktur eines Cumulus congestus, abgeleitet durch Skalierung eines Wolkenelements aus *CASI* Fall 13: (a) Dreidimensionale Verteilung des Flüssigwassergehalts, (b) optische Dicke.

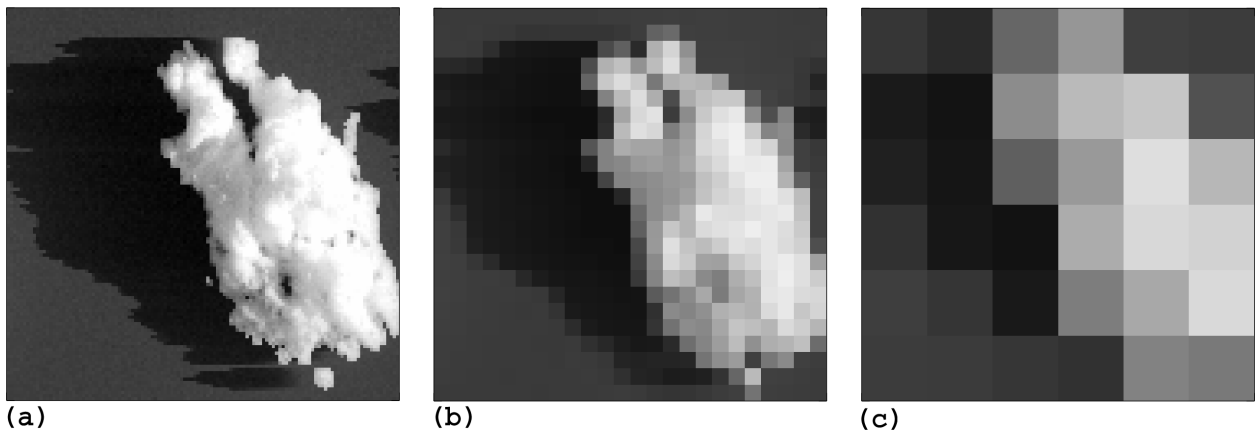


Abbildung 4.25: Beispiel der simulierten Reflektivität bei 830 nm für die Wolkenstruktur aus Abbildung 4.24, Sonnenzenitwinkel 60° , Sonnenazimutwinkel 90° (rechts), Sensorzenitwinkel 0° : (a) volle horizontale Auflösung (200 m), „MODIS“ (1000 m), „MSG“ (4 km).

800 g/m^2). Der Flüssigwassergehalt steigt linear mit der Höhe an. Als effektiver Tröpfchenradius wurden $20\text{ }\mu\text{m}$ angenommen (Größenordnungen auch stellvertretend für Eismikrophysik in Anlehnung an Tompkins und di Giuseppe, 2003 bzw. Di Giuseppe und Tompkins, 2003b). Natürlich wäre die Mikrophysik einer wirklichen Wolke dieser Ausdehnung von großen Vertikalgeschwindigkeiten und großer Turbulenz geprägt, was zu großer interner Variabilität führen würde. Allerdings sind die größten Werte des Gesamtwassergehalts auch hier eher im oberen als im unteren Teil der Wolke zu finden. Die Eisphase wird ebenfalls nicht berücksichtigt. Diese Annahmen bilden natürlich eine Vereinfachung, sollten aber eine einfache Demonstration der Größenordnung der zu erwartenden Effekte zulassen. Betrachtet werden die Fehler der Fernerkundung der optischen Dicke in derselben Weise wie in den vorangegangenen Abschnitten. Die analysierten Sensortypen sind „MODIS“ (hier $1\times 1\text{ km}^2$ und Sensorzenitwinkel 0°) und „MSG“ (hier $4\times 4\text{ km}^2$ und Sensorzenitwinkel 55°). Abbildung 4.25 zeigt ein Beispiel der simulierten Reflektivität für die verschiedenen Auflösungen. In Abbildung 4.26 ist die Analyse der Abweichungen der optischen Dicke aus der Fernerkundung im Vergleich zum realen Wert für den $1\times 1\text{ km}^2$ Sensor zu sehen. In der bekannten Form sind die Fehler für zwei verschiedene Sonnenzenitwinkel (30° , 60° , Sonnenazimutwinkel 90°) gezeigt. Bei großem Sonnenzenitwinkel ist der IP Fehler (Abbildung 4.26a) über alle Bedeckungsgrade von Geometrieeffekten geprägt, die zur kräftigen Überschätzung der optischen Dicke führen würden. Auch für den Sonnenzenitwinkel 30° ist der Einfluss des Horizontaltransports, der bei kleinen optischen Dicken noch zu Unterschätzung bei kleinem Bedeckungsgrad führte (vgl. Abbildung 4.12), nicht mehr zu sehen. In dem Bereich des Zusammenhangs zwischen optischer Dicke und Reflektivität, in dem sich die Werte dieser Wolke bewegen, dominiert der Geometrieeffekt, da eine Erhöhung der Reflektivität in den hohen sonnenbelegten Flanken einen ungleich größeren Einfluss auf die abgeleitete optische Dicke hat, als die Verminderung in Schattenbereichen (siehe Abbildung 2.11). Der stärkste IP Fehler tritt folgerichtig bei großem Sonnenzenitwinkel für maximal bedeckte Bildelemente auf, gleichbedeutend mit den Bereichen größter optischer Dicke (+130%). Der PP Fehler führt im gesamten Bereich dieser optischen Dicke zu einer klaren Unterschätzung. Die resultierende Gesamtabweichung ist daher für fast alle Bedeckungsgrade stark negativ (-70...-90%). Nur

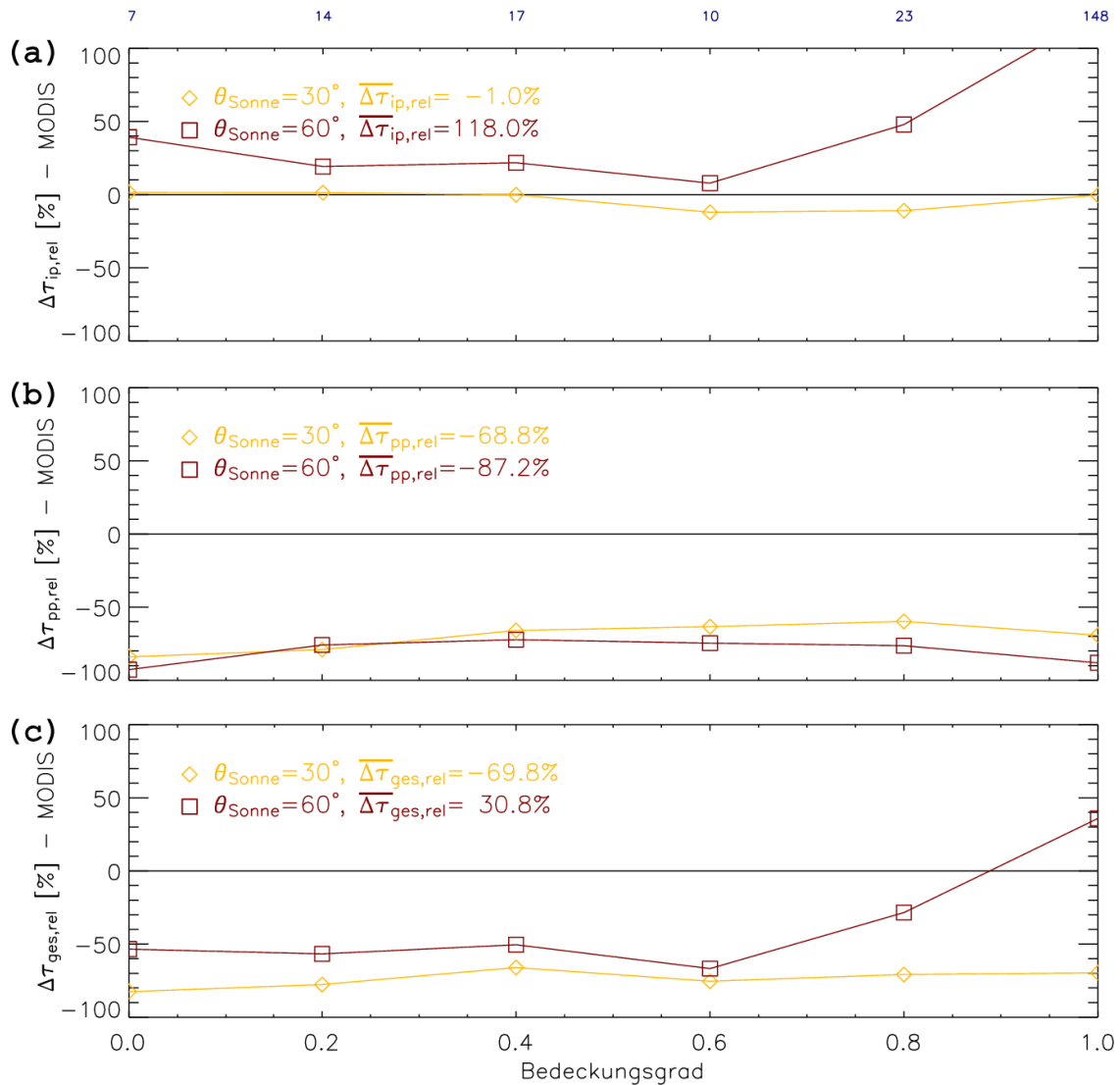


Abbildung 4.26: Fehleranalyse für einen nadirblickenden Sensor mit 1000 m Auflösung („MODIS“) für der Wolkenfall in Abbildung 4.24 – wie Abbildung 4.11, aber nur für die Sonnenzenitwinkel 30° und 60° .

für den Sonnenzenitwinkel 60° und bedeckte Bildelemente ergibt sich eine Überschätzung von über 30%. Die Analyse der Auflösung $4 \times 4 \text{ km}^2$ bei einem Sensorwinkel von 55° ergibt im Mittel sehr ähnliche Gesamtfehler von -70% (Sonnenzenitwinkel 30°) bis $+40\%$ (60°) mit ähnlichen Anteilen des IP und PP Fehlers.

Deutlich wird also, dass Wolkentypen, wie der in diesem Beispiel betrachtete, das Potential zu weit größeren Fehlern bei der Ableitung der optischen Dicke auch in vollständig bedeckten Bildelementen haben. Unberücksichtigt sind hier allerdings andere Einflüsse wie zum Beispiel großflächige dünne Cirren-Schirme. Auch würde eine solche Wolkenszene vermutlich nicht mit dem hier angewandten Fernerkundungsverfahren untersucht werden, sondern mit speziellen Methoden zur Fernerkundung von Eisphasen-Wolken. Die systematische Untersuchung solcher Wolkenstrukturen bleibt eine Aufgabe für die Zukunft. Nicht nur aufgrund der

steigenden Komplexität der Einflüsse auf das Strahlungsfeld, zum Beispiel durch Eiskristalle oder die Wechselwirkung mehrerer Wolkenschichten, stellen solche Untersuchungen eine Herausforderung dar, sondern auch hinsichtlich der Simulationszeiten. Eine Monte Carlo Simulation für einen Wolken Datensatz mit einer mittleren zehnfach höheren optischen Dicke erfordert auch etwa die zehnfache Rechenzeit. Die für solche Wolkenstrukturen erforderliche Vergrößerung der Simulationsgebiete erhöht diese noch einmal. Damit werden die Grenzen der Machbarkeit systematischer Untersuchungen auf aktuellen Rechnern erreicht.

Kapitel 5

Diskussion und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden in verschiedenen Simulations-Experimenten der solare Strahlungstransport sowie die Fernerkundung von dreidimensional inhomogener Bewölkung untersucht. Für maritime Grenzschichtwolken wurden die Fehler der Standard-Fernerkundung von Wolkeneigenschaften quantifiziert. Zum ersten Mal wurden zur Abschätzung der Fehler räumlich hochaufgelöste ($15 \times 15 \times 10 \text{ m}^3$) Wolkenstrukturen genutzt, die direkt aus gemessenen Feldern der Reflektivität abgeleitet wurden. Auf diese Weise wurde die Unsicherheit verringert, die bei der Auswahl repräsentativer Wolkenszenen mit realistischer dreidimensionaler Struktur als Basis der Untersuchungen immer besteht. Frühere Arbeiten, die sich mit dem dreidimensionalen Strahlungstransport in inhomogenen Wolken beschäftigten, bezogen sich meist auf Strahlungsflüsse. Nur in vereinzelten Fällen wurden die Auswirkungen auf gerichtete Größen (Strahldichte bzw. Reflektivität), und damit auf potentielle Fehler der Fernerkundung, betrachtet. Die Untersuchungen verwendeten fast ausschließlich modellierte Wolkenfälle (numerisch-physikalisch oder statistisch modelliert).

Zur Ableitung der Wolkenstrukturen wurde ein neuartiges Fernerkundungsverfahren entwickelt, das es erlaubt, aus hochaufgelösten Messungen der Reflektivität vollständige dreidimensionale Wolkenstrukturen abzuleiten. Das Verfahren berücksichtigt die dreidimensionalen Effekte, die die Reflektivitätsverteilung beeinflussen. Es wird eine Kombination aus mikrophysikalischem Profil, Oberkantenometrie und der horizontalen Verteilung des Flüssigwasserpfades ermittelt, deren Reflektivitätsfeld der Messung entspricht. Diese Eigenschaften beeinflussen auf unterschiedliche Weise das dreidimensionale Strahlungsfeld und dabei insbesondere die Variabilität der messbaren Reflektivitätsfelder. Das hier entwickelte iterative Verfahren erzeugt verschiedene mögliche Versionen der dreidimensionalen Wolkenstruktur, die sich durch ihre Rauigkeit unterscheiden. Gewählt wird die Wolkenstruktur, deren dreidimensional mit einem Monte Carlo Modell simuliertes Reflektivitätsfeld die beste Übereinstimmung mit der Messung ergibt. Im Verlauf der Entwicklung dieses Verfahrens wurde ein Weg gefunden, das der Monte Carlo Methode immanente Rauschen der Simulationsergebnisse im Fourierraum zu reduzieren. Die Methode wird vom Rechenzeitaufwand dadurch handhabbar. Auf diese Weise entstand die Basis von 28 Wolkenszenen maritimer Stratus- und Stratocumulus-Bewölkung für die weiteren Untersuchungen.

Anhand dieses Datensatzes konnten systematische Fehlerabschätzungen für die Fernerkundung mit verschiedenen typischen Wolkensensoren vorgenommen werden. Insbesondere die

Fehlerbetrachtungen für die Fernerkundung aus der geostationären Position sind dabei hervorzuheben, da es eine Analyse der Abweichungen für solche Sensoren bisher nicht gab. Dank der ständigen fast hemisphärischen Abdeckung, die diese bieten, sind diese Ergebnisse von großer Bedeutung. Aufgrund des großen Sensorzenitwinkels, der bei diesen Sensoren für mittlere Breiten auftritt, wurde das Fehlerpotential allgemein als groß eingeschätzt.

Untersucht wurde ein Fernerkundungsverfahren zur gleichzeitigen Ableitung von optischer Dicke und effektivem Radius, das zu diesem Zweck basierend auf Nakajima und King (1990) implementiert wurde. Im Einzelnen kommt die Untersuchung zu den folgenden Ergebnissen für den Einfluss realistischer inhomogener Bewölkung auf die Ableitung der optischen Dicke:

- Einzelwerte der optischen Dicke für ein spezielles Bildelement, die auf Basis hochauflösender in Nadir-Richtung blickender Sensoren (30 m Bildelementgröße: *Landsat*, *ASTER*) gewonnen wurden, haben wenig Aussagekraft aufgrund des auf dieser Skala entscheidenden Horizontaltransportes der Strahlung. Die mittlere (systematische) Abweichung über viele bewölkten Bildelemente ist jedoch meistens gering (maximal leichte Unterschätzung 3%). Mittelwerte der optischen Dicke über große Gebiete sind also von verlässlichem Wert. Eine starke systematische Überschätzung von etwa 30% ergibt sich für große Sonnenzenitwinkel (60°) aufgrund geometrischer Effekte.
- Messungen auf einer Auflösung zwischen 250 m und 1 km, wie bei typischen polarumlaufenden Wolkensensoren (*MISR*, *MODIS*, *AVHRR*), weisen größere planparallele Fehler aufgrund der zunehmenden subskaligen Inhomogenität auf. Das führt zu geringer systematischer Unterschätzung der optischen Dicke. Bei einer Auflösung von 1 km verschwindet auch der bei den höher auflösenden Sensoren erwähnte Geometrieeffekt bei großen Sonnenzenitwinkeln. Für vollständig bedeckte Bildelemente ergeben sich daher kleine relative Abweichungen der optischen Dicke von $\pm 5\%$ für alle Sonnenzenitwinkel. Für einzelne Bildelemente allerdings können die Fehler auch bei dieser Auflösung $\pm 20\%$ betragen, für teilweise bedeckte Bildelemente (im untersuchten Datensatz bei 1 km Auflösung jedes zweite Bildelement) sogar bis zu $\pm 100\%$.
- Für die niedrigste untersuchte Auflösung (13 km^2 , ähnlich *MSG-SEVIRI*, Sensorzenitwinkel 55° für Mitteleuropa) ist der Bedeckungsgrad der Bildelemente von entscheidender Bedeutung. Mit abnehmender Auflösung wächst der Anteil teilweise bedeckter Bildelemente (bei 13 km^2 zwei Drittel aller Bildelemente). Daher steigt die Bedeutung der systematischen Abweichung für solche Bildelemente bei dieser Auflösung. Bereits bei einem Bedeckungsgrad von etwa 80% tritt eine systematische Unterschätzung der optischen Dicke von etwa 10% auf. Für bedeckte Bildelemente werden die systematischen Fehler dagegen sehr klein ($<2\%$). Für Einzelwerte allerdings können auch hier Fehler von bis zu $\pm 20\%$ auftreten.

Abbildung 5.1a zeigt die Abhängigkeit der systematischen Abweichungen (Beträge der Fehler) von der Größe der Bildelemente. Zu beachten ist, dass die Werte für die Auflösung 13 km^2 ($\hat{=}$ 3600 m Bildelementgröße) für einen abweichenden Sensorzenitwinkel von 55° ermittelt wurden (alle anderen für 0°). Während für die meisten Sonnenzenitwinkel (stellvertretend 30°) nur geringe Änderung der systematischen Abweichungen mit sinkender Auflösung zu

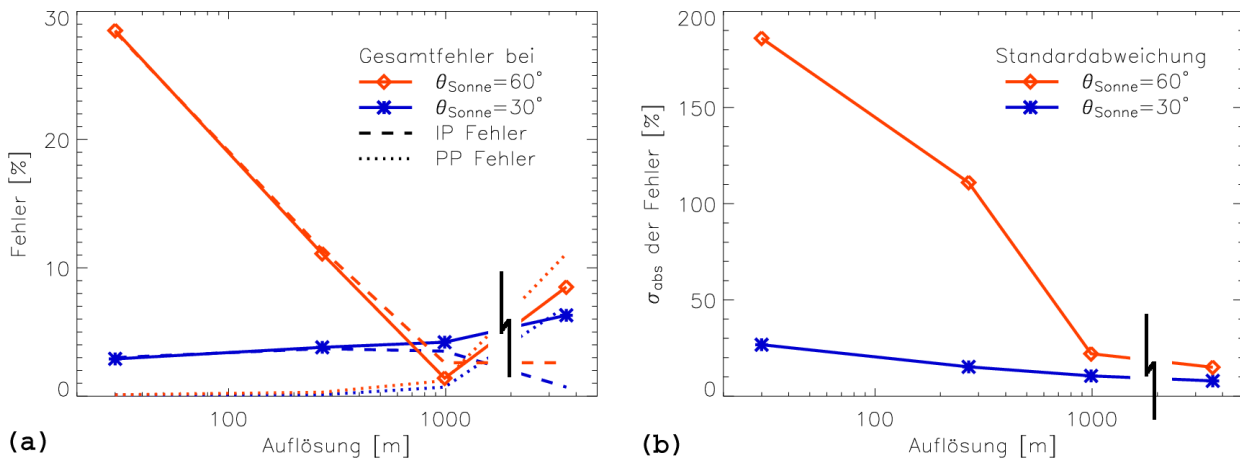


Abbildung 5.1: Beträge der Fehler der Fernerkundung aufgrund der Inhomogenität von Grenzschichtbewölkung. Dargestellt sind die Beträge für die Sonnenzenitwinkel 30° und 60° . (a) Die Werte der systematischen Abweichungen für die Bildelementgrößen 30, 270, 990 m wurden für den Sensorzenitwinkel 0° ermittelt, die Werte für 3600 m ($\hat{=} 13 \text{ km}^2$) für einen Sensorzenitwinkel von 55° . (b) Standardabweichung der Abweichungen – Fehler in (a) und (b) in Prozent des realen Wertes der optischen Dicke.

sehen ist, nimmt der Fehler für große Sonnenzenitwinkel (60°) schnell ab. Prinzipiell abnehmend ist der Anteil des Horizontaltransports (IP Fehler) am Gesamtfehler, zunehmend der Einfluss subskaliger Inhomogenität (PP Fehler). Die Unsicherheit der Messung der optischen Dicke für einzelne Bildelemente (Standardabweichung) ist in Abbildung 5.1b dargestellt. Für kleine Bildelemente ist sie außerordentlich groß, erreicht aber auch für die größten Bildelemente noch Werte von 10-20% zusätzlich zu den systematischen Abweichungen in Abbildung 5.1a.

Allen Ableitungsverfahren gemeinsam sind sehr kleine systematische Fehler für vollständig bedeckte Bildelemente. Als Grund hierfür wurde die mittlere optische Dicke des untersuchten Wolkentyps identifiziert. Große Gegensätze in kritischen Bereichen des nichtlinearen Zusammenhangs von optischer Dicke und Reflektivität bestehen im untersuchten Wolkentyp nur selten. Für Wolkentypen mit großen Gegensätzen bei großem Mittelwert der optischen Dicke, wie bei hochreichender konvektiver Bewölkung, sind weit größere Fehler zu erwarten. In einem exemplarischen Fall wurde dies demonstriert.

Ebenfalls untersucht wurde die Ableitung des Effektivradius. Für diese Größe ist der Einfluss der Inhomogenität realistischer Bewölkung allerdings nur schwer von mehreren anderen Faktoren zu trennen. So ist der Effektivradius nur für bewölkte Bereiche definiert, was die Auswertung teilweise bewölkter Bildelemente erschwert. Außerdem ist er selbst unter Vernachlässigung des dreidimensionalen Strahlungstransports nur für einen bestimmten Teil der Wolke repräsentativ, der mit einer bestimmten vertikalen Eindringtiefe verbunden ist. Unabhängig vom betrachteten Sensortyp führt realistische Wolken-Inhomogenität zu einer leichten Überschätzung des effektiven Radius von 3-5%, gleichbedeutend mit einer Verringerung der effektiven Eindringtiefe.

Begründet in der Bedeutung der satellitengetragenen Fernerkundung für die globale Abschät-

zung der Strahlungsbilanz wurde die Möglichkeit untersucht, basierend auf den Ergebnissen des Fernerkundungsverfahrens zutreffende solare Transmission, Reflexion und Absorption zu bestimmen – und zwar entsprechend der planparallel homogen abgeleiteten Fernerkundungsergebnisse in konsistenter planparalleler Weise. Der Einfluss inhomogener Wolken unterscheidet sich für die gerichtete Reflektivität und die halbraumintegrierten Größen der Strahlungsbilanz. Das gilt sowohl hinsichtlich des Einflusses, der sich aus der Vernachlässigung subskaliger Inhomogenität ergibt (Unterschiede im PP Fehler), als auch hinsichtlich des spezifischen Einflusses des Horizontaltransport für verschiedene Raumrichtungen (Unterschiede im IP Fehler). Es ergeben sich daher für die abgeleiteten Werte der Reflexion und Transmission für fast alle Beleuchtungsgeometrien und Sensortypen (*MODIS*, *MSG-SEVIRI*) Abweichungen von $\pm 3\%$ (Ausnahme für große Sonnenzenitwinkel: bis zu 10% Überschätzung der Reflexion). Solche Fehler mögen klein erscheinen, sind aber angesichts des Potentials von Unsicherheiten dieser Größenordnung für das Klimasystem nicht zu vernachlässigen. Eine systematische Überschätzung der (im Mittel über die betrachteten Fälle etwa 30%) Reflexion von bis zu 10% entspricht einem (lokalen) negativen Strahlungsantrieb am Boden von etwa 15 W/m^2 . Alle Ergebnisse der Untersuchungen zur Fernerkundung und Ableitung der Bilanzgrößen sind repräsentativ für maritime Stratus- und Stratocumulus-Bewölkung. Das legt ein Vergleich der im untersuchten Datensatz auftretenden Mittelwerte und der Variabilität der Flüssigwassersäulen mit Daten aus verschiedenen Veröffentlichungen nahe.

Ein Vergleich der Abweichungen (für die optische Dicke), die in dieser Arbeit für nadirblickende Sensoren gefunden wurden, mit den Werten, die Varnai und Marshak (2001) aus statistisch erzeugten Wolkendatensätzen abgeleitet haben, zeigt klare qualitative Übereinstimmung. Diese zeigen für einen Sonnenzenitwinkel von 60° eine stetige Abnahme des mittleren Fehlers mit der Auflösung, von einer Überschätzung aufgrund der dreidimensionalen Geometrieeffekte hin zu einer Unterschätzung aufgrund der steigenden subskaligen Inhomogenität. Aufgrund der unterschiedlichen Datensätze (z.B. verwenden Varnai und Marshak (2001) nur künstliche Wolkenszenen mit Bedeckungsgrad zwischen 70 und 100%) lassen sich die Fehlerwerte nicht direkt vergleichen. Dem Problem keine realen Wolkendaten zu verwenden, begegnen sie mit zwei Ansätzen. Zum einen versuchen sie, den unter Umständen entscheidenden Einfluss der Wahl des Wolkenmodells zu minimieren, indem sie drei verschiedene Modelle verwenden. Zum anderen planen sie, die Aussagekraft ihrer Ergebnisse durch eine nachträgliche Anpassung ihres Datensatzes an verschiedenen gemessenen Daten zu verbessern. Dieser, noch ausstehende, Schritt verdeutlicht noch einmal, dass eine nahe Orientierung an gemessenen Szenen wünschenswert ist. Dies durch die direkte Verwendung von Messungen, wie in dieser Arbeit, sicherzustellen, ist eine zwar naheliegende aber auch aufwendige Option.

Eine wichtige Aussage dieser Arbeit ist, dass Fehler der Fernerkundung von Stratocumulus-Bewölkung im Mittel klein sind, wenn die Bildelemente vollständig bedeckt sind und der Sonnenzenitwinkel nicht zu groß ist. Im Einzelfall, für eine kleine Zahl von Bildelementen, können sie allerdings beträchtlich sein. Immer wenn also Wolkeneigenschaften innerhalb beschränkter Gebiete unter spezifischer Beobachtungsgeometrie bestimmt werden sollen, ist eine Betrachtung des dreidimensionalen Strahlungstransportes unverzichtbar. Dies gilt insbesondere für Validierungsexperimente, bei denen sehr spezifische in-situ gemessene Informationen für Gebieten von der Größe weniger Bildelemente mit Satellitendaten verglichen wer-

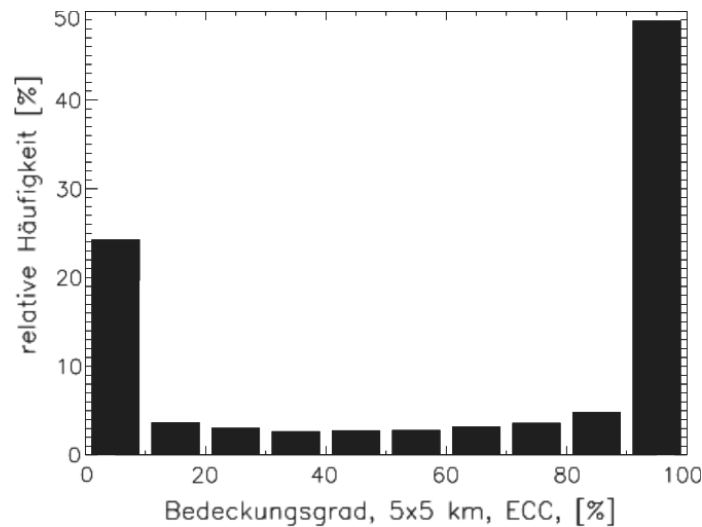


Abbildung 5.2: Histogramm der Verteilung des Bedeckungsgrades für Bildelemente von $5 \times 5 \text{ km}^2$ Größe für das Jahr 2000. Ausgewertet ist in etwa das Gebiet der Bundesrepublik Deutschland. Daten aus der europäischen Satelliten-Wolkenklimatologie *ECC*, (Meerkötter et al., 2004).

den. Zur hochaufgelösten Charakterisierung der Wolkeneigenschaften unter Berücksichtigung der Effekte durch den dreidimensionalen Strahlungstransport, zum Beispiel bei Messkampagnen, bietet sich der Einsatz des in dieser Arbeit entwickelte Verfahrens zur Ableitung von Wolkenstrukturen aus (flugzeug- oder satellitengetragenen) Reflektivitäts-Messungen an.

Die Aussage, dass konventionelle Fernerkundungsverfahren für vollständig bedeckte Bildelemente zuverlässige Werte der optischen Dicke ableiten, andererseits aber große Fehler auftreten, wenn die vollständige Bedeckung nicht sichergestellt ist, führt zu neuen Fragen: Wie sicher ist die Klassifikation der subskaligen Bedeckung gerade für gröber auflösende Sensoren wie *MSG-SEVIRI*? Welcher Anteil der Bildelemente ist vollständig bedeckt? Für welchen Prozentsatz der natürlichen Bewölkung sind also optische Dicken aus Satellitendaten überhaupt verlässlich ableitbar?

Für das Jahr 2000 über dem Gebiet Deutschlands zeigt Abbildung 5.2 die Häufigkeit verschiedener subskaliger Bedeckungsgrade für Bildelemente von $5 \times 5 \text{ km}^2$ Größe (entsprechend *MSG-SEVIRI* für Europa). Man erkennt, dass immerhin ein Anteil von 25% aller Bildelemente für diesen Zeitraum teilweise bedeckt ist (zwischen 10-90% Bedeckung, Daten aus der Wolkenklimatologie *ECC* basierend auf *AVHRR*-Daten, Meerkötter et al. 2004). Ein Fernerkundungsverfahren speziell für diesen teilweise bedeckten Teil der natürlichen Bewölkung auf physikalischer Basis zu entwickeln stellt zum Beispiel eine Herausforderung für die Zukunft dar. Einen interessanten Ansatzpunkt bietet dazu der neuartige *HRV* Kanal (*high resolution visible*) des *MSG-SEVIRI*, der jedes Bildelement normaler Auflösung in 3×3 Unterelemente unterteilt. Auf dieser Auflösung lässt sich ein Bedeckungsgrad bestimmen ($\frac{1}{9}$ bis $\frac{9}{9}$). Dieser könnte dann die Basis einer Verfeinerung des Fernerkundungsverfahrens bilden, indem die Zusammensetzung des Strahldichtesignals (in allen anderen Kanälen) aus bedecktem und unbedecktem Bereich berücksichtigt wird. Ebenso wäre eine Parametrisierung und Korrektur des PP Fehleranteils denkbar, da sich ein Maß der subskaligen Variabilität unterhalb der Normal-Auflösung von *MSG-SEVIRI* gewinnen lässt.

Im Rahmen einer solchen Verfahrensentwicklung ist natürlich auch ein Einsatz der in dieser Arbeit erzeugten Datenbasis realistischer inhomogener maritimer Grenzschichtwolken denkbar. Interessant wären auch weiterführende Untersuchungen zu komplexeren Wolkenzenen auf der Basis der hier abgeleiteten Stratocumulus-Strukturen: Sehr häufig bedecken zum Beispiel Zirren große Flächen, die dazu oft unsichtbar bleiben – sowohl für menschliche Betrachter als für Messverfahren. Legt man über die in dieser Arbeit hergeleiteten Wolkenzenen eine hohe, dünne (in guter Näherung auch homogene) Eiswolkenschicht, dann könnte der Einfluss solcher unsichtbarer Zirren auf die beschriebenen Fernerkundungsverfahren betrachtet werden. Generell eröffnet sich mit mehrschichtiger Bewölkung ein neues Forschungsthema mit vielen neuen Einflussmöglichkeiten, wie der Abstand der Wolkenschichten voneinander, die Inhomogenität oder die Mikrophysik der zweiten Schicht.

Abkürzungen und Eigennamen

ACE-2	marine Aerosol Characterization Experiment 2 (Northern Atlantic)
ASTER	Advanced Spaceborne Thermal Emission and Reflection Radiometer
ASTEX	Atlantic Stratocumulus Transition Experiment
AVHRR	Advanced Very High-Resolution Radiometer (NOAA Satelliten)
BBC	Baltex Bridge Campaign
BRDF	bidirektionale Reflexionsverteilungsfunktion (Bidirectional Reflection Distribution Function)
CASI	Compact Airborne Spectrographic Imager
CLOUDPRP	Algorithmus zur Mie-Rechnung (Teil des SHDOM Pakets)
CLOUDYCOLUMN	Teil-Experiment ACE-2
DISORT	DIScrete Ordinate Radiative Transfer, Strahlungsübertragungs- modell (Stamnes et al., 1988)
ENVISAT	ENVironmental SATellite
ECC	European Cloud Climatology
FIRE I	First ISCCP (International Satellite Cloud Climatology Project) Regional Experiment, Teil I: Marine Stratocumulus
FSSP	Forward Scattering Spectrometer Probe
IAAFT	Iterative Amplitude Adapted Fourier Transform (Schreiber und Schmitz, 1996)
IPA	Independent Pixel Approximation Näherung unabhängiger Bildelemente
IP Fehler	Fehler der Fernerkundung durch die Independent Pixel Näherung
ISCCP	International Satellite Cloud Climatology Project
LANDSAT	LAND remote sensing SATellite
LES	Large Eddy Simulation, Grobstruktursimulation
libRadtran	LIBrary of RADiative TRANSfer, Programmpaket zum Strahlungstransport (Kylling und Mayer, 2004)
LOWTRAN	
MERIS	MEDium Resolution Imaging Spectrometer (ENVISAT)
MISR	Multi-angle Imaging SpectroRadiometer (TERRA)
MODIS	MODerate resolution Imaging Spectroradiometer (TERRA/AQUA)
MSG	Meteosat Second Generation (zukünftig Meteosat-8)
MYSTIC	Monte Carlo code for the phYsically correct Tracing of photons In Cloudy atmospheres (Mayer, 1999, 2000)
NOAA	National Oceanic and Atmospheric Administration, auch polarumlaufende Satellitenserie

PDF	Probability Density Function, Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung
PP Fehler	Fehler der Fernerkundung durch die planparallele Näherung
PPA	Plane Parallel Approximation planparallele Näherung
PSF	Point Spread Function, Funktion zur Beschreibung der horizontalen Ausbreitung der Photonen in einer Wolkendecke
SBDART	Santa Barbara Discrete ordinate Atmospheric Radiative Transfer (Ricchiuzzi et al., 1998)
SHDOM	Spherical Harmonics Discrete Ordinate Method, 3D Strahlungsübertragungslöser nach Evans (1998)
STREAMER	
TERRA/AQUA	Satelliten der Earth Observing System (EOS) Serie der NASA
TOCUBE	Software-Modul zur Erzeugung von Profilen der Mikrophysik aus vertikal integrierten Größen
TOSQUARE	Software-Modul zur Erzeugung von künstlichen ein- und zweidimensionalen Datenfeldern
UV	Ultra-Violetter Spektralbereich

Symbole und Einheiten

Lateinische Buchstaben:

\mathcal{A}		Absorption
c_p	$[J/K\ kmol]$	spezifische Wärmekapazität von Wasser bei konstantem Druck
C_w	$[kg/m^3\ m]$	Flüssigwasserzuwachs faktor
e_s	$[Pa]$	Sättigungsdampfdruck
$E(k)$		(= ρ^2) Amplitudenquadrat der Fourierkomponenten (dargestellt im Fourierspektrum)
$f(R)$		IP Standard-Fernerkundungsverfahren angewandt auf die Reflektivität R (ergibt eine optische Dicke)
F	$[W/m^2]$	Bestrahlungsstärke
F_0	$[W/m^2]$	Solarkonstante (solare Bestrahlungsstärke)
$\mathcal{F}[f(x)]$		Fouriertransformation der Funktion $f(x)$
g	$[m/s^2]$	Erdbeschleunigung
g		Asymmetrieparameter
$g(x)$		Gauss- oder Normalverteilung
I		Ausgangsbild des Richardson-Lucy-Algorithmus
k	$[-]$	Verhältnis r_v^3/r_{eff}^3
k	$[1/m]$	Wellenzahl
L	$[W/m^2\ sr]$	Strahldichte
L_λ	$[W/m^2\ nm\ sr]$	Spektrale Strahldichte
L_w	$[J/kg]$	spezifische Verdampfungswärme von Wasser
\mathcal{W}	$[g/cm^2]$	Flüssigwasserpfad
M_l	$[kg/kmol]$	Molekulargewicht von Luft
M_w	$[kg/kmol]$	Molekulargewicht von Wasser
n	$[1/m^3\ \mu m]$	Teilchen- bzw. Tröpfchengrößenverteilung (pro Volumen)
N	$[1/m^3]$	Gesamtteilchen- bzw. Gesamttröpfchenkonzentration
N_{ph}	$[-]$	Photonenzahl
O_i		Iterationsschritt i des Richardson-Lucy-Algorithmus
p	$[Pa]$	Luftdruck
p_w	$[Pa]$	Partialdruck des Wasserdampfes
P		Streuungsfunktion
PSF		Matrix der <i>point spread function</i>
PSF^T		transponierte Matrix der <i>point spread function</i>
Q_{ext}	$[-]$	Extinktionseffizienz
r_{eff}	$[\mu m]$	effektiver Radius

r_v	$[m]$	Volumenradius
R		Reflektivität
R_{3D}		dreidimensionales Reflektivitätsfeld
R_{ip}		independent pixel Reflektivitätsfeld
R_w	$[J/K kg]$	Gaskonstante von Wasserdampf
\mathcal{R}		Reflexion
T	$[K]$	Temperatur
\mathcal{T}		Transmission
w	$[g/cm^3]$	Flüssigwassergehalt
W	$[J]$	Strahlungsenergie
w_s	$[-]$	Sättigungsmischungsverhältnis
z_o	$[m]$	Oberkantenhöhe einer Wolke
z_u	$[m]$	Unterkantenhöhe einer Wolke

Griechische Buchstaben:

α		Ångströmfaktor
β_{ext}	$[1/m]$	Extinktionskoeffizient
β_{str}	$[1/m]$	Streukoeffizient
β_{abs}	$[1/m]$	Absorptionskoeffizient
$\Delta\tau_{\text{ges,rel}}$		relativer Gesamtfehler der Fernerkundung optischer Dicke
$\Delta\tau_{\text{ip,rel}}$		relativer PP Fehler der Fernerkundung optischer Dicke
$\Delta\tau_{\text{pp,rel}}$		relativer IP Fehler der Fernerkundung optischer Dicke
ϵ		Verhältnis der Molekulargewichte von Wasser und Luft
Γ_s	$[K/km]$	feuchtadiabatische Temperaturabnahme
λ	$[m]$	Wellenlänge
μ		Mittelwert
ω_0	$[-]$	Einfachstreualbedo
$\varphi(k)$	$[^\circ]$	Phase der Fourierkomponente k
ϕ, ϕ'	$[^\circ]$	Azimutwinkel
$\rho(k)$		Amplitude der Fourierkomponente k
ρ_w	$[g/m^3]$	Dichte von Wasser
σ_{ext}	$[-]$	Extinktionsquerschnitt
σ		Standardabweichung
σ^2		Varianz
τ	$[-]$	optische Dicke
θ, θ'	$[^\circ]$	Zenitwinkel

Anhang

Tabelle 5.1: In dieser Arbeit verwendete *CASI* Datenfälle aus der *ACE2-CLOUDYCOLUMN* Kampagne im Sommer 1997: Die Fallbezeichnungen setzen sich wie folgt zusammen *CASI_{JahrMonatTag}_leg{Flugabschnitt}_c{10km-Segment}*. Uhrzeiten und Sonnenstände (Sonnenzenitwinkel θ_S , Sonnenazimutwinkel relativ zur Szene ϕ_S) sind Bestandteil der *CASI* Daten. Der Bedeckungsgrad der Szenen wurde aus einer Wolkenmaske abgeleitet, die wiederum auf einem sonnenstandsabhängigen Schwellwert für die Strahldichte beruht. Die Werte der mittleren Tröpfchenkonzentrationen für jeden Tag sind aus den Veröffentlichungen zur Kampagne von Brenguier et al. (2000a) und Chuang (2000) abgeleitet. Eine Höhe der Wolkenunterkante z_u wurden für jedes Datum näherungsweise geometrisch aus Sonnenstand und Schattenwurf für die durchbrochenen Szenen des Tages abgeleitet

Nr.	Fallname	UTC [hh:mm]	θ_S [°]	ϕ_S [°]	Bed. [%]	N [cm^{-3}]	z_u [m]
1	CASI_19970626_leg09_c4	13:34	8,2	-133,4	100,0	65	800
2	CASI_19970626_leg11_c5	14:06	14,1	-113,1	100,0	65	800
3	CASI_19970704_leg01_c1	12:34	11,0	125,9	39,5	100	700
4	CASI_19970704_leg02_c6	12:57	7,4	157,1	9,5	100	700
5	CASI_19970704_leg03_c3	13:07	6,6	174,6	5,2	100	700
6	CASI_19970704_leg04_c2	13:19	6,7	-165,2	10,0	100	700
7	CASI_19970704_leg04_c3	13:20	6,8	-162,7	24,0	100	700
8	CASI_19970704_leg08_c2	15:09	27,2	-96,8	32,6	100	700
9	CASI_19970707_leg01_c5	13:02	6,5	172,8	61,7	200	1000
10	CASI_19970707_leg01_c6	13:04	6,5	177,4	49,2	200	1000
11	CASI_19970707_leg01_c7	13:06	6,6	-142,2	46,2	200	1000
12	CASI_19970707_leg02_c3	13:19	7,7	-151,7	94,7	200	500
13	CASI_19970707_leg02_c12	13:36	11,0	-130,0	57,5	200	500
14	CASI_19970707_leg03_c1	13:40	11,9	-126,3	58,1	200	500
15	CASI_19970707_leg03_c5	13:48	13,6	-121,0	61,7	200	500
16	CASI_19970707_leg03_c9	13:56	15,5	-116,8	57,9	200	500
17	CASI_19970707_leg03_c11	13:59	16,4	-115,0	59,1	200	500
18	CASI_19970708_leg01_c5	12:56	11,9	159,7	100,0	240	800
19	CASI_19970708_leg01_c9	13:03	11,1	168,9	100,0	240	800
20	CASI_19970709_leg03_c2	12:55	8,4	149,6	84,7	290	1200
21	CASI_19970709_leg03_c4	12:59	7,8	156,3	100,0	290	1200
22	CASI_19970709_leg04_c1	13:08	7,0	174,6	59,9	290	1200
23	CASI_19970709_leg04_c2	13:10	7,0	177,6	32,2	290	1200
24	CASI_19970709_leg04_c3	13:12	6,9	-35,4	25,8	290	1200
25	CASI_19970709_leg04_c4	13:14	6,8	-177,0	82,3	290	1200
26	CASI_19970717_leg03_c4	12:53	8,3	-172,4	100,0	130	800
27	CASI_19970717_leg04_c4	13:06	8,7	-154,4	100,0	130	800
28	CASI_19970717_leg06_c4	13:35	13,0	-127,5	100,0	130	800

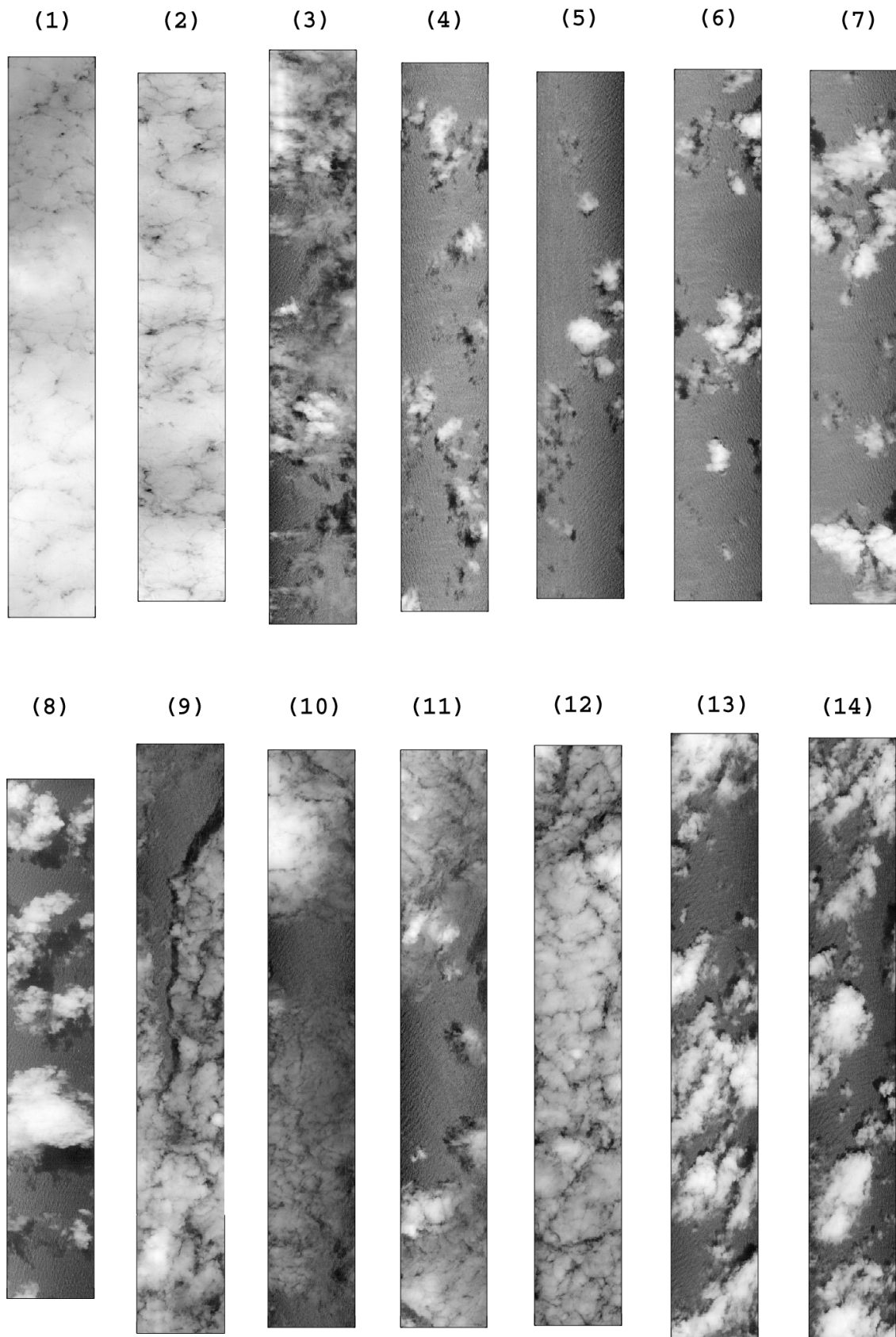


Abbildung 5.3: Messdaten der CASI-Fälle 1 bis 14 in logarithmischer Grauwertdarstellung. Die Breite der Szenen beträgt in allen Fällen 1300 m. Die Länge variiert zwischen etwa 9 und 12 km.

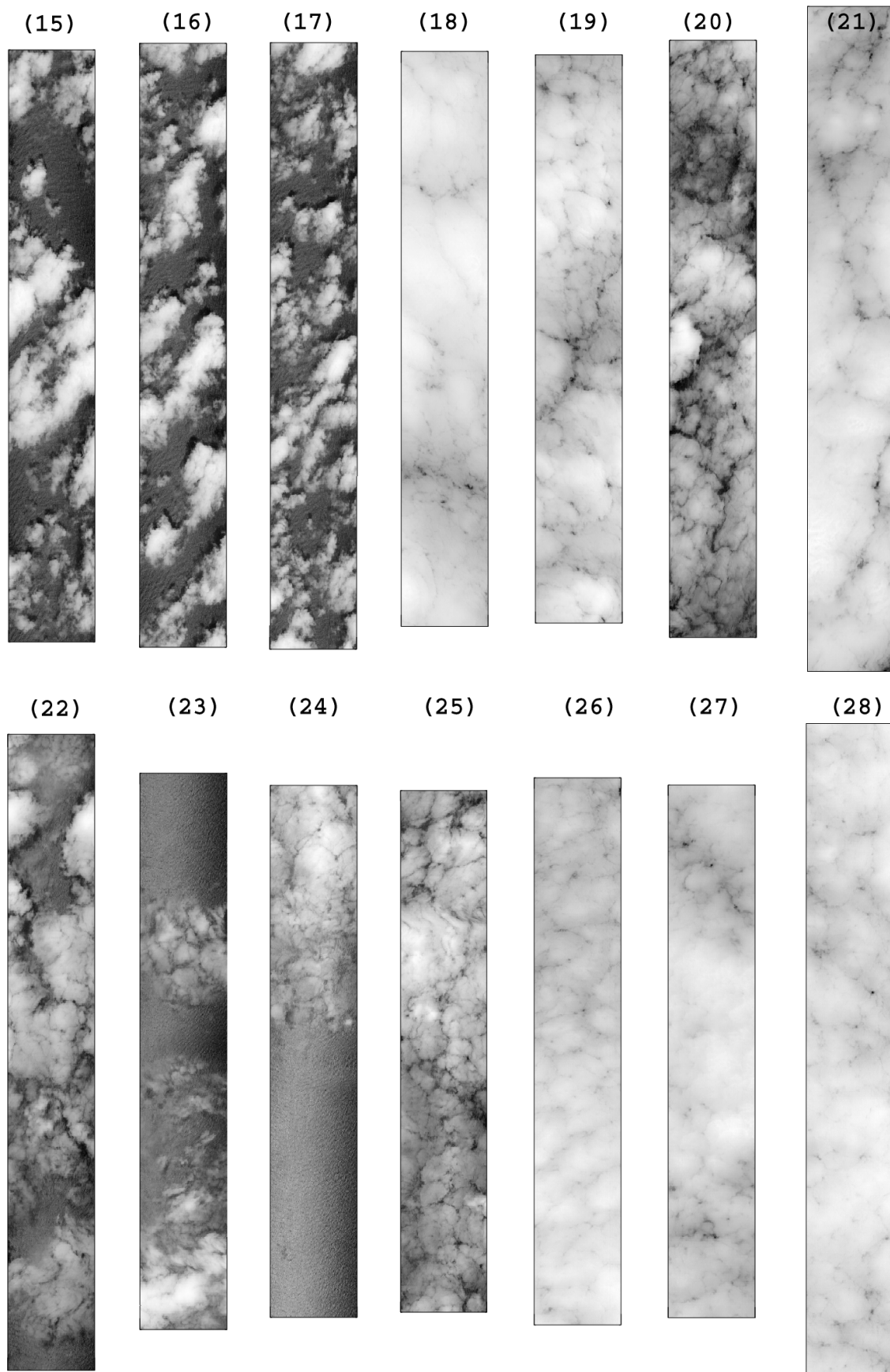


Abbildung 5.4: Messdaten der CASI-Fälle 15 bis 28 in logarithmischer Grauwertdarstellung. Die Breite der Szenen beträgt in allen Fällen 1300 m. Die Länge variiert zwischen etwa 9 und 12 km.

Literaturverzeichnis

DIN Norm 5030. Spektrale Strahlungsmessung, Strahler für spektrale Strahlungsmessungen, Auswahlkriterien. Beuth Verlag GmbH, Berlin, 1982.

DIN Norm 5031. Strahlungsphysik im optischen Bereich und Lichttechnik, Größen, Formelzeichen und Einheiten der Strahlungsphysik. Beuth Verlag GmbH, Berlin, 1982.

G. Anderson, S. Clough, F. Kneizys, J. Chetwynd, und E. Shettle. AFGL atmospheric constituent profiles. Tech. Rep. AFGL-TR-86-0110, AirForce Geophys.Lab., 1986.

C. Anger, S. Mah, und S. Babey. Technological enhancements to the Compact Airborne Spectrographic Imager (casi). In *Second International Airborne Remote Sensing Conference and Exhibition, 12 15 September, Strasbourg, France*, pages 205–214, 1994.

A. Ångström. On the atmospheric transmission of sun radiation and on dust in the air. *Geografiska Annaler*, 11:156–166, 1929.

A. Ångström. On the atmospheric transmission of sun radiation. II. *Geografiska Annaler*, 12:130–159, 1930.

R. T. Austin, A. W. England, und G. H. Wakefield. Special problems in the estimation of power-law spectra as applied to topographical modeling. In *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, volume 32, pages 928–939, 1994.

S. Babey und C. Anger. A compact airborne spectrographic imager (casi). In *Proceedings of IGARSS, IEEE, Vancouver*, volume 2, pages 1028–1031, 1989.

A. J. Baran, P. N. Francis, S. Havemann, und P. Yang. A study of the absorption and extinction properties of hexagonal ice columns and plates in random and preferred orientation, using T-Matrix theory and aircraft observations of cirrus. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 70:505–518, 2001.

H. W. Barker, R. K. Goldstein, und D. E. Stevens. Monte Carlo simulation of solar reflectances for cloudy atmospheres. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 60:1881–1894, 2003a.

H. W. Barker und D. Liu. Inferring optical depth of broken clouds from Landsat data. *Journal of Climate*, 8:2620–2630, 1995.

H. W. Barker, G. L. Stephens, P. T. Partain, J. W. Bergman, B. Bonnel, K. Campana, E. E. Clothiaux, S. Clough, S. Cusack, J. Delamere, J. Edwards, K. F. Evans, Y. Fouquart,

- S. Freidenreich, V. Galin, Y. Hou, S. Kato, J. Li, E. Mlawer, J.-J. Morcrette, W. O'Hirok, P. Räisänen, V. Ramaswamy, B. Ritter, E. Rozanov, M. Schlesinger, K. Shibata, P. Sporyshev, Z. Sun, M. Wendisch, N. Wood, und F. Yang. Assessing 1D atmospheric solar radiative transfer models: interpretation and handling of unresolved clouds. *Journal of Climate*, 16: 2676–2699, 2003b.
- R. Boers und R. M. Mitchell. Absorption feedback in stratocumulus clouds - influence on cloud top albedo. *Tellus A*, 46:229–241, 1994.
- J.-L. Brenguier, P. Y. Chuang, Y. Fouquart, D. W. Johnson, F. Parol, H. Pawlowska, J. Pelon, L. Schüller, F. Schröder, und J. Snider. An overview of the ACE-2 CLOUDYCOLUMN closure experiment. *Tellus B*, 52:815–827, 2000a.
- J.-L. Brenguier, H. Pawlowska, L. Schüller, R. Preusker, J. Fischer, und Y. Fouquart. Radiative properties of boundary layer clouds: Droplet effective radius versus number concentration. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 57(7):803–821, 2000b.
- I. N. Bronstein, K. A. Semendjajev, G. Musiol, und H. Mühlig. *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch, Thun, Frankfurt am Main, 1995.
- G. H. Bryan, J. C. Wyngaard, und J. M. Fritsch. Resolution requirements for the simulation of deep moist convection. *Monthly Weather Review*, 131(10):2394–2416, 2003.
- R. F. Cahalan, L. Oreopoulos, A. Marshak, K. F. Evans, A. Davis, R. Pincus, K. Yetzer, B. Mayer, und R. Davies. The International Intercomparison of 3D Radiation Codes (I3RC): Bringing together the most advanced radiative transfer tools for cloudy atmospheres. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 2004. submitted.
- R. F. Cahalan, W. Ridgway, W. J. Wiscombe, und T. L. Bell. The albedo of fractal stratocumulus clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 51:2434–2455, 1994a.
- R. F. Cahalan, W. Ridgway, W. J. Wiscombe, S. Gollmer, und Harshvardhan. Independent pixel and Monte Carlo estimates of stratocumulus albedo. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 51:3776–3790, 1994b.
- R. F. Cahalan und J. B. Snider. Marine stratocumulus structure. *Remote Sensing of Environment*, 28:95–107, 1989.
- R.F. Cahalan, D. Silberstein, und J.B. Snider. Liquid water path and plane-parallel albedo bias during ASTEX. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 52:3002–3012, 1995.
- S. Chandrasekhar. *Radiative transfer*. Dover, Mineola, New Jersey, 1960.
- P. Y. Chuang. CCN measurements during ACE-2 and their relationship to cloud microphysical properties. *Tellus B*, 52:843–867, 2000.
- J. A. Coakley Jr. Reflectivities of uniform and broken layered clouds. *Tellus B*, 43(420-433), 1991.

- P. F. Coley. The contribution of cloud inhomogeneities and droplet concentration to the albedo of broken cloud fields. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 123 (1931-1944), 1997.
- C. Cox und W. Munk. Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter. *Journal of the Optical Society of America*, 44(11):838–850, 1954a.
- C. Cox und W. Munk. Statistics of the sea surface derived from sun glitter. *Journal of Marine Research*, 13:198–227, 1954b.
- S. Crewell und U. Löhnert. Accuracy of cloud liquid water path from ground-based microwave radiometry. Part II. Sensor accuracy and synergy. *Radio Science*, 38:3, 8042, doi:10.1029/2002RS002634, 2003.
- S. Crewell, C. Simmer, H. Bloemink, A. Feijt, S. Garcia, D. Jolivet, O. Krasnov, A. van Lammeren, U. Löhnert, E. van Meijgaard, J. Meywerk, K. Pfeilsticker, M. Quante, S. Schmidt, M. Schröder, T. Scholl, T. Trautmann, V. Venema, M. Wendisch, U. Willen, und andere. The BALTEX Bridge Campaign: An integrated approach for a better understanding of clouds. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 85, 2004.
- R. Davies. The effect of finite geometry on the three-dimensional transfer of solar irradiance in clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 35:1712–1725, 1978.
- A. Davis, A. Marshak, R. Cahalan, und W. Wiscombe. The Landsat scale break in stratocumulus as a three-dimensional radiative transfer effect: Implications for cloud remote sensing. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 54(2):241–260, 1997.
- A. Davis, A. Marshak, H. Gerber, und W. J. Wiscombe. Horizontal structure of marine boundary layer clouds from centimeter to kilometer scales. *Journal of Geophysical Research*, 104(D6):6123–6144, 1999a.
- A. Davis, A. Marshak, W. Wiscombe, und R. Cahalan. Scale invariance in liquid water distributions in marine stratocumulus. Part I: Spectral properties and stationarity issues. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 53:1538–1558, 1996.
- A. B. Davis, R. F. Cahalan, D. Spinhirne, M. J. McGill, und S. P. Love. Off-beam Lidar: An emerging technique in cloud remote sensing based on radiative green-function theory in the diffusion domain. *Physics and Chemistry of the Earth (B)*, 24(3):177–185, 1999b.
- A. B. Davis und A. Marshak. Space-time characteristics of light transmitted through dense clouds: A Green's function analysis. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 59:2713–2727, 2002.
- A. B. Davis, A. Marshak, E. Kassianov, und G. M. Stokes. Three-dimensional radiative transfer makes its mark. *EOS, Transactions, American Geophysical Union*, 80(51):622–624, 1999c.
- J. M. Davis, T. B. McKee, und S. K. Cox. Application of the Monte Carlo method to problems in visibility using a local estimate: an investigation. *Applied Optics*, 24(19):3193–3205, 1985.

- L. Di Girolamo. Reciprocity principle for radiative transfer models that use periodic boundary conditions. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 73:23–27, 2002.
- F. Di Giuseppe und A. M. Tompkins. Effect of spatial organization on solar radiative transfer in three-dimensional idealized stratocumulus cloud fields. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 60:1774–1794, 2003a.
- F. Di Giuseppe und A. M. Tompkins. Three-dimensional radiative transfer in tropical deep convective clouds. *Journal of Geophysical Research*, 108(4741):doi:10.1029/2003JD003392, 2003b.
- D. J. Diner, J. C. Beckert, T. H. Reilly, C. J. Bruegge, J. E. Conel, R. A. Kahn, J. V. Martonchik, T. P. Ackerman, R. Davies, S. A. W. Gerstl, H. R. Gordon, J. P. Muller, R. B. Myneni, P. J. Sellers, B. Pinty, M. M. Verstraete, und IEEE members. Multi-angle imaging spectroradiometer (MISR). Instrument description and experiment overview. In *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, volume 36, pages 1072–1087, 1998.
- D. P. Duda, G.L. Stephens, B. Stevens, und W. R. Cotton. Effects of aerosol and horizontal inhomogeneity on the broadband albedo of marine stratus: Numerical simulations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 53:3757–3769, 1996.
- K. F. Evans. The spherical harmonic discrete ordinate method for three-dimensional atmospheric radiative transfer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 55:429–446, 1998.
- K. F. Evans, L. M. Hinkelman, und W. J. Wiscombe. Determinating the characteristics of fair weather cumulus clouds that are important for three-dimensional solar radiative transfer. In *Proceedings of the 11th Conference on Atmospheric Radiation, American Meteorological Society, Ogden, Utah, June 3 - 7, 2002*.
- K. F. Evans, S. A. McFarlane, und W. J. Wiscombe. A stochastic cloud field model for generalizing radar derived cloud structure for solar radiative transfer calculations. In *10th Annual Atmospheric Radiation Measurement Program Science Team Meeting, San Antonio, Texas, 2000*.
- K. F. Evans, S. A. McFarlane, und W. J. Wiscombe. The importance of three-dimensional solar radiative transfer in small cumulus cloud fields derived from the Nauru MMCR and MWR. In *Proceedings of the Eleventh Atmospheric Radiation Measurement (ARM) Science Team Meeting, Atlanta, Georgia, March 19-23, 2001*.
- K. F. Evans und W. J. Wiscombe. An algorithm for generating stochastic cloud fields from radar profile statistics. *accepted by Atmospheric Research special issue on Clouds and Radiation*, 2004.
- T. Faure, H. Isaka, und B. Guillemet. Neural network retrieval of cloud parameters of inhomogeneous and fractional clouds. Feasibility study. *Remote Sensing of Environment*, 77:123–138, 2001.

- T. Faure, H. Isaka, und B. Guillemet. Neural network retrieval of cloud parameters from high-resolution multispectral radiometric data. A feasibility study. *Remote Sensing of Environment*, 80:285–296, 2002.
- J. E. Finger und P. Wendling. Turbulence structure of arctic stratus clouds derived from measurements and calculations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 47:1351–1373, 1990.
- J. Fischer, L. Schüller, und R. Preusker. ATBD cloud albedo and cloud optical thickness. MERIS Level 2 Algorithms Theoretical Basis Document, 1997a. <http://envisat.esa.int/instruments/meris/pdf/atbdfull.pdf>.
- J. Fischer, L. Schüller, und R. Preusker. ATBD cloud top pressure. MERIS Level 2 Algorithms Theoretical Basis Document, 1997b. <http://envisat.esa.int/instruments/meris/pdf/atbdfull.pdf>.
- A. S. Frisch, C. W. Fairall, und J. B. Snider. Measurement of stratus cloud and drizzle parameters in ASTEX with a K-band Doppler radar and a microwave radiometer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 52:2788–2799, 1995.
- Q. Fu, M.C. Cribb, H.W. Barker, S.K. Krueger, und A. Grossman. Cloud geometry effects on atmospheric solar absorption. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 57:1156–1168, 2000.
- G. Goodrum, K. B. Kidwell, und W. Winston. NOAA KLM User's Guide, Section 3.1: Advanced Very High Resolution Radiometer/3 (AVHRR/3). <http://www2.ncdc.noaa.gov/docs/klm/html/c3/sec3-1.htm>, 2000.
- C. Hannay, R. Pincus, und K. F. Evans. Estimating three-dimensional cloudy radiative transfer effects from time-height cross sections. In *14th Annual Atmospheric Radiation Measurement Program Science Team Meeting, Albuquerque, New Mexico*, 2004.
- J. E. Hansen und L. D. Travis. Light scattering in planetary atmospheres. *Space Science Review*, 16:527–610, 1974.
- S. Harsdorf. *Streulichtaufnahmen und Fluoreszenzmessungen mit einem Unterwasserlidar*. Dissertation, Carl-von-Ossietzky Universität Oldenburg, 2000.
- F. Herbert. *Thermodynamical and dynamical structures of the global atmosphere, Chapter 2*, volume 4A of *Landolt-Börnstein - Group V Geophysics*. Springer-Verlag, Heidelberg, 1987. textstelle zu Magnus-Formel zu finden in Pruppacher appendix.
- L. Hinkelman. *The effect of cumulus cloud field anisotropy on solar radiative fluxes and atmospheric heating rates*. Dissertation, Pennsylvania State University, 2003.
- J.T. Houghton, Y. Ding, D.J. Griggs, M. Noguer, P.J. van der Linden, X. Dai, K. Maskell, und C.A. Johnson. Climate change 2001: The scientific basis. Technical report, Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC), IPCC Secretariat, c/o World Meteorological Organization, Geneva, Switzerland, 2001.
- L. L. House und L. W. Avery. The Monte Carlo technique applied to radiative transfer. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 9:1579–1591, 1969.

- ISCCP-Internetseite. ISCCP - International satellite cloud climatology project. <http://isccp.giss.nasa.gov/products/onlineData.html>, 2003.
- H. Iwabuchi und T. Hayasaka. A multi-spectral non-local method for retrieval of boundary layer cloud properties from optical remote sensing data. *Remote Sensing of Environment*, 88:294–308, 2003.
- Z. Jin, T. P. Charlock, und K. Rutledge. Analysis of broadband solar radiation and albedo over the ocean surface at COVE. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 19:1585–1601, 2002.
- A. Kahle, F. Palluconi, S. Hook, V. J. Realmuto, und G. Bothwell. The Advanced Spaceborne Thermal Emission and Reflectance Radiometer (ASTER). *Int. J. Imaging System Tech.*, 3:144–156, 1991.
- U. Karstens, C. Simmer, und E. Ruprecht. Remote sensing of cloud liquid water content. *Meteorology and Atmospheric Physics*, 54:157–171, 1994.
- S. Kato, T. Ackerman, J. Mather, und E. Clothiaux. The k-distribution method and correlated-k approximation for a shortwave radiative transfer model. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 62:109–121, 1999.
- J.R. Key. *Streamer - User's Guide*. NOAA / NESDIS / ORA / ARAD / ASPT Cooperative Institute for Meteorological Satellite Studies, University of Wisconsin, Madison, 1999.
- M. D. King, S.-C. Tsay, S. E. Platnick, M. Wang, und K.-N. Liou. Cloud retrieval algorithms for MODIS: Optical thickness, effective particle radius, and thermodynamic phase. MODIS Algorithm Theoretical Basis Document, No. ATBD-MOD-05, 1997, 1997. <http://eosps0.gsfc.nasa.gov/atbd/modistables.html>.
- A. N. Kolmogorov. Local structure of turbulence in incompressible viscous fluid at a very high Reynolds number. *Doklady Akademii Nauk SSSR*, 30:299–302, 1941.
- K.E. Kunkel und J.A. Weinma. Monte Carlo Analysis of multiply scattered lidar returns. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 33:1772–1781, 1976.
- R. L. Kurucz. Synthetic infrared spectra. In *Infrared Solar Physics, Proceedings of the 154th Symposium of the International Astronomical Union, Tucson, Arizona, USA, March 2–6, 1992*.
- A. Kylling und B. Mayer. The libRadtran software package for radiative transfer calculations: Description and examples of use. *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, 2004.
- K. N. Liou. *Radiation and cloud processes in the atmosphere. Theory, observation and modeling*. Oxford University Press, New York, Oxford, 1992.
- N. G. Loeb, T. Varnai, und D. M. Winker. Influence of subpixel-scale cloud-top structure of reflectances from overcast stratiform cloud layers. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 55:2960–2973, 1998.

- U. Löhnert, S. Crewell, und C. Simmer. An integrated approach towards retrieving physically consistent profiles of temperature, humidity and cloud liquid water. *Journal of the Applied Meteorology*, 43, 2004.
- L. B. Lucy. An iterative technique for the rectification of observed distributions. *Astronomical Journal*, 79:745–754, 1974.
- A. Macke und M. Großklaus. Light scattering by nonspherical raindrops: implications for lidar remote sensing of rainrates. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 60:355–363, 1998.
- A. Marshak, A. Davis, R. Cahalan, und W. Wiscombe. Nonlocal independent pixel approximation: Direct and inverse problems. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 36:192–204, 1998a.
- A. Marshak, A. Davis, W. Wiscombe, und R. Cahalan. Radiative smoothing in fractal clouds. *Journal of Geophysical Research*, 100(D12):26247–26261, 1995.
- A. Marshak, A. Davis, W. Wiscombe, und R. Cahalan. Inhomogeneity effects on cloud shortwave absorption measurements: Two-aircraft simulations. *Journal of Geophysical Research*, 102:16619–16637, 1997a.
- A. Marshak, A. Davis, W. Wiscombe, und R. Cahalan. Scale invariance in liquid water distributions in marine stratocumulus. Part II: Multifractal properties and intermittency issues. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 54:1423–1444, 1997b.
- A. Marshak, A. Davis, W. Wiscombe, und R. Cahalan. Radiative effects of sub-mean free path liquid water variability observed in stratiform clouds. *Journal of Geophysical Research*, 103(D16):19557–19567, 1998b.
- A. Marshak, A. Davis, W. Wiscombe, W. Ridgway, und R. Cahalan. Biases in shortwave column absorption in the presence of fractal clouds. *Journal of Climate*, 11:431–446, 1998c.
- G. M. Martin, D. W. Johnson, und A. Spice. The measurement and parameterization of effective radius of droplets in warm stratocumulus clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 51:1823–1842, 1994.
- B. J. Mason. *The physics of clouds*. Clarendon Press, Oxford, 1971.
- B. Mayer. I3RC phase 1 results from the MYSTIC Monte Carlo model. In *Intercomparison of three-dimensional radiation codes: Abstracts of the first and second international workshops*. University of Arizona Press, 1999. ISBN 0-9709609-0-5.
- B. Mayer. I3RC phase 2 results from the MYSTIC Monte Carlo model. In *Intercomparison of three-dimensional radiation codes: Abstracts of the first and second international workshops*. University of Arizona Press, 2000. ISBN 0-9709609-0-5.
- B. Mayer, M. Schröder, R. Preusker, und L. Schüller. Remote sensing of water cloud droplet size distributions using the backscatter glory: a case study. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 4:1255–1263, 2004a.

- B. Mayer, G. Seckmeyer, und A. Kylling. Systematic long-term comparison of spectral UV measurements and UVSPEC modeling results. *Journal of Geophysical Research*, 102(D7): 8755–8767, 1997.
- B. Mayer, T. Zinner, G. Seiz, A. Roditakis, C. Naud, und M. Schröder. Final report CLOUDMAP2, Deliverable 13: 3D cloud field data from earth observation and ground-based sensors. Technical report, Programme 'Energy, Environment and Sustainable Development 1999-2002', EU Contract no. EVG1-CT- 2000-0003, 2004b.
- T.B. McKee und S.K. Cox. Scattering of visible radiation by finite clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 31:1885–1892, 1974.
- R. Meerkötter, C. König, P. Bissolli, G. Gesell, und H. Mannstein. A 14-year European Cloud Climatology from NOAA/AVHRR data in comparison to surface observations. *Geophysical Research Letters*, 31:L15103, doi:10.1029/2004GL020098, 2004.
- G. Mie. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Annalen der Physik*, 25:377–445, 1908.
- C. Moroney, R. Davies, und J. P. Muller. Operational retrieval of cloud-top heights using MISR data. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 40(7):1532–1540, 2002.
- T. Nakajima und M. D. King. Determination of the optical thickness and effective particle radius of clouds from reflected solar radiation measurements. Part I: Theory. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 47:1878–1893, 1990.
- T. Nakajima, M. D. King, J. D. Spinhirne, und L. F. Radke. Determination of the optical thickness and effective particle radius of clouds from reflected solar radiation measurements. Part II: Marine stratocumulus observations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 48:728–750, 1991.
- T. Nakajima und M. Tanaka. Effect of wind-generated waves on the transfer of solar radiation in the atmosphere-ocean system. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 29(6):521–537, 1983.
- T. Y. Nakajima und T. Nakajima. Wide-area determination of cloud microphysical properties from NOAA AVHRR measurements for FIRE and ASTEX regions. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 52:4043–4059, 1995.
- W. O'Hirok und C. Gautier. A three-dimensional radiative transfer model to investigate the solar radiation within a cloudy atmosphere. Part I: Spatial effects. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 55:2162–2179, 1998.
- H. Pawlowska und J.-L. Brenguier. Microphysical properties of stratocumulus clouds during ACE-2. *Tellus B*, 52:868–887, 2000.
- H. Pawlowska, J.-L. Brenguier, und F. Burnet. Microphysical properties of stratocumulus clouds. *Atmospheric Research*, 55:15–33, 2000.

- K. M. Perry und S. J. Reeves. Generalized cross-validation as a stopping rule for the Richardson-Lucy algorithm. In *Proceedings of The Restoration of Hubble Space Telescope Images and Spectra - II, The Space Telescope Science Institute, Baltimore, Maryland, 18-19 November, 1993*, 1994.
- M. Pinsky und A. Khain. Fine structure of cloud droplet concentration as seen from Fast-FSSP measurements. Part II: Results of in-situ observations. *Journal of the Applied Meteorology*, 42:65–73, 2003.
- S. Platnick, M. D. King, S. A. Ackerman, W. P. Menzel, B. A. Baum, J. C. Riedi, und R.A. Frey. The MODIS cloud products: Algorithms and examples from TERRA. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 41:459–473, 2003.
- S. Platnick, J.Y. Li, M. D. King, H. Gerber, und P. V. Hobbs. A solar reflectance method for retrieving optical thickness and droplet size of liquid water clouds over snow and ice surfaces. *Journal of Geophysical Research*, 106:15185–15199, 2001.
- W. H. Press, Flannery. S. A., S. A. Teukolsky, und W. L. Vetterling. *Numerical recipes*. Cambridge University Press, Cambridge, 1987.
- J. D. Pruppacher, H. R. and Klett. *Microphysics of clouds and precipitation*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Netherlands, 1997.
- Lord Rayleigh. On the incidence of aerial and electric waves upon small obstacles in the form of ellipsoids or elliptic cylinders, and on the passage of electric waves through a circular aperture in a conducting screen. *Philosophical Magazine*, 44:28–52, 1897.
- P. Ricchiazzi, S. Yang, C. Gautier, und D. Sowle. SBDART: A research and teaching software tool for plane-parallel radiative transfer in the Earth’s atmosphere. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 79:2101–2114, 1998.
- W. H. Richardson. Bayesian-based iterative method of image restoration. *Journal of the Optical Society of America*, 62:55–59, 1972.
- C. Rogers. Meteosat Second Generation - MSG Level 1.5 Image Data Format Description. Doc. No. : EUM/MSG/ICD/105 2, EUMETSAT, November 2001.
- W. B. Rossow, C. Delo, und B. Cairns. Implications of the observed mesoscale variations of clouds for the earth’s radiation budget. *Journal of Climate*, 15(6):557–585, 2002.
- W. B. Rossow und A. A. Lacis. Global, seasonal cloud variations from satellite measurements. Part II: Cloud properties and radiative effects. *Journal of Climate*, 3(11):1204–1253, 1990.
- W. B. Rossow und R. A. Schiffer. ISCCP cloud data products. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 72:2–20, 1991.
- W. B. Rossow und R. A. Schiffer. Advances in understanding clouds from ISCCP. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 80:2261–2287, 1999.

- R. Scheirer und A. Macke. On the accuracy of the independent column approximation in calculating the downward fluxes in the UVA, UVB, and PAR spectral ranges. *Journal of Geophysical Research*, 106(D13):14301–14312, 2001.
- R. Scheirer und S. Schmidt. Retrieving inhomogeneous clouds. In *ICCP 2004 - 14th international conference on clouds and precipitation, Bologna, Italy, 19-23 July, 2004*.
- T. Schreiber und A. Schmitz. Improved surrogate data for nonlinearity tests. *Physical Review Letters*, 77, 1996.
- T. Schreiber und A. Schmitz. Surrogate time series. *Physica D*, 142, 2000.
- M. Schröder und R. Bennartz. Impact of gas absorption and surface albedo on cloud radiative smoothing. *Geophysical Research Letters*, 30:1168,doi:10.1029/2002GL016,523, 2003.
- M. Schröder, L. Schüller, R. Preusker, und J. Fischer. persönliche Mitteilung. Institut für Weltraumwissenschaften, Freie Universität Berlin, 2004.
- L. Schüller, J.-L. Brenguier, und H. Pawlowska. Retrieval of microphysical, geometrical, and radiative properties of marine stratocumulus from remote sensing. *Journal of Geophysical Research*, 108(D15):doi:10.1029/2002JD002680, 2003.
- A. Schuster. Radiation through a foggy atmosphere. *Astrophysical Journal*, 21(1):22, 1905.
- G. Seiz. *Ground- and satellite-based multi-view determination of 3D cloud geometry*. Dissertation, IGP Mitteilungen Nr. 80, Institute of Geodesy and Photogrammetry, ETH Zuerich, Switzerland, 2003.
- A. Siebesma, C. S. Bretherton, A. Brown, A. Chlond, J. Cuxart, P. G. Duynkerke, H. Jiang, M. Khairoutdinov, D. Lewellen, C.-H. Moeng, E. Sanchez, B. Stevens, und D. E. Stevens. Large eddy simulation intercomparison study of shallow cumulus convection. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 60(10):1201–1219, 2003.
- K. Stamnes, S. C. Tsay, W. Wiscombe, und K. Jayaweera. A numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media. *Applied Optics*, 27(12):2502–2509, 1988.
- B. Stevens und D. H. Lenschow. Observations, experiments, and large eddy simulation. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 82(2):283–294, 2001.
- H. von Storch und F. W. Zwiers. *Statistical Analysis in Climate Research*. Cambridge University Press, Cambridge, 1999.
- G. E. Thomas und K. Stamnes. *Radiative transfer in the atmosphere and ocean*. Cambridge University Press, Cambridge, 1999.
- A. M. Tompkins und F. di Giuseppe. Solar radiative biases in deep convective regimes: Possible implications for dynamical feedback. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 129:1721–1730, 2003.

- T. Varnai. Influence of three-dimensional radiative effects on the spatial distribution of shortwave cloud reflection. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 57:216–229, 2000.
- T. Varnai und A. Marshak. Statistical analysis of the uncertainties in cloud optical depth retrievals caused by three-dimensional radiative effects. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 58:1540–1548, 2001.
- T. Varnai und A. Marshak. Observations of three-dimensional radiative effects that influence MODIS cloud optical thickness retrievals. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 59:1607–1618, 2002.
- V. Venema, S. Meyer, S. G. Garcia, C. Simmer, S. Crewell, U. Löhnert, T. Trautmann, und A. Macke. Iterative amplitude adapted fourier transform surrogate cloud fields. *submitted to Tellus A*, 2004.
- P. Wendling. Albedo and reflected radiance of horizontally inhomogeneous clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 34:642–650, 1977.
- R. Wood und J. P. Taylor. Liquid water path variability in unbroken marine stratocumulus clouds. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 127:2635–2662, 2001.
- K. Wyser, W. O’Hirok, C. Gautier, und C. Jones. Remote sensing of surface solar irradiance with corrections for 3-D cloud effects. *Remote Sensing of Environment*, 80:272–284, 2002.
- P. Zuidema und K. F. Evans. On the validity of the independent pixel approximation for boundary layer clouds observed during ASTEX. *Journal of Geophysical Research*, 103:6059–6074, 1998.

Index

A

Ableitung der solaren Strahlungsbilanz, 45
Ableitung dreidimensionaler Wolkenstrukturen, 47
Absorption, 11, 12, 46, 100
Absorptivität, 12
ACE2 CLOUDYCOLUMN, 19
adiabatischer Flüssigwasserzuwachs, 38
adiabatisches Flüssigwasserprofil, 39
adiabatisches Profil des Effektivradius, 40
adiabatisches Profilmodell, 37, 38
Albedo einer Wasseroberfläche, 42
Amplitude der Fourierkomponenten, 22, 32
Angströmparameter, 14
ASTER, 18
Asymmetrieparameter, 14
Aufrauung, 4
AVHRR, 16, 43, 77

B

Bedeckungsgrad, effektiver, 23
Bestrahlungsstärke, 9
bidirektionale Reflexionsverteilungsfunktion, 12

C

CASI, 19
CASI Daten, 124
CASI Daten., 124

D

DISORT, 25, 29

E

ECC, 118

effektiver Bedeckungsgrad, 23
effektiver Radius, 14, 42, 44, 47, 96
Einfachstreualbedo, 11
Einfluss inhomogener Bewölkung
Ableitung der solaren Strahlungsbilanz, 99
Definition der Fehlergrößen, 76
Fernerkundung der optischen Dicke, 77
Fernerkundung des effektiven Radius, 96
Gesamtfehler, 76
Hochauflösende nadirblickende Sensoren, 80
IP Fehler, 77
PP Fehler, 76
relativer Fehler, 77
Sensoren geostationärer Satelliten, 88
Sensoren polarumlaufender Satelliten, 83
Emissionskoeffizient, 12
Energiedichtespektren für Monte Carlo Ergebnisse, 60
Energiedichtespektrum, 21
zweidimensional, 35
entrainment, 38
Entrauschung des Monte Carlo Energiedichtespektrums, 62
ENVISAT, 16
Extinktionseffizienz, 11
Extinktionskoeffizient, 10
Extinktionswirkungsquerschnitt, 11
extraterrestrische Bestrahlungsstärke, 28

F

Faltung, 58
Fast Fourier Transform, FFT, 32
Fernerkundung
Unsicherheiten, 26
Fernerkundung der optischen Dicke, 42

- Einfluss inhomogener Bewölkung, 77
 Fernerkundung des effektiven Radius, 42
 Einfluss inhomogener Bewölkung, 96
 Fernerkundungsverfahren
 Ableitung der optischen Dicke aus der Reflektivität, 42
 Ein-Wellenlängen-Verfahren, 42
 Ableitung dreidimensionaler Wolkenstrukturen, 47, 53
 Ableitung von optischer Dicke und Effektivradius, 42
 Zwei-Wellenlängen-Verfahren, 42
 feuchtadiabatische Temperaturabnahme, 38
 Flüssigwassergehalt, 14
 Flüssigwasserpfad, 14
 Fourierraum, 21
 Fouriertransformation, 21
- G**
- Gauss-Verteilung, 31
 Geometrieeffekte, 23
 geostationärer Blickwinkel auf Mitteleuropa, 78
 geostationärer Sensor-Blickwinkel, 44
 Gesamtfehler der Fernerkundung, 76
 Glättung, 4
 Green'sche Funktion, 48
 Laseranalogie, 54
 PSF, 54
 und Oberkantenstruktur, 51
 und Sonnenstand, 52
- H**
- Horizontaltransport von Photonen, 48
- I**
- IAAFT, 31
 ideale Gasgleichung, 38
 independent pixel approximation, IPA, 25
 independent pixel Fehler der Fernerkundung, 27
 independent pixel Fehler der Fernerkundung, IP Fehler, 77
 Inversion der Strahlungstransportgleichung, 42
- K**
- Koagulation, 38
 Kolmogorov Turbulenz-Gesetz, 21
 Konvektive Bewölkung, 110
- L**
- Lambert'sche Albedo, 12
 Lambert-Beer Gesetz, 11
 Landsat, 18
 Laseranalogie
 Ableitung einer PSF, 54
 LES - Grobstruktursimulation, 20
 libRadtran, 28
 lookup table, 42
- M**
- Magnus-Formel, 39
 MERIS, 16
 Mie-Streuung, 13
 Mikrowelle, 15
 MISR, 16, 77
 Mittelwert einer Verteilung, 32
 MODIS, 16, 43, 77
 Monte Carlo Methode, 23, 29
 MSG-SEVIRI, 77
 MYSTIC, 29
 MYSTIC-Laser, 55
- N**
- Näherung unabhängiger Bildelemente (IPA), 25
 nicht-adiabatische Profile, 40
 NOAA, 16
 nonlocal independent pixel Verfahren, 48
 Normal-Verteilung, 31
- O**
- optische Dicke, 11, 42, 47
 Ortsraum, 21
- P**
- PDF, 20, 31
 Phase der Fourierkomponenten, 22, 32
 Planck'sche Strahlungsformel, 12

- planparallele Näherung, PPA, 24
 planparalleler Fehler, 3, 26
 planparalleler Fehler der Fernerkundung, PP
 Fehler, 76
 positiver PP Fehler, 80, 90
 point spread function, PSF, 54
 bei durchbrochener Wolkendecke, 58
 bei geschlossener Wolkendecke, 58
 Green'sche Funktion, 54
- R**
- Radar, 15
 Rayleigh-Streuung, 13
 Reflektivität, 12
 Reflexion, 12, 46, 100
 Regentropfen, 15
 relativer Fehler
 Einfluss inhomogener Bewölkung, 77
 Richardson-Lucy-Algorithmus, 57
- S**
- Sättigung, 38
 Sättigungsdampfdruck, 39
 Sättigungsmischungsverhältnis, 39
 Satz von Bayes, 57
 Schattenwurf, 23
 Selbstähnlichkeit, 22
 Skalenbruch, 48, 50
 Skaleninvarianz, 22
 solarer Spektralbereich, 9, 10
 Solarkonstante, 12
 Spektralbereiche, 9
 Standardabweichung einer Verteilung, 32
 Standardatmosphäre, 29
 Statistisches Wolkenmodell, 31
 Strahldichte, 9
 Strahlungsaufrauung, 4, 51
 Strahlungsglättung, 4, 24, 50
 Strahlungstransport, 22
 dreidimensional, 23
 eindimensional, 24
 Strahlungstransportgleichung, 11
 Strahlungstransportmodelle, 28
 Streufunktion, 12, 13
 Entwicklung durch Legendre-Polynome, 44
- Streuung, 11
 an Aerosol, 13, 15
 an Eisteilchen, 15
 an Molekülen, 13
 an Wolkentröpfchen, 13
 subskalige Inhomogenität, 26
- T**
- TERRA/AQUA, 16
 terrestrischer Spektralbereich, 9, 10
 TOCUBE, 37
 TOSQUARE, 31
 Transmission, 12, 46, 100
 Transmissivität, 12
 Tröpfchengrößenverteilung, 14
 Tröpfchenkonzentration, 14, 40
- V**
- Varianz einer Verteilung, 32
- W**
- Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung, PDF, 20,
 31
 weißes Rauschen, 32
 Winkelverteilung der Reflexion, 106
 Wolkenmodell
 statistisches, 31
 Wolkenmodelle, 30
 numerisch physikalische, 4, 20
 statistische, 4, 20
 Wolkentröpfchen, 13

Danksagung

Herzlich bedanken möchte ich mich bei einer Reihe von Personen für ihre Unterstützung, ohne die die vorliegende Arbeit in dieser Form nicht möglich gewesen wäre. Meinem Doktorvater Herrn Prof. Ulrich Schumann danke ich für die Möglichkeit, diese Dissertation am Institut für Physik der Atmosphäre des DLR Oberpfaffenhofen anfertigen zu können und für seine stetige Unterstützung meiner Arbeit. Vielen Dank auch an Frau Prof. Susanne Crewell für die bereitwillige Übernahme des Koreferats.

Herrn Dr. Bernhard Mayer gilt mein besonderer Dank für die allzeit hervorragende Betreuung meiner Arbeit, viele wertvolle Anregungen und seine unermüdliche Unterstützung bei Problemen aller Art. Insbesondere seine fachkundigen Hilfe beim Einsatz der grundlegenden Werkzeuge dieser Arbeit, dem Strahlungstransportpaket *libRadtran* und dem Monte Carlo Modell *MYSTIC* waren von unschätzbarem Wert.

Bei allen Kollegen der Abteilung Fernerkundung der Atmosphäre möchte ich mich für die angenehme Zusammenarbeit bedanken, die Bereitschaft aller, sich immer Zeit zur gegenseitigen Hilfe und anregenden Diskussionen zu nehmen und nicht zuletzt auch für die vielen Geburtstagskuchen. Spezieller Dank geht an Bernd Maresch, Luca Bugliaro, Richard Meyer, Ronald Scheirer und wiederum Bernhard Mayer für das Korrekturlesen der Arbeit und eine Reihe wertvoller Anmerkungen. Bei Ralf Meerkötter möchte ich mich für die Aufbereitung der Daten aus der Wolkenklimatologie *ECC* bedanken.

Mein Dank geht auch an die Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Jürgen Fischer am Institut für Weltraumwissenschaften der Freien Universität Berlin und dort insbesondere an Mark Schröder für die Bereitstellung der *CASI* Daten. Diese Zusammenarbeit fand im Rahmen des EU Projektes *CLOUDMAP2* statt.

Meiner Freundin Anja Smetana danke ich für ihre große Geduld und Fürsorge für ihren gestressten Freund. Auch bei meinen Eltern möchte ich mich herzlich bedanken für all ihre sehr grundlegenden Verdienste um diese Arbeit.

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name	Tobias Zinner
geboren	am 22.2.1974 in Schrobenhausen
Anschrift	Thalhofstraße 2, 86899 Landsberg am Lech

Schulbildung:

Sept. 1980 - Juli 1984	Grundschule Mering
Sept. 1984 - Juli 1993	Rudolf-Diesel-Gymnasium Augsburg (Abitur)
Nov. 1993 - Jan. 1995	Zivildienst im Sozialpsychiatrischen Dienst der Diakonie in Augsburg

Studium:

Okt. 1995 - März 1996	Studium Physik an der Technischen Universität München, 1.Fachsemester
März 1996 - Sept. 1999	Studium Meteorologie an der Ludwig-Maximilians-Universität in München, ab dem 2.Fachsemester
Sept. 1999 - März 2000	Studium Meteorologie, University of Reading, Großbritannien
April 2000 - Juli 2001	Studium Meteorologie an der Ludwig-Maximilians-Universität in München
Juli 2001	Diplom in Meteorologie, Diplomarbeit zum Thema „Analyse und Modellierung des Verhaltens von Flugzeugwirbelschleppen in der Atmosphäre“ am Institut für Physik der Atmosphäre, DLR Oberpfaffenhofen
Sept. 2001 - Dez. 2004	Doktorand am Institut für Physik der Atmosphäre, DLR Oberpfaffenhofen
seit Jan. 2005	Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Physik der Atmosphäre, DLR Oberpfaffenhofen