

Photonenweglängen in konvektiver Bewölkung unter Berücksichtigung der räumlichen Wolkeninhomogenität

DISSERTATION
ZUR ERLANGUNG DES DOKTORGRADES
DER MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN FAKULTÄT
DER CHRISTIAN-ALBRECHTS-UNIVERSITÄT
ZU KIEL

VORGELEGT VON

Mario Schewski



IFM-GEOMAR

Leibniz-Institut für Meereswissenschaften
an der Universität Kiel

Kiel, November 2006

Referent/in:	Prof. Dr. Andreas Macke
Korreferent/in:	Prof. Dr. Kirstin Krüger
Tag der mündlichen Prüfung:	18. Dezember 2006
Zum Druck genehmigt:	Kiel, 18. Dezember 2006

Der Dekan

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	iii
Abstract	v
Abbildungsverzeichnis	ix
Tabellenverzeichnis	xi
Abkürzungen	xiii
1 Einleitung	1
2 Atmosphärischer Strahlungstransport	9
2.1 Interaktion von Strahlung mit Materie	10
2.1.1 Streuung	12
2.1.2 Absorption	15
2.2 Die Strahlungstransportgleichung	20
2.3 Numerische Strahlungstransportmodelle	22
2.3.1 Methode der sukzessiven Streufolge	22
2.3.2 Verdopplungs-Additionsmethode	22
2.3.3 Zweistromverfahren	23
2.3.4 Kugelflächenfunktionen- und diskrete Ordinaten-Methode	23
2.3.5 Monte-Carlo-Methode	24
2.3.6 Unabhängige-Säulen-Approximation	31
2.4 Photonenweglängen	32
3 Wolken	39
3.1 Wolken aus Messungen	39
3.2 Wolken aus Simulationen	41
3.2.1 Statistische Wolkensimulation	42
3.2.2 Hydrodynamische Wolkensimulation	43

3.3	Das GESIMA-Modell	44
3.4	Die GESIMA-Wolken	47
3.5	Umrechnung der Wolkeneigenschaften	49
4	Räumliche und spektrale Änderung der PPL-PDF	53
4.1	Wellenlängenabhängigkeit der PPL-PDF	54
4.2	Entfernungsabhängigkeit der PPL-PDF	60
5	Evaluierung der Photonenweglängenableitung aus DOAS-Messungen	67
5.1	Konfiguration der Modellläufe	68
5.2	Vergleich zwischen abgeleiteter und direkt simulierte PPL-PDF . .	69
6	Zusammenhang zwischen Wolkeneigenschaften und Photonenweglängen	75
6.1	Lokaler Zusammenhang	80
6.2	Einfluss des Wolkenumfelds	87
6.3	Wolkenlücken über dem Detektor	92
7	Schlussbetrachtung	103
	Literatur	109
	Danksagung	119
	Erklärung	120

Zusammenfassung

Die Existenz von Wolken wirkt sich durch Streuung im Wolkeninnern und Reflexion an den Wolkenrändern stark auf die Photonenweglänge der transmittierten solaren Strahlung aus. Dadurch enthält die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Photonenweglänge (PPL-PDF) gebietsgemittelte Informationen zum Wolkenzustand, einschließlich der durchlaufenen Wolkeninhomogenität.

Die vorliegende Arbeit untersucht zunächst die Änderung der PPL-PDF mit der räumlichen Variation des Wolkenfeldes innerhalb einer Wolkenszene sowie die spektrale Abhängigkeit der PPL-PDF von der Gasabsorption.

Anschließend wird der Zusammenhang zwischen den ersten beiden zentralen Momenten der PPL-PDF ($\langle \text{PPL} \rangle$ und $\sigma(\text{PPL})$) und verschiedenen Wolkeneigenschaften untersucht. Hierzu wurden mit dem rückwärts rechnenden, dreidimensionalen Monte-Carlo-Strahlungstransportmodell MC-UNIK-BW 436 PPL-PDFs in 218 Wolkenfeldern simuliert. Die dreidimensionalen Wolkendatensätze stammen aus dem hydrodynamischen, mesoskaligen Atmosphärenmodell GESIMA.

Da für homogene Wolken theoretisch $\langle \text{PPL} \rangle \propto \tau$ gilt, findet sich der stärkste Zusammenhang zur PPL-PDF mit der optischen Dicke τ der Wolken. Jedoch wird die Proportionalität zwischen τ und $\langle \text{PPL} \rangle$ durch die räumliche Variabilität der Wolken gestört.

Die Beziehung des Bedeckungsgrads und der internen Wolkeninhomogenität zur PPL-PDF unterscheidet sich deutlich von der mit τ . Es zeigt sich, dass bei schrägem Einfall der solaren Strahlung der Bedeckungsgrad und die interne Wolkeninhomogenität jeweils halb so viel an der Varianz von $\langle \text{PPL} \rangle$ erklären wie die optische Dicke τ .

Experimentell lässt sich die PPL-PDF aus spektral hochaufgelösten Messungen der transmittierten Strahlung in der O₂ A-Bande ableiten. Eine solche Versuchsanordnung wurde im Computer simuliert und die abgeleitete PPL-PDF mit der direkt simulierten verglichen. Der Einfluss der Wolkeninhomogenität zeigt sich hierbei als Störung in der Ableitung der PPL-PDF aus Messungen.

Eine getrennte Untersuchung des PPL-PDF-Datensatzes für Detektoren unter einer bewölkten und unter einer wolkenfreien Atmosphärensäule ergibt, dass sich durch diese Zusatzinformation die Korrelationen zwischen Wolkeneigenschaften und den Momenten der PPL-PDF deutlich erhöhen und sich teilweise neue Beziehungen ergeben.

Abstract

The existence of clouds has a large impact on the photon pathlength of transmitted solar radiation due to scattering within the clouds and reflection at the cloud boundaries. For this reason the photon pathlength probability density function (PPL-PDF) contains domain averaged information of the cloud situation including the traversed cloud inhomogeneity.

At first this study investigates the modification of the PPL-PDF with the spatial variation of the cloud field within a cloud scene as well as the spectral dependency of the PPL-PDF from gas absorption.

Afterwards the connection between the central moments of order 1 and 2 of the PPL-PDF ($\langle \text{PPL} \rangle$ and $\sigma(\text{PPL})$) and different cloud properties is analysed. To this end 436 PPL-PDFs in 218 cloud fields were simulated with the three-dimensional backward Monte-Carlo radiative transfer model MC-UNIK-BW. The three-dimensional cloud database was obtained from the hydrodynamic, mesoscale atmospheric model GESIMA.

In the case of homogeneous clouds the relation $\langle \text{PPL} \rangle \propto \tau$ is applicable. Hence, the strongest connection found for the PPL-PDF is with the optical thickness τ of the clouds. But the proportionality between τ and $\langle \text{PPL} \rangle$ is disturbed by the spatial variability of the clouds.

The relation of cloud cover and the internal cloud inhomogeneity with the PPL-PDF differs clearly from that with τ . Under inclined solar irradiation it turns out that each of cloud cover and internal cloud inhomogeneity are owing half of the explained variance in $\langle \text{PPL} \rangle$ that is contained in τ .

In experiments the PPL-PDF is deduced from spectroscopically highly resolved measurements of the transmitted radiation inside the O₂ A-Band. This arrangement is simulated numerically and the resulting deduced PPL-PDF is compared to a directly simulated PPL-PDF. It is found that the influence of cloud inhomogeneity is a perturbation in the derivation of the PPL-PDF from measurements.

An analysis of the PPL-PDF dataset split up into detectors under a cloudy and under a cloudfree atmospheric column shows that this additional information raises the correlation between cloud properties and the central moments of the PPL-PDF and partially results in new dependencies.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Mittlere jährliche globale Energiebilanz der Erde aus ERBE-Messungen (Kiehl und Trenberth, 1997).	2
1.2	Darstellung des Albedofehlers anhand zweier exemplarischer Wolkenpixel.	3
1.3	Wolkenfernerkundung auf der Messkampagne BBC im August/September 2001 in Cabauw, den Niederlanden.	7
2.1	Zur Definition der Strahldichte.	11
2.2	Streuungsfunktionen für Wolkentropfen aus der Mie-Theorie, für Gasmoleküle aus der Rayleigh-Theorie und für Regentropfen und irreguläre Eiskristalle aus der geometrischen Optik.	14
2.3	Linienintensitäten des diskreten Absorptionsspektrums von Sauerstoff aus HITRAN.	16
2.4	Doppler- und Lorentz-Profil am Boden und in 20,1, 30,1 und 40,3 km Höhe.	17
2.5	Spektrale Änderung des Volumen-Absorptionskoeffizienten für flüssiges Wasser und für Eis.	19
2.6	Änderung der Strahldichte nach der Strahlungstransportgleichung während des Passierens einer Schicht.	20
2.7	Funktionsweise der klassischen MC-Strahlungstransportsimulation.	26
2.8	Funktionsweise der „local estimate“ MC-Strahlungstransportsimulation.	28
2.9	Vergleich der PPL-PDF aus der vorwärts- und aus der rückwärts-MC-Methode.	29
2.10	Funktionsweise der rückwärts rechnenden MC-Strahlungstransportsimulation.	30
2.11	Unabhängigen-Säulen-Approximation im Unterschied zum dreidimensionalen Strahlungstransport.	32
2.12	Differentielle Absorption am Beispiel zweier Wellenlängen.	34

2.13	Gemessene PPL-Verlängerung und Rückstreuung der Wolken aus dem „milimeter-wave cloud radar“ (MMCR) aus Min et al. (2001).	37
2.14	PPL-PDF als Zuwachs der geometrischen PPL und der optischen PPL für reflektierte Strahlung aus Heidinger und Stephens (2002).	38
3.1	Optische Dicke eines Wolkenfelds aus einer LANDSAT-Aufnahme (Heidinger und Stephens, 2002).	40
3.2	Mit IPT-Algorithmus abgeleitete Wolkenwasserprofile. Dazu Rückstreusignal des Wolkenradars und Wolkenwassergehalt aus passiver Mikrowelle.	42
3.3	Parametrisierte mikrophysikalische Umwandlungsprozesse im GESIMA-Wolkenmodul von Levkov et al. (1992) (Hagedorn, 1996).	47
3.4	Vertikale Pfade von Gesamtwasser und Wolkenwasser, Eis, Regen und Schnee einer GESIMA-Wolke.	49
3.5	Entwicklung der dreidimensionalen Struktur einer GESIMA-Wolke, dargestellt anhand des Wolkenextinktion.	52
4.1	Gesamtwasserpfad der verwendeten GESIMA-Wolke mit Detektorposition für Kapitel 4.1 und Kapitel 5.	55
4.2	Histogramme der PPL-PDFs für unterschiedlich starke Gasabsorption bei $\Theta_0 = 60^\circ$.	56
4.3	Histogramme der PPL-PDFs für unterschiedlich starke Gasabsorption bei $\Theta_0 = 0^\circ$.	57
4.4	Mittlere PPL und Standardabweichung der PPL in Abhängigkeit des Gasabsorptionskoeffizienten.	58
4.5	Gesamtwasserpfad der verwendeten GESIMA-Wolke mit Detektorpositionen.	60
4.6	Die ersten beiden zentralen Momente der PPL-PDF und optische Dicken der Atmosphärensäulen für die Simulationsgebiete [a], [b] und [c].	61
4.7	Autokorrelationsfunktionen der ersten beiden zentralen Momente der PPL-PDF und der optischen Dicke für die Simulationsgebiete [a], [b] und [c].	64
5.1	Mit MC-LE modelliertes Spektrum und im Zuge der Heidelberger PPL-PDF-Bestimmung angepasstes Spektrum. Aus Scholl (2006).	69
5.2	Residuum zwischen mit MC-LE modellierter und angepasster Transmission. Aus Scholl (2006).	70
5.3	Direkt simulierte und aus simuliertem Transmissionsspektrum abgeleitete PPL-PDF für den gleichen Detektor.	72

6.1	Mittlere absolute Differenz der zentralen Momente der PPL-PDF für alle Detektoren und nur für Zeitschritte mit 20 Minuten Abstand.	78
6.2	PPL-verlängernde und -verkürzende Prozesse in Wolken.	80
6.3	Optische Dicke der Wolken über dem Detektor aufgetragen gegen Mittelwert und Standardabweichung der PPL-Verlängerung.	82
6.4	Histogramm der PPL-PDF für einen wolkenfreien Detektor mit großer Weglängenverlängerung unter $\Theta_0 = 0^\circ$	83
6.5	Korrelationen zwischen den Wolkeneigenschaften senkrecht über dem Detektor und mittlerer PPL beziehungsweise Standardabweichung der PPL.	84
6.6	Rangkorrelation zwischen $\langle \text{PPL} \rangle$ und τ bzw. $\sigma(\text{PPL})$ und τ für verschieden große Einflussbereiche von τ	88
6.7	Wie Abbildung 6.6, nur für die Rangkorrelationen zwischen $\langle \text{PPL} \rangle$ und den verbleibenden Wolkenvariablen.	90
6.8	Wie Abbildung 6.6, nur für die Rangkorrelationen zwischen $\sigma(\text{PPL})$ und den verbleibenden Wolkenvariablen.	91
6.9	Rangkorrelationen zwischen optischer Dicke und $\langle \text{PPL} \rangle$ bzw. $\sigma(\text{PPL})$ in Abhängigkeit des Einflussradius R , aufgespalten in die Fälle mit Wolken in der Säule über dem Detektor und die Fälle mit wolkenfreier Säule über dem Detektor.	94
6.10	Typische PPL-PDF eines Detektors unter einer wolkenfreien Atmosphärensäule bei $\Theta_0 = 60^\circ$	95
6.11	Wie Abbildung 6.9 für Rangkorrelationen aller Wolkenparameter mit $\langle \text{PPL} \rangle$ in den Fällen eines bedeckten Detektors.	97
6.12	Wie Abbildung 6.9 für Rangkorrelationen aller Wolkenparameter mit $\sigma(\text{PPL})$ in den Fällen eines bedeckten Detektors.	98
6.13	Wie Abbildung 6.9 für Rangkorrelationen aller Wolkenparameter mit $\langle \text{PPL} \rangle$ in den Fällen eines wolkenfreien Detektors.	100
6.14	Wie Abbildung 6.9 für Rangkorrelationen aller Wolkenparameter mit $\sigma(\text{PPL})$ in den Fällen eines wolkenfreien Detektors.	101

Tabellenverzeichnis

4.1	Korrelationslängen für $\langle \text{PPL} \rangle$, $\sigma(\text{PPL})$ und τ	65
5.1	$\langle \text{PPL} \rangle$ und $\sigma(\text{PPL})$ abgeleitet aus simuliertem Transmissionsspektrum und direkt modelliert.	72
6.1	Theoretischer Luftmassenfaktor, $\langle \text{PPL} \rangle$ und $\sigma(\text{PPL})$ der 9 wolkenfreien Strahlungstransportrechnungen.	77
6.2	Korrelationen zwischen Detektoren in der gleichen Wolkenszene für $\langle \text{PPL} \rangle$ und $\sigma(\text{PPL})$	79
6.3	Mittelwerte von $\langle \text{PPL} \rangle$ und $\sigma(\text{PPL})$ über alle Wolkenszenarien und typische PPL-Verlängerung durch Wolken.	79
6.4	Pearson-Rangkorrelationen der Wolkenparameter untereinander.	86
7.1	Durch die stofflichen/optischen Wolkeneigenschaften und die externe und interne Wolkeninhomogenität erklärten Varianzen in $\langle \text{PPL} \rangle$ und $\sigma(\text{PPL})$	106

Abkürzungen

Abkürzung	Beschreibung
AMF	Luftmassenfaktor
ARM	Atmospheric Radiation Measurement Project
β_x	Volumenextinktionskoeffizient der Wolken
BALTEX	Baltic Sea Experiment
BBC	Baltex Bridge Campaign
CLIWA-NET	Cloud Liquid Water Network
CPR	Cloud Profiling Radar
CloudSat	Wolkenfernerkundungssatellit, Träger des CPR
ΔH	vertikale geometrische Wolkenausdehnung
DOAS	Differential Optical Absorption Spectroscopy
DWD	Deutscher Wetterdienst
ECHAM	atmosphärisches GCM des Max Planck Instituts für Meteorologie
ERBE	Earth Radiation Budget Experiment
EWP	vertikal integrierter Eispfad
EZMW	Europäisches Zentrum für mittelfristige Wettervorhersage
GCM	Globales Zirkulationsmodell
GESIMA	Geesthachter Simulationsmodell der Atmosphäre
GKSS	Forschungszentrum Geesthacht
GWP	vertikal integrierter Gesamtwasserpfad
H^{bot}	Höhe der Wolkenbasis
HITRAN	High-resolution TRANsmission (molekulare spektroskopische Datenbank)
H^{top}	Höhe der Wolkenobergrenze
IAAFT	Iterative Amplitude Adapted Fourier Transform algorithm
ICA	Unabhängige-Säulen-Approximation
IFM-GEOMAR	Leibniz-Institut für Meereswissenschaften
INHOM	interne Wolkeninhomogenität aus $\sigma(\text{LWC})$
IPCC	Intergovernmental Panel on Climate Change

Abkürzung	Beschreibung
IPT	Integrated Profiling Technique
ISCCP	International Satellite Cloud Climatology Project
IUP	Institut für Umwelphysik Heidelberg
LAGEN	Anzahl voneinander separierter Wolkenschichten
LANDSAT	Reihe von Erdbeobachtungssatelliten
LES	Large Eddy Simulation
l_{geom}	geometrische Photonenweglänge
LWC	Wolkenwassergehalt
MC	Monte-Carlo
MC-UNIK	Monte-Carlo radiative transfer model of the University Kiel
MC-UNIK-BW	backward Monte-Carlo model of the University Kiel
MICCY	MIcrowave Radiometer for Cloud Carthography
MIRACLE	MIcrowave RAdar for Cloud Layer Exploration
MISR	Multi-angle Imaging SpectroRadiometer
MW	Mikrowellen-Spektralbereich
N	Bedeckungsgrad
NIR	naher Infrarot-Spektralbereich
PPL	Photonenweglänge
PPL-PDF	Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Photonenweglängen
RWP	vertikal integrierter Regenpfad
Radar	Radio Detection and Ranging
SHDOM	Spherical Harmonics Discrete Ordinate Method
SOS	Successive Orders of Scattering
STG	Strahlungstransportgleichung
SWP	vertikal integrierter Schneepfad
τ	optische Dicke
TIR	terrestrischer Infrarot-Spektralbereich
UV	ultravioletter Spektralbereich
VIS	sichtbarer Spektralbereich
VOD	vertically-integrated Oxygen Density
WWP	vertikal integrierter Wolkenwasserpfad

Kapitel 1

Einleitung

Hauptlieferant der Energie für die Atmosphäre, Ozeane und Landoberflächen der Erde ist die Sonne. Ihr Strahlungsangebot am Oberrand der Atmosphäre variiert sowohl zeitlich auf den unterschiedlichsten Skalen als auch räumlich mit der geographischen Position. Dabei bestimmt sie zu einem großen Anteil die Temperatur auf unserem Planeten und ist aufgrund der differentiellen Erwärmung der Antrieb der großräumigen atmosphärischen und ozeanischen Zirkulation.

Abbildung 1.1 zeigt die Rolle des atmosphärischen Strahlungstransports für die mittlere globale Energiebilanz der Erde. Wolken haben dabei einen großen Einfluss auf die Strahlungsbilanz. Ihre Nettowirkung auf den solaren und thermischen Strahlungshaushalt am Boden, der so genannte Wolkenstrahlungsantrieb, ist im globalen Mittel eine abkühlende. Satellitenmessungen im Zuge von ERBE (Earth Radiation Budget Experiment) im Zeitraum von 1985 bis 1989 ergaben einen globalen Wolkenstrahlungsantrieb von ungefähr -17 W/m^2 (Harrison et al., 1990), während sich aus dem Wolken Datensatz des ISCCP (International Satellite Cloud Climatology Project) für die Jahre 1991 bis 1995 ein Wolkenstrahlungsantrieb von -23 W/m^2 errechnete (Raschke et al., 2005).

Aufgrund der guten Durchmischung der wichtigsten Treibhausgase, ausgenommen des Wasserdampfs, spielt sich die Variation ihres Strahlungsantriebs auf großen Skalen ab. Nach dem IPCC-Bericht (Intergovernmental Panel on Climate Change) von 2001 (Ramaswamy et al., 2001) findet die stärkste Änderung des Strahlungsantriebs durch Treibhausgase mit der geographischen Breite statt. Dagegen ist das herausstechende Merkmal des Effekts der Wolken auf die Strahlungsbilanz eine große Variation auf deutlich kleineren Skalen. Aufgrund der Ausdehnung und Dynamik von Wolken können starke Änderungen räumlich auf Größenordnungen von 100 m und zeitlich im Bereich von Minuten stattfinden.

Der Strahlungstransport in Wolken wird neben der optischen Dicke zum großen Teil von der räumlichen Verteilung der Wolkenelemente (externe Inhomogenität,

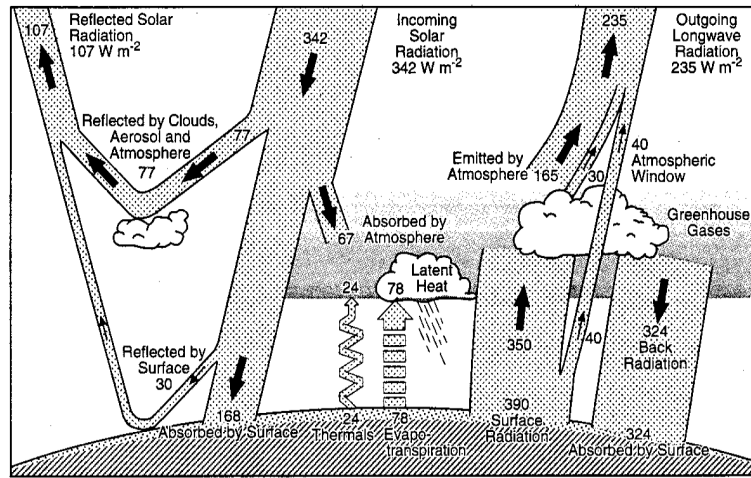


Abbildung 1.1: Mittlere jährliche globale Energiebilanz der Erde aus ERBE-Messungen. Einheiten sind in W/m^2 . Aus Kiehl und Trenberth (1997).

Bedeckungsgrad) und der internen Inhomogenität (Struktur) der Wolken bestimmt. Wegen des nichtlinearen, konvexen Zusammenhangs zwischen optischer Dicke und Albedo führt die Nichtbeachtung der räumlichen Wolkenvariabilität zu einer systematischen Überschätzung der Wolkenalbedo. Diese systematische Abweichung bezeichnet man als „planparallelen Albedofehler“. In Abbildung 1.2 sind die optischen Dicken zweier nebeneinander gelegenen Gebiete und die für jedes Gebiet isoliert berechneten Albeden eingezeichnet. Dabei ist die Albedo der mittleren optischen Dicke (homogenisierter Zustand) größer als die mittlere Albedo aus beiden optischen Dicken (realistischer Zustand):

$$\alpha(\langle\tau_1, \tau_2\rangle) > \langle\alpha(\tau_1), \alpha(\tau_2)\rangle. \quad (1.1)$$

Der sich daraus ergebende relative Albedofehler beträgt in Modellsimulationen für marinen Stratocumulus (z. B. Cahalan et al., 1994; Barker und Davies, 1992; Davis et al., 1990) und Satellitenmessungen (z. B. Oreopoulos und Davies, 1998a,b) bis zu 15%, was in Cahalan et al. (1994) einem absoluten Albedofehler von $\Delta\alpha = 0,09$ entspricht. Für stark konvektive Wolkenfelder und kleine Sonnenzenitwinkel zeigten sich bei Scheirer (2001) maximale Fehler im reflektierten Strahlungsfluss von $230 \text{ W}/\text{m}^2$, das sind 17% des gesamten solaren Strahlungsflusses. Für alle hierbei untersuchten Wolkenfelder ergab sich eine mittlere Überschätzung der Reflexion von ca. $80 \text{ W}/\text{m}^2$ bei einem Sonnenzenitwinkel von 15° und von ca. $26 \text{ W}/\text{m}^2$ bei 75° . Ein weiterer Fehler resultiert aus der Vernachlässigung horizontaler Strahlungstransporte. Dieser ist aber deutlich geringer als der Albedofehler.

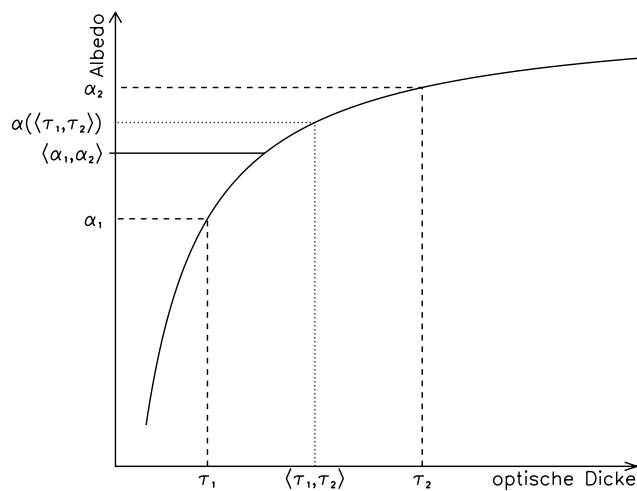


Abbildung 1.2: Darstellung des Albedofehlers anhand zweier exemplarischer Wolkenpixel mit den optischen Dicken τ_1 und τ_2 .

Der Fehler, der sich in den modellierten Strahlungsflüssen aus der Vernachlässigung der Wolkeninhomogenität ergibt, betrifft nicht nur einzelne Wolkenzenarien, sondern tritt bei der Mehrzahl der existierenden Wolken auf (Genkova und Davies, 2003; Horváth und Davies, 2004) und hat bei einem weltweiten mittleren Bedeckungsgrad von 0,675 (Rossow und Schiffer, 1999) nicht zu vernachlässigende Auswirkungen auf die globale Energiebilanz.

Der IPCC-Bericht von 2001 (Stocker et al., 2001) bezeichnet deshalb auch die Auswirkungen der Wolken auf die Strahlungsbilanz als eine der Hauptunsicherheiten in der atmosphärischen Wetter- und Klimamodellierung. Den Strahlungsbilanzfehler in Klimamodellen durch Wolken unterteilen Wielicki et al. (1995) in drei Hauptpunkte: die Größenverteilung der Hydrometeore, die Form der Eiskristalle und die räumliche Inhomogenität in der Wolkenmakrophysik.

Die Größenverteilung der Wolkenpartikel ist in den Modellen häufig als Standard-Gammaverteilung festgeschrieben, hängt aber stark von der Art und Menge der vorhandenen Kondensationskerne ab und wirkt sich auf die Strahlungsbilanz aus (1. indirekter Aerosoleffekt, Twomey (1977)). Des Weiteren muss der asphärischen Form der Hydrometeore in der Eisphase im Strahlungstransport Rechnung getragen werden (Schlimme et al., 2005).

Die größte Unsicherheit wird jedoch in Wielicki et al. (1995) der Wolkenmakrophysik, der horizontalen und vertikalen Variabilität des Wolkenwassergehalts und des effektiven Tropfenradius, zugeschrieben. Typische horizontale Auflösungen in globalen Zirkulationsmodellen (*engl.* general circulation model, GCM) sind in der Größenordnung von 100 km. Das aktuelle atmosphärische GCM des Max Planck Instituts für Meteorologie, ECHAM5 (ECMWF model Hamburg version), besitzt beispielsweise in der maximalen Auflösung T159 am Äquator eine Maschenweite von 83 km (Roeckner et al., 2004), während das Globalmodell des Deutschen Wet-

terdienstes (DWD) eine Maschenweite von 60 km aufweist (Majewski und Ritter, 2002). Konvektive Wolken haben jedoch eine Ausdehnung in der Größenordnung von wenigen Kilometern und die interne Inhomogenität von skaliger oder konvektiver Bewölkung liegt im Bereich von 100 Metern, sodass wolkeninterne Strukturen und Wolkenformen in GCMs nicht explizit aufgelöst werden können.

Die sich hieraus ergebende, artifizielle Erhöhung der Wolkenalbedo wird in Globalmodellen durch die Skalierung der optischen Dicke der Wolken bei der Strahlungstransportrechnung mit einem festen Reduktionsfaktor χ korrigiert, beispielsweise $\chi = 0.7$, wie Cahalan (1994) ihn für marinen Stratocumulus ermittelte. Jedoch benötigen Wolken mit stärkerer Variabilität einen kleineren Korrekturfaktor (Kogan et al., 1995). Aktuelle Modelle, beispielsweise das des Europäischen Zentrums für mittelfristige Wettervorhersage (EZMW), unterscheiden zwischen stratiformer Bewölkung und verschiedenen subskaligen konvektiven Bewölkungsarten (Tiedtke, 1996), sodass für Wolkenarten mit unterschiedlicher typischer Inhomogenität unterschiedliche Korrekturfaktoren χ verwendet werden können.

Die Verwendung eines festgeschriebenen Faktors zur Korrektur des Strahlungstransports kann aber nur die mittlere solare Strahlungsbilanz des ganzen Globus an die tatsächlichen Verhältnisse anpassen. Lokal ergeben sich starke Abweichungen durch die große Vielfalt in Form und Struktur der Wolken. Überdies zeigten Oreopoulos und Davies (1998a), dass der planparallele Albedofehler von der Modellauflösung und vom Sonnenstand abhängt und sich ein Korrekturfaktor der optischen Dicke mit dem Sonnenzenitwinkel und der optischen Dicke der Wolken ändern müsste.

Zusätzlich führt die Wolkeninhomogenität nicht nur bei numerischen Klima- oder Wettervorhersagesimulationen zu Fehlern, sondern ebenso bei der Fernerkundung von Wolkeneigenschaften (z. B. von Bremen, 2001) und damit auch in der Abschätzung der Klimawirksamkeit von Wolken.

Um die subskalige Wolkenvariabilität in GCMs besser berücksichtigen zu können, werden ständig neue Ansätze zur Parametrisierung der Bewölkung und des resultierenden Strahlungstransports entwickelt (z. B. Bäuml, 2002). Hierzu sind weitere Kenntnisse über die räumlich hoch aufgelöste, dreidimensionale Verteilung des Flüssigwassers und Eises in Wolken und die geometrische Anordnung von Wolkenzellen notwendig. Feldexperimente, die dies messen, wie das Atmospheric Radiation Measurement Project (ARM; Ackerman und Stokes (2003)) oder die BALTEX Bridge Campaign (BBC und BBC2; Crewell et al. (2004)) haben das Problem, dass man aus Boden- oder Satellitenmessungen nicht das komplette dreidimensionale Wolkenfeld ermitteln kann, sondern auf ein- oder zweidimensionale Schnitte oder Aufsichten beschränkt bleibt. Für exakte numerische Strahlungstransportsimulationen wird jedoch ein komplettes dreidimensionales Wolkenfeld benötigt. Dieses erhält man, indem aus den gewonnenen Messungen dynamisch

ein der Wirklichkeit möglichst nahe kommendes Wolkenfeld simuliert wird (z. B. Duynkerke et al., 2004) oder aus der gemessenen statistischen Verteilung der Wolkenvariablen ein dreidimensionales Feld derselben mit gleichen niederdimensionalen statistischen Eigenschaften generiert wird (z. B. Venema et al., 2006).

Eine noch in der Entwicklung begriffene Methode der Wolkenfernerkundung ist die Bestimmung der Weglänge, die solare Photonen durch die Atmosphäre bis zu einem Detektor zurücklegen. Durch Streuung der Photonen an den Hydrometeoren wirken Wolken auf die Photonenweglänge (*engl.* photon pathlength, PPL) ein, im Allgemeinen verlängern sie die mittlere Photonenweglänge. Die Verteilung dieser Größe enthält die integrale dreidimensionale Wolkeninformation entlang der Photonenwege und damit Information über den Effekt der passierten Wolken und der Wolkeninhomogenität auf den Strahlungstransport. Die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Photonenweglängen (*engl.* photon pathlength probability density function, PPL-PDF) gibt nicht nur die Wolkeneigenschaft an einem Punkt oder in einer Säule wieder, sondern aus dem gesamten Gebiet der optischen Wirksamkeit des Wolkenfelds auf den Detektor.

Abgeleitet werden die ersten beiden statistischen Momente der PPL-PDF aus DOAS-Messungen (Differential Optical Absorption Spectroscopy) an der Sauerstoff A-Bande. Bei der ursprünglichen Verwendung der DOAS-Messungen zur Bestimmung von atmosphärischen Spurengasen erzeugt das Vorhandensein von Wolken während der Messung große Fehler (Erle et al., 1995; Pfeilsticker et al., 1998a). Umgekehrt kann aber in der Wolkenfernerkundung bei gut bekannter vertikaler Verteilung eines geeigneten Gases, beispielsweise Sauerstoff, aus dem Transmissionsspektrum auf die durchquerte Luftsäule und damit auf die Photonenweglänge zurückgeschlossen werden (Pfeilsticker et al., 1998b; Funk und Pfeilsticker, 2003).

Um die PPL-PDF aus einer DOAS-Messung ableiten zu können, wird im Allgemeinen die Form der PPL-PDF vorgegeben. Dies ist meist eine Gammaverteilung oder logarithmische Normalverteilung, aus deren anzupassenden Parametern sich die ersten beiden statistischen Momente der PPL-PDF ergeben (Pfeilsticker et al., 1998b; Scholl, 2006). Jedoch erzeugen mehrere Wolkenschichten oder eine höhere Bodenalbedo (Bakan und Quenzel, 1976) eine multimodale PPL-PDF, die sich nicht mehr hinreichend durch eine Gammaverteilung darstellen lässt. Deshalb passten Bennartz und Preusker (2006) eine freie Schrittfunktion für das gemessene Spektrum an und erhielten dadurch realistischere PPL-PDFs.

Eng gekoppelt mit der Untersuchung der PPL ist der Horizontaltransport der Photonen in Wolken, die Photonendiffusion (Davis und Marshak, 2002), die in einem Skalenbruch des reflektierten Strahldichtefeldes über Wolken bei der Strahlungsglättungsskala η resultiert. Auf räumlichen Skalen größer η skaliert die Strahldichte entsprechend des darunterliegenden Wolkenfeldes, während das Strahldichtefeld auf Skalen kleiner η durch die Photonendiffusion geglättet wird (Marshak

et al., 1995). η ist eng mit dem mittleren Horizontalversatz ρ der Photonen beim Durchqueren einer Wolke verbunden. In dicken Wolken entspricht für transmittierte Strahldichten $\rho \approx h$, der Dicke der durchquerten Wolkenschicht.

Sowohl Messungen (Funk und Pfeilsticker, 2003; Wagner et al., 1998) als auch Computersimulationen zeigen, dass sich aus der PPL-PDF Wolkeninformationen ableiten lassen. So stellen Pfeilsticker et al. (1998b) den Zusammenhang zwischen der gemessenen mittleren Photonenweglänge $\langle \text{PPL} \rangle$ und der optischen Dicke, Höhe und Schichtung der Bewölkung dar. Scholl et al. (2006) bestätigt die Ergebnisse von Min und Clothiaux (2003) und Min et al. (2004), dass die ersten beiden Momente der PPL-PDF mit dem Wolkenwassergehalt (*engl.* liquid water content, LWC) der Wolken korrelieren. Im Zusammenhang zwischen $\langle \text{PPL} \rangle$ und der optischen Dicke der Wolken (τ_C) ergaben sich bei Min und Harrison (1999); Min et al. (2001) zwei getrennte Äste, durch die sich einzelne Wolkenschichten von Mehrschichtwolken unterscheiden lassen. In Pfeilsticker (1999) zeigte sich ein Zusammenhang zwischen der Wolkenart und -struktur und dem so genannten Lévy-Index γ , der sich aus der Theorie der anomalen Photonendiffusion aus der PPL-PDF ableitet.

Während sich Messungen meist mit der PPL der transmittierten solaren Strahlung beschäftigen, zeigen Modellierungen den potentiellen Nutzen der PPL-PDF in der satellitengestützten Fernerkundung (Kurosuo et al., 1997; Stephens und Heidinger, 2000). In Heidinger und Stephens (2000) wurde die Sensitivität des O_2 A-Band-Reflektivitätsspektrums sowohl gegenüber τ_C , der Wolkenobergrenze und der Wolkendicke als auch der Bodenalbedo nachgewiesen.

Neben der Fernerkundung von Wolken existieren Ansätze, mit Hilfe der PPL-PDF Strahlungstransportroutinen in GCMs zu validieren (Davis et al., 2006), und Verfahren, die Rechengeschwindigkeit und Genauigkeit der spektralen Strahlungstransportrechnungen in GCMs unter Ausnutzung der Photonenwege zu erhöhen (Partain et al., 2000).

Die Simulation der PPL-PDF und ihrer statistischen Momente wurde bisher nur für planparallele, horizontal homogene Wolkenfälle vorgenommen (z. B. Viik, 1995; Portmann et al., 2001; Funk und Pfeilsticker, 2003). Der Vergleich von gemessenen mit planparallel modellierten PPL-PDFs in Pfeilsticker et al. (1998b) weist bei Fällen mit stärkerer Absorption nur schlechte Übereinstimmung auf und wird auf die in dem Modell nicht berücksichtigte fraktale Wolkenvariabilität zurückgeführt.

Die vorliegende Arbeit wurde im Kontext des Verbundprojekts 4D-Wolken angefertigt. Zielsetzung des Gesamtprojekts war die realistische Erfassung der Strahlungseinflüsse der inhomogenen Bewölkung und die Umsetzung dieser Einflüsse in die Modellierung. Dazu fanden zwei groß angelegte Messkampagnen in Cabauw,



Abbildung 1.3: Die bodengebundenen Wolkenfernerkundungsverfahren auf BBC im August/September 2001 auf dem Experimentalgelände des Niederländischen Wetterdienstes in Cabauw. Neben Wolkenradaren verschiedener Frequenzen, passiver Mikrowelle und einem Lidar das Spektrometer zur Messung der PPL-PDF des IUP Heidelberg im Container rechts oben.

den Niederlanden, statt, BBC im August und September 2001 (Abbildung 1.3) und BBC2 im Mai 2003. Eines der Experimente auf den Kampagnen war die Messung der PPL-PDF in Wolken vom Institut für Umweltphysik (IUP) Heidelberg.

Aufgabe der Kieler Arbeitsgruppe am Leibniz-Institut für Meereswissenschaften (IFM-GEOMAR) war unter anderem die Entwicklung und Bereitstellung von Strahlungstransportmodellen. So wurde in dieser Arbeit MC-UNIK-BW, die rückwärts (**backward**) rechnende Variante in der **Monte-Carlo** Strahlungstransportmodellkette des IFM-GEOMAR an der **Universität Kiel**, entwickelt. Im Rahmen von 4D-Wolken fand auch die vorliegende theoretische Untersuchung des Zusammenhangs von Wolkenparametern und der PPL-PDF unter Berücksichtigung der Wolkeninhomogenität sowohl in den atmosphärischen Wolkenfeldern als auch in den Strahlungstransportsimulationen statt. Durch die Beachtung der Wolkeninhomogenität kann nicht nur der Einfluss von räumlich gemittelten Wolkenvariablen wie geometrischer oder optischer Dicke auf die PPL-PDF untersucht werden, sondern auch der Einfluss der internen Wolkenvariabilität. Hierzu wurden in der vorliegenden Arbeit mit MC-UNIK-BW erstmals dreidimensionale Strahlungstransportsimulationen der PPL-PDF für eine größere Anzahl realistischer, konvektiver Wolkenfelder vorgenommen, womit auch eine statistische Betrachtung der Beziehung zwischen Wolkenparametern und der PPL-PDF ermöglicht wird.

Zunächst werden in *Kapitel 2* die wichtigsten Grundlagen des Strahlungstransports und das Monte-Carlo Strahlungstransportmodell MC-UNIK-BW dargestellt sowie eine Einführung zu Photonenweglängen gegeben. Es folgen die Hintergründe der verwendeten dreidimensionalen Wolkenfelder in *Kapitel 3*. Im Anschluss werden ab *Kapitel 4* die Ergebnisse dargestellt. Zuerst wird das Verhalten der PPL-PDF in Abhängigkeit von räumlichen und spektralen Änderungen gezeigt, wobei letztere sich auf die Änderung der Gasabsorption mit der Frequenz bezieht. In *Kapitel 5* wird die direkte Photonenwegsimulation mit dem Ableitungsverfahren, das aus einem hochaufgelöstem Spektrum transmittierter Strahldichten die PPL-PDF gewinnt, verglichen. Dabei zeigt sich der Einfluss der Anisotropie des Wolkenfelds auf die PPL-PDF-Messung. Die Beziehung zwischen der PPL-PDF und den sie bedingenden Wolkeneigenschaften wird in *Kapitel 6* untersucht, zum einen ihr Zusammenhang mit den Wolkenbedingungen direkt über dem Detektor, für den die PPL-PDFs simuliert wurden, zum anderen die Änderungen des Zusammenhangs bei Ausweitung des berücksichtigten Einflussgebietes der Wolkeneigenschaften. Die Unterscheidung der simulierten Fälle in Detektoren unter einer bewölkten und unter einer wolkenfreien Atmosphärensäule brachte deutliche Unterschiede in den Wolkeneigenschaften, die die PPL-PDF maßgeblich bestimmen, und damit in den vorwiegend vorkommenden Strahlungstransportprozessen zum Vorschein. Zum Schluss wird eine Zusammenfassung und Interpretation der Ergebnisse gegeben.

Kapitel 2

Atmosphärischer Strahlungstransport

Im atmosphärischen Strahlungstransport wird die Wechselwirkung der elektromagnetischen Strahlung mit den Gasen, Aerosolen und Wolkenpartikeln beim Durchgang durch die Atmosphäre sowie die Interaktion mit dem Untergrund beschrieben. Die für die Energiebilanz der Erde wichtige elektromagnetische Strahlung stammt aus zwei Quellen, die sich unter anderem in ihrer Temperatur unterscheiden: der Sonne und dem Planeten Erde samt seiner Gashülle.

Die Sonne emittiert Strahlung mit einer effektiven Strahlungstemperatur von 5777 K. Während der Ausbreitung im Raum nimmt die solare Strahlungsflussdichte mit der Entfernung r vom Sonnenmittelpunkt ab:

$$F(r) = F_S \frac{r_S^2}{r^2} \quad (2.1)$$

Mit $F_S = 63,2 \cdot 10^6 \text{ W/m}^2$ als abgegebene Strahlungsflussdichte an der Sonnenoberfläche, $r_S = 696 \cdot 10^6 \text{ m}$ als Sonnenradius und einem mittleren Abstand der Erde von der Sonne $r = 149,6 \cdot 10^9 \text{ m}$ ergibt sich die am Oberrand der Atmosphäre einfallende solare Strahlungsflussdichte, die Solarkonstante, mit $F_0 = 1367 \text{ W/m}^2$. Diese setzt sich hauptsächlich aus Strahlung im ultravioletten (UV), sichtbaren (VIS) und nahen infraroten (NIR) Spektralbereich zusammen. Das Maximum der solaren Energie, die nach der spektral stark variierenden Extinktion durch die Erdatmosphäre auf der planetaren Oberfläche auftritt, liegt im blau-grünen Spektralbereich bei $0,55 \mu\text{m}$. Das kontinuierliche Spektrum der solaren Einstrahlung wird unterbrochen durch zahlreiche Fraunhoferlinien, Absorptionslinien unterschiedlicher Intensität, die durch molekulare Absorption in der Form von Elektronenübergängen in der Photosphäre der Sonne und durch den atmosphärischen Sauerstoff entstehen. Als Beispiel seien die Fraunhoferlinien K I bei 764,4 nm und 769,9 nm, die

durch Absorption an Kalium in der Sonne entstehen, und die Linien in der Sauerstoff A-Bande zwischen 759 nm und 775 nm, die in der Erdatmosphäre absorbiert werden, genannt.

Die Emission der Erdoberfläche und der Erdatmosphäre findet bei Temperaturen zwischen 200 K und 320 K statt. Der daraus resultierende terrestrische Spektralbereich liegt nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz im Wesentlichen zwischen $4 \mu\text{m}$ und $100 \mu\text{m}$ dem terrestrischen Infrarot- (TIR) und dem Mikrowellenbereich (MW). Da sich die Spektren der solaren und der terrestrischen Strahlung deutlich voneinander separieren lassen — 99% der solaren Energie liegen im Wellenlängenbereich $\lambda < 4 \mu\text{m}$ und 99,9% der terrestrischen Energie im Bereich $\lambda > 4 \mu\text{m}$ — und da verschiedene Wechselwirkungen mit Materie in den beiden Spektralbereichen von unterschiedlicher Wichtigkeit sind, werden die Strahlungstransportrechnungen der solaren und terrestrischen Strahlung meist getrennt voneinander durchgeführt.

Die Strahlungstransportsimulationen in dieser Arbeit konzentrieren sich auf den Bereich der Sauerstoff A-Bande und auf das solare Einstrahlungsmaximum, lassen also den terrestrischen Spektralbereich außen vor. Dadurch ist die Sonne die einzige betrachtete Strahlungsquelle und die atmosphärische Emission wird in den Strahlungstransportrechnungen vernachlässigt.

Strahlung kann sowohl als sich kontinuierlich im Raum ausbreitende elektromagnetische Welle als auch als Strom von Korpuskeln, in denen die Strahlungsenergie konzentriert ist, aufgefasst werden. Dieser Welle-Teilchen-Dualismus spielt in der makroskopischen Betrachtung des atmosphärischen Strahlungstransports jedoch keine Rolle. So bedient sich das weiter unten beschriebenen Monte-Carlo-Verfahren bei der Verfolgung von Photonen des Teilchencharakters der Strahlung, während es im „local estimate“-Schritt die Anschauung eines sich in alle Raumrichtungen ausbreitenden Feldes verwendet.

Im Folgenden werden die für diese Arbeit relevanten Grundlagen von Streu- und Absorptionsprozessen dargestellt, die Theorie des Strahlungstransports bei Mehrfachstreuung und Möglichkeiten der Lösung des atmosphärischen Strahlungstransportproblems, was sich insbesondere auf die hier verwendeten Strahlungstransportlöser MC-UNIK-BW und MC-UNIK bezieht. Anschließend werden die Photonenweglängen vorgestellt sowie ihre Ableitung aus Messungen und der Einfluss von Wolkeninhomogenität auf sie.

2.1 Interaktion von Strahlung mit Materie

Zur Beschreibung der Stärke von Strahlung werden folgende Größen verwendet:

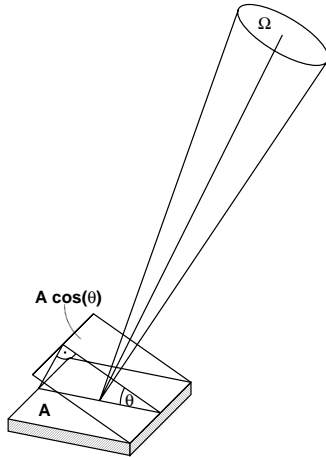


Abbildung 2.1: Zur Definition der Strahldichte. $A \cos(\theta)$ ist die Projektion der Fläche A senkrecht zur Strahlungsausbreitungsrichtung, Ω das Raumwinkelintervall, innerhalb dessen die Strahlung betrachtet wird.

- Der *Strahlungsfluss* Φ gibt die gesamte auf eine vorgegebene Fläche fallende Energie ΔE pro Zeiteinheit Δt an: $\Phi = \frac{\partial E}{\partial t}$.
- Die *Strahlungsflussdichte* F ist der gesamte auf eine Einheitsfläche fallende Strahlungsfluss: $F = \frac{\partial \Phi}{\partial A}$.
- Die *Strahlungsintensität* I kennzeichnet den Strahlungsfluss pro Einheitsraumwinkel: $I = \frac{\partial \Phi}{\partial \Omega}$.
- Die *Strahldichte* L beschreibt den senkrecht aus dem Einheitsraumwinkel auf eine Einheitsfläche fallenden Strahlungsfluss: $L = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \Omega \partial A \cos \theta}$ (vgl. Abb. 2.1).

Der *Einheitsraumwinkel* bezeichnet dabei ein Segment aus der Kugelschale der Einheitskugel ($r = 1, \Omega_0 = 4\pi$), das die Fläche $\Omega = 1$ besitzt.

Verbreitet eine Quelle die Strahlung in alle Raumrichtungen gleichmäßig, wird sie *Lambert'scher Strahler*¹ genannt. Wegen der kleineren Projektion der emittierenden oder streuenden Lambert'schen Fläche unter flacheren Betrachtungswinkeln gilt

$$L(\theta) = L(0) \cos \theta . \quad (2.2)$$

Der *Zenitwinkel* θ ist der Winkel zwischen der Ausbreitungsrichtung der ausgehenden oder einfallenden Strahlung und der Flächennormalen.

Während diese Strahlungsgrößen für beliebige Bänder gelten, existiert für sämtliche Einheiten auch eine spektrale Entsprechung (z. B. $L \rightarrow L_\lambda$), die die Energie in einem infinitesimalen Spektralintervall $[\lambda - \frac{d\lambda}{2}, \lambda + \frac{d\lambda}{2}]$ an einer vorgegebenen Wellenlänge beschreibt. Da die Strahlungstransportrechnungen in dieser Arbeit an diskreten Wellenlängen vorgenommen wurden, sind im Folgenden, auch bei Weglassung des Indexes, die spektralen Strahlungsgrößen gemeint.

¹Johann Heinrich Lambert (1728–1777): deutscher Mathematiker, Physiker und Philosoph

Mit dem *Extinktionsquerschnitt* σ_x ($[\text{m}^2]$) wird die Fläche beschrieben, mit der ein Gasmolekül oder ein Wolkenaaerosol auf durchgehende Strahlung einwirkt. Er setzt sich aus dem Absorptionsquerschnitt σ_a und dem Streuquerschnitt σ_s zusammen. Aus den Wirkungsquerschnitten einzelner Teilchen lassen sich mit der Anzahldichte N ($[\text{m}^{-3}]$) die entsprechenden volumenspezifischen *Extinktionskoeffizienten* β_x ($[\text{m}^{-1}]$), Absorptionskoeffizienten β_a oder Streukoeffizienten β_s ableiten.

$$\beta = \sigma \cdot N = \sigma \frac{\rho}{m} \quad (2.3)$$

mit: ρ = Dichte des Gases oder der Partikel [kg/m^3]
 m = Molekular- oder Partikelgewicht [kg]

Dabei beschreibt der Extinktionskoeffizient β_x die Abnahme der Strahldichte L einer elektromagnetischen Welle entlang ihrer Wegstrecke ds durch

$$dL = -\beta_x L ds. \quad (2.4)$$

Die *Einfachstreueralbedo* ω_0 gibt den Anteil der Streuung bei einem Extinktionsprozess an.

$$\omega_0 = \frac{\beta_s}{\beta_x} = \frac{\beta_s}{\beta_a + \beta_s} \quad (2.5)$$

2.1.1 Streuung

Die vollständige Darstellung von Strahlung geschieht über den Stokes-Vektor

$$\mathbf{I} = \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix}, \quad (2.6)$$

der die Intensität der Welle I enthält sowie die Beschreibung des Polarisationszustands durch Q , U und V . Die Richtungsverteilung der Strahlung bei einem Streuvorgang und die Änderung ihrer Polarisation ist durch die Streuphasenmatrix \mathbf{P} , einer 4×4 -Matrix gegeben. Zur Berechnung der PPL oder der Strahldichte bei Wolken in den in dieser Arbeit untersuchten Spektralbereichen ist eine Beachtung der Polarisation nicht notwendig und bleibt hier unberücksichtigt. Dadurch reduziert sich die Streumatrix auf ihr erstes Element, die *Streuungsfunktion* $P(\Theta, \Phi)$. Mit ihr ergibt sich der Anteil von der einfallenden Strahldichte L_0 , der bei einem Streueignis zenital zur Bewegungsrichtung um den Winkel Θ und azimuthal um den Winkel Φ abgelenkt wird, durch

$$L(\Theta, \Phi) = L_0 \beta_s P(\Theta, \Phi), \quad (2.7)$$

wobei $P(\Theta, \Phi)$ bei Integration über alle Raumrichtungen auf 1 normiert ist. Isotrop geformte Streupartikel oder eine isotrope Verteilung der Ausrichtung der Streupartikel im Raum erzeugen eine gleichverteilte azimutale Ablenkung und die Streufunktion reduziert sich dabei zur zenitalen Streufunktion $P(\Theta, \Phi) \rightarrow P(\Theta)$.

Die Streuung an Gasmolekülen ist mit einem Größenparameter $\alpha = 2\pi r/\lambda$ kleiner als 0,1 verbunden, sodass die *Rayleigh-Theorie*² (z. B. Rayleigh, 1899) angewendet werden kann. Für die Rayleigh-Streufunktion P_R und den Rayleigh-Streuquerschnitt σ_{SR} gilt

$$P_R(\Theta) = \frac{3}{4(1+2\gamma)} (1 + 3\gamma + (1-\gamma)\cos^2\Theta) \quad (2.8)$$

und

$$\sigma_{SR} = \frac{1}{\lambda^4} \frac{8\pi^3}{3N^2} (n_g^2 - 1)^2 \frac{6 + 3\delta}{6 - 7\delta} \quad (2.9)$$

mit: $\gamma = \frac{\delta}{2 - \delta}$ (Korrekturterm)

$\delta =$ Depolarisationsfaktor (schwach wellenlängenabhängig)

$N =$ Moleküldichte

$n_g =$ Brechungsindex des Gases.

Abbildung 2.2 b stellt die Rayleigh-Streufunktion für ein ideales, isotrop polarisierendes Gas dar ($\delta = 0$) und für die normale atmosphärische Zusammensetzung bei einer Wellenlänge von $\lambda = 770 \text{ nm}$ ($\delta = 0,0275$).

Für diese Arbeit wird der Rayleigh-Streuquerschnitt durch eine Parametrisierung nach Bucholtz (1995) approximiert, in der der Effekt der leichten Variation des Depolarisationsfaktors δ mit der Wellenlänge bereits implizit enthalten ist.

$$\sigma_{SR} = A\lambda^{-(B+C\lambda+D/\lambda)} \quad (2.10)$$

Die Beschreibung des Streuverhaltens an Wolkentropfen geschieht durch die *Mie-Theorie*³ (z. B. Mie, 1908). Sie bietet eine exakte, numerische Lösung des Einfachstreuproblems für kugelförmige Partikel, die gleich groß oder größer als die Wellenlänge sind. Eine ausführliche Beschreibung der Vorgehensweise zu ihrer Lösung findet sich u. a. in Hansen und Travis (1974). Für Dunst und Aerosole aus mittleren atmosphärischen Bedingungen ergibt sich die Wellenlängenabhängigkeit des Streuquerschnitts aus der Mie-Theorie mit

$$\sigma_{SM} \propto \lambda^{-1,3}, \quad (2.11)$$

während die Abhängigkeit bei Partikeln mit Radius $r > 10 \mu\text{m}$ verschwindet.

²John William Strutt (1842–1919), ab 1873 3. Lord Rayleigh: englischer Physiker (Nobelpreis für Physik 1904)

³Gustav Adolf Ludwig Mie (1869–1957): deutscher Physiker

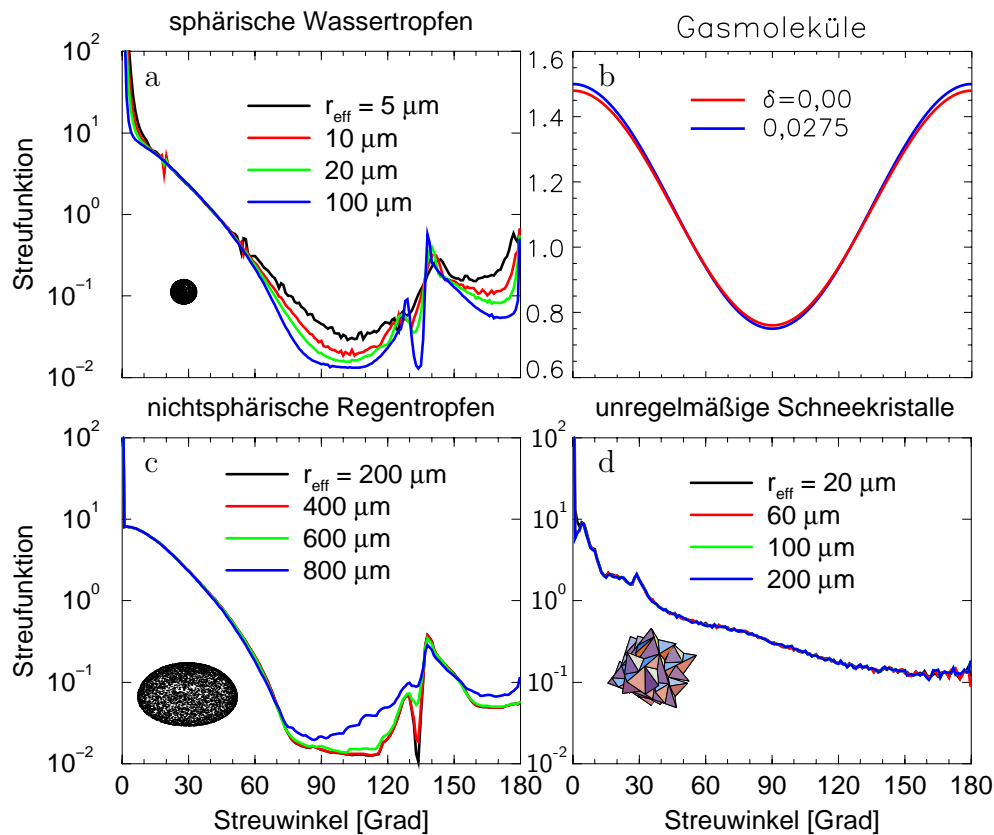


Abbildung 2.2: Streufunktion für verschiedene Partikelgrößenverteilungen bzw. Depolarisationsfaktoren aus der Mie-Theorie (a), der Rayleigh-Theorie (b) und der geometrischen Optik für abgeplattete Regentropfen (c) und irreguläre Polykristalle (d). Darstellung (a), (c) und (d) persönliche Mitteilung von A. Macke.

Die Änderung der Mie-Streufunktion mit der Tropfengröße ist in Abbildung 2.2 a gezeigt. Man sieht deutlich die Glättung der Streufunktion für größer werdende Partikel verbunden mit einer deutlicheren Ausprägung des Haupt- und des Nebenregenbogens bei 138° und 129° .

Die Streueigenschaften von asphärischen Teilchen wie abgeplatteten Regentropfen, Eis- und Schneekristallen lassen sich nicht analytisch herleiten. In dieser Arbeit fand hierfür ein Datensatz Verwendung, der aus Simulationen der *geometrischen Optik* die Phasenfunktionen und Einfachstreuabenden für Regentropfen und Eiskristalle verschiedener Formen und Längenverhältnisse bereitstellt (Macke et al., 1999). Für die geometrische Gestalt der Eis- und Schneekristalle wurde ein zufällig verrauschter, fraktaler Polykristall entsprechend einer dreidimensionalen Koch-Kurve ausgewählt, der recht gut die optischen Eigenschaften von komplex geformten, eisförmigen Hydrometeoren widerspiegelt (Macke et al., 1996).

Die Abbildungen 2.2 c und d zeigen Streufunktionen von Regentropfen und fraktalen Polykristallen aus der geometrischen Optik für unterschiedliche Partikelgrößen. Da sich die Form von Regentropfen mit ihrer Größe ändert, variiert auch die Streufunktion mit der Tropfengröße. Dies geschieht hauptsächlich im Bereich der seitwärtigen Streuung. Die Streufunktionen der Polykristalle ändern sich dagegen kaum, nur im Bereich der Vorwärtsstreuung kommt es zu einer stärkeren Änderung.

2.1.2 Absorption

Beim atmosphärischen Strahlungstransport ist die *Gasabsorption* von der Absorption an flüssigen und festen Hydrometeoren und Aerosolen zu unterscheiden. Absorption und Emission in Gasen geschieht an diskreten Spektrallinien, die durch die möglichen Energieübergänge in der Rotations- und Vibrationsquantenzahl und durch die Elektronenübergänge in den Molekülen festgelegt sind. Abbildung 2.3 gibt beispielhaft das Absorptionsspektrum von Sauerstoffmolekülen im solaren Spektralbereich mit der Sauerstoff A-Bande im Bereich um $0,77 \mu\text{m}$. Diese Absorptions- und Emissionslinien verbreitern sich sowohl durch die Dopplerverschiebung aufgrund der thermischen Eigenbewegung der Moleküle (Doppler-Effekt)

$$\Delta\nu = \frac{\nu u}{c} \quad (2.12)$$

als auch durch die Heisenbergsche Unschärferelation für die Energie

$$\Delta E = \frac{h}{2\pi\Delta t}, \quad (2.13)$$

deren Effekt durch die verkürzte Lebensdauer der Energiezustände aufgrund von Molekül-Molekül Kollisionen (Druck- oder Lorentz-Verbreiterung) dem Doppler-Effekt vergleichbare Größenordnungen erreicht. u ist hier die Relativgeschwindigkeit zwischen Absorber und Beobachter, c die Lichtgeschwindigkeit, h das Plancksche Wirkungsquantum und ν die Frequenz der elektromagnetischen Welle. Doppler- und Lorentz-Verbreiterung werden in der auf 1 normierten Linienform f , die vom Luftdruck p und der Temperatur T abhängt, zusammengefasst, sodass sich die Intensität S einer Absorptionslinie nach

$$\sigma_a(\nu, p, T) = S(T) f(\nu, p, T) \quad (2.14)$$

auf benachbarte Frequenzen verteilt.

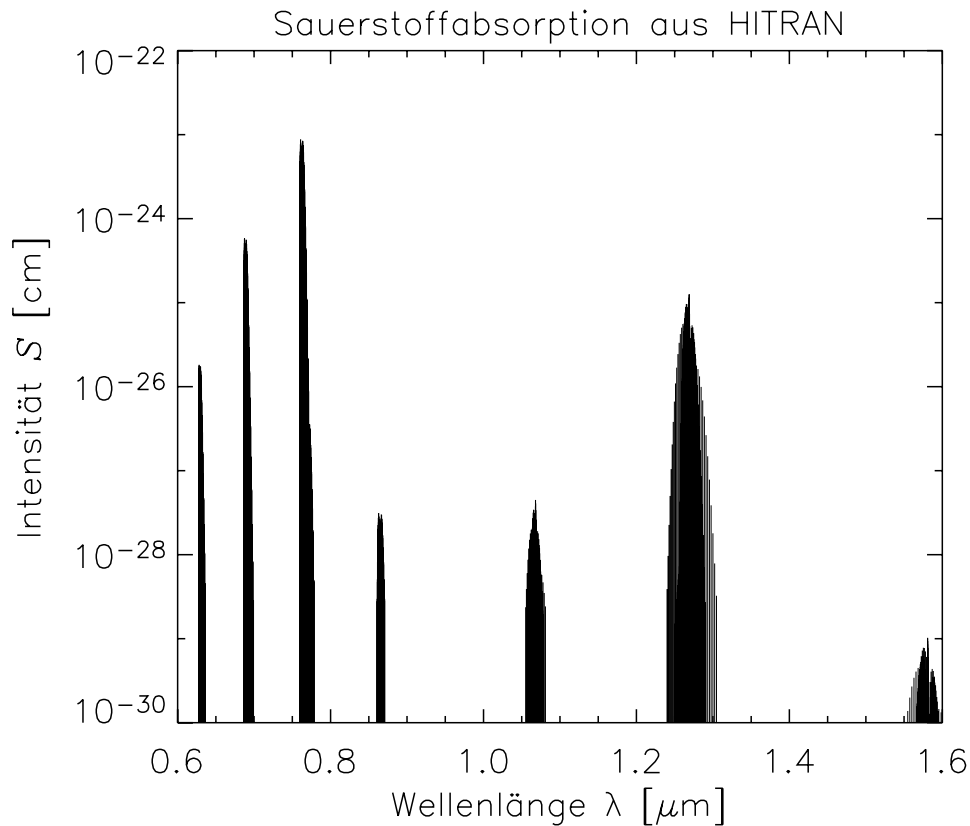


Abbildung 2.3: Linienintensitäten des diskreten Absorptionsspektrums von Sauerstoff aus HITRAN (Rothman et al., 1998).

Die Halbwertsbreiten der Linienform für die Lorentz-Verbreiterung α_L und für die Doppler-Verbreiterung α_D sind gegeben durch (z. B. in Goody und Yung, 1989)

$$\alpha_L(p, T) = \alpha_L(p_0, T_0) \frac{p}{p_0} \left(\frac{T_0}{T} \right)^n \quad (2.15)$$

und

$$\alpha_D(T) = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}} \ln 2 \quad (2.16)$$

mit p_0 = Referenzdruck

T_0 = Referenztemperatur

n = Temperaturabhängigkeitsparameter

ν_0 = Wellenzahl des Linienspektrums

m = Molekulargewicht

k = Plancksche Konstante

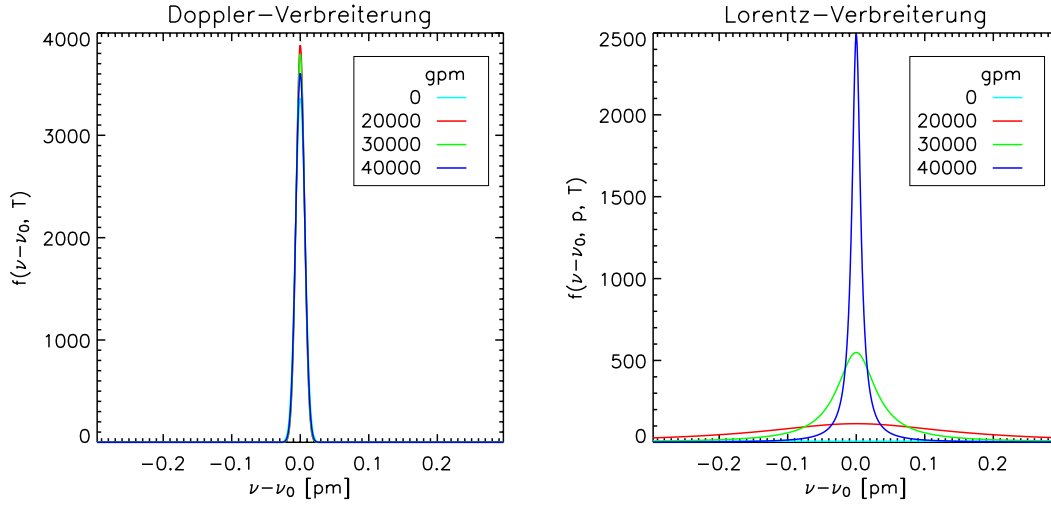


Abbildung 2.4: Doppler- und Lorentz-Profil am Boden und in 20,1, 30,1 und 40,3 km Höhe. Temperatur- und Druckwerte stammen aus der US-Standardatmosphäre (ESSA et al., 1962).

und $c =$ Lichtgeschwindigkeit.

Abbildung 2.4 zeigt die Linienform des Doppler- und des Lorentz-Profiles für verschiedene Höhenschichten. In der unteren Atmosphäre dominiert die Lorentz-Verbreiterung. Solange $\alpha_L > 12\alpha_D$ ist, wird nach Chou und Kouvaris (1986) für die Linienform das Lorentz-Profil verwendet:

$$f(\nu, p, T) = \frac{1}{\pi} \frac{\alpha_L(p, T)}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha_L^2(p, T)}. \quad (2.17)$$

In der darüber liegenden Atmosphäre findet das aufwändiger zu berechnende Voigt-Profil Verwendung, welches aus der Faltung der Absorptionsquerschnitte für das Doppler- und das Lorentz-Profil entsteht (Chou und Arking, 1981):

$$\sigma_a(\nu, p, T) = \sigma_0 \frac{y}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-t^2}}{y^2 + (x - t)^2} dt \quad (2.18)$$

$$\begin{aligned} \text{mit } \sigma_0 &= \frac{S(T)}{\alpha_D(T)} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \\ x &= \frac{\nu - \nu_0}{\alpha_D(T)} \sqrt{\ln 2} \\ y &= \frac{\alpha_L(p, T)}{\alpha_D(T)} \sqrt{\ln 2}. \end{aligned}$$

Der effektive Absorptionsquerschnitt an einer bestimmten Frequenz ergibt sich aus den Anteilen aller bei dieser Frequenz wirksamen Absorptionslinien:

$$\sigma_a(\nu, p, T) = \sum_{j=1}^J \sigma_{aj}(\nu, p, T) = \sum_{j=1}^J S_j(\nu_0, T) f_j(\nu, p, T). \quad (2.19)$$

J ist die Anzahl an Linien, die $\sigma_a(\nu, p, T)$ beeinflussen. Diese Berechnung geschieht in dieser Arbeit durch den „Linie für Linie“-Berechnungscode *lili* aus Scheirer (2001).

Die Ausbreitungseigenschaften einer elektromagnetischen Welle in einem Medium lassen sich durch dessen Brechungsindex (n_r, n_i) beschreiben. Während sich der Realteil auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit bezieht, gibt der Imaginärteil die Dämpfung der Welle während der Ausbreitung in dem Medium an. So ergibt sich der Volumen-Absorptionskoeffizient beim Strahlengang durch ein homogenes Wasser- oder Eisvolumen (z. B. Lenoble, 1993) aus dem Imaginärteil des Brechungsindex n_i an der Wellenlänge λ durch:

$$\beta_a = \frac{4\pi n_i}{\lambda}. \quad (2.20)$$

Im Gegensatz zur Gasabsorption besitzt die *Absorption an Hydrometeoren* ein kontinuierliches Spektrum. Der Vergleich von Abbildung 2.5 mit Abbildung 2.3 verdeutlicht die glatte spektrale Struktur des Volumen-Absorptionskoeffizienten von flüssigem Wasser und Eis. Entsprechend der Beschreibung der Streuung an Wolkenpartikeln (Seite 14) ergibt sich die Einfachstreueralbedo für sphärische Wolkenwassertropfen aus der Mie-Theorie und die für asphärische Regentropfen und Eiskristalle aus dem Datensatz von Simulationen mithilfe der geometrischen Optik. Die Gewinnung der für die Absorptions- und Streukoeffizienten noch notwendigen Volumenextinktionskoeffizienten aus Wassergehalt und Anzahldichte der Wolkenpartikel ist in Kapitel 3.5 beschrieben.

Die effektive Streufunktion und der effektive Streu- und Absorptionsquerschnitt für eine Gitterbox im Strahlungstransportmodell setzt sich aus den entsprechenden Einzelgrößen für die atmosphärischen Gase und den unterschiedlichen Arten von Hydrometeoren (hier: Wolkenwasser- und Regentropfen, Eis- und Schneekristalle; in (2.21) und (2.22) *Phase* genannt) zusammen:

$$\beta_i = \beta_{i_{Luft}} + \sum_{Phase=1}^4 \beta_{i_{Phase}} \quad (2.21)$$

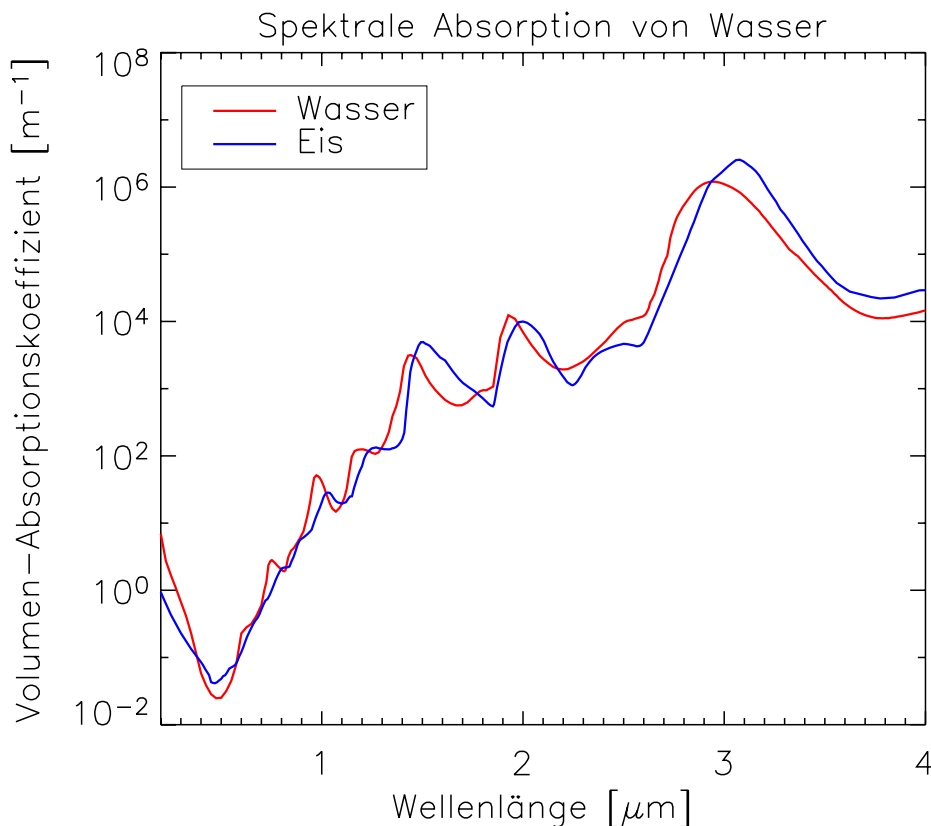


Abbildung 2.5: Spektrale Änderung des Volumen-Absorptionskoeffizienten nach (2.20) für flüssiges Wasser (rot) und für Eis (blau).

mit $i = s$ (Streuung), a (Absorption) und x (Extinktion),

$$P(\Theta) = \frac{P_{Luft}(\Theta) \beta_{sLuft} + \frac{\sum_{Phase=1}^4 P(\Theta)_{Phase} \beta_{xPhase}}{\sum_{Phase=1}^4 \beta_{xPhase}} \sum_{Phase=1}^4 \beta_{sPhase}}{\beta_{sLuft} + \sum_{Phase=1}^4 \beta_{sPhase}}. \quad (2.22)$$

Für die Gasabsorption werden in dieser Arbeit die Absorption an Sauerstoff, Wasserdampf und Kohlendioxid berücksichtigt. Für die Strahlungstransportrechnungen im solaren Maximum in Kapitel 6 ist der Datensatz HITRAN (*engl.*: High-resolution TRANsmission molecular spectroscopic database) (Rothman et al., 1987, 1998), der genaue Informationen über Position, Intensität und die Verbreiterung der einzelnen Absorptionslinien enthält, Ausgangspunkt für die Gasabsorption. Die Strahlungstransportrechnungen in der Sauerstoff A-Bande in Kapitel 4 und 5, in denen nur die Sauerstoffabsorption eine Rolle spielt und die unter anderem dem direkten Vergleich mit simulierten Messungen dienen, verwenden eine

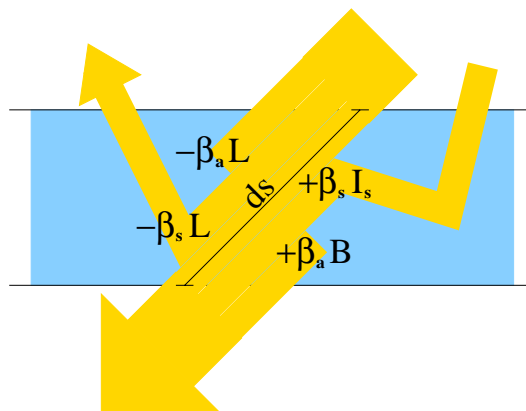


Abbildung 2.6: Änderung der Strahldichte nach der STG (2.23) während des Passierens einer Schicht durch Absorption ($-\beta_a L$), Streuung aus dem Strahlengang heraus ($-\beta_s L$) und in den Strahlengang hinein ($\beta_s I_s$) sowie Emission ($\beta_a B$).

von Funk (2000) korrigierte Version des neueren HITRAN-Datensatzes (Rothman et al., 2003), wie sie in Scholl (2006) beschrieben wird.

2.2 Die Strahlungstransportgleichung

Das Grundproblem des Strahlungstransports, die Änderung der Strahldichte beim Durchlaufen eines Mediums entlang einer Wegstrecke s , wird durch die Strahlungstransportgleichung (STG) beschrieben (Lenoble, 1993).

$$\frac{dL}{ds} = -\beta_s L - \beta_a L + \beta_s \tilde{J}_s + \beta_a B(T) \quad (2.23)$$

Abbildung 2.6 verdeutlicht die Bedeutung der verschiedenen Terme. Die ersten beiden Terme auf der rechten Seite von (2.23) geben die Abschwächung der Strahldichte durch Streuung aus dem Strahl heraus und durch Absorption innerhalb des Mediums an. Sie können zur Extinktion $-\beta_x L = -\beta_s L - \beta_a L$ zusammengefasst werden. Die beiden letzten Terme auf der rechten Seite von (2.23) fungieren als Quellen für die Strahldichte. Der dritte Term enthält die Strahlung, die aus dem umgebenden Strahldichtefeld in den Strahlengang hineingestreut wird.

$$\beta_s \tilde{J}_s = \beta_s \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{1}{4\pi} P(\Theta - \Theta', \Phi - \Phi') L(\Theta', \Phi') \sin \Theta' d\Theta' d\Phi' \quad (2.24)$$

Hierbei ist (Θ, Φ) die Ausbreitungsrichtung der betrachteten Strahldichte und (Θ', Φ') die Einfallsrichtung der zusätzlichen Strahldichte vor dem Streuereignis.

Der vierte Term beschreibt die Strahldichtezunahme durch thermische Emission nach der Planck-Funktion

$$B(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1} \quad (2.25)$$

der im durchlaufenen Volumen enthaltenen Partikel in die betrachtete Ausbreitungsrichtung. Bei den natürlicherweise in der Atmosphäre vorkommenden Temperaturen wirkt dieser Term im Bereich des TIR und der MW und wird bei der Simulation des solaren Strahlungstransports vernachlässigt.

Die beiden Strahlungsquellen lassen sich mit der Einfachstreueralbedo ω_0 nach (2.5) zu

$$J = \omega_0 \tilde{J}_S + (1 - \omega_0) B(T) \quad (2.26)$$

zusammenfassen. Nach Einführung der optischen Dicke τ durch die entlang der Wegstrecke s aufintegrierten Extinktionskoeffizienten

$$\tau = \int_{s_0}^{s_1} \beta_x(s) ds \quad (2.27)$$

ergibt sich die STG (2.23) zu

$$\frac{dL}{d\tau} = -L + J. \quad (2.28)$$

Für spezielle Problemstellungen des atmosphärischen Strahlungstransports existieren Vereinfachungen, von denen im solaren Strahlungstransport zwei von Belang sind:

Das *Bouguer-Lambert-Beersche*⁴ Gesetz ergibt sich aus der Vernachlässigung der beiden Quellterme in der STG (2.23) und beschreibt ausschließlich die Extinktion in einem Medium entlang der Ausbreitungsrichtung durch (2.4). Mit (2.27) ergibt sich die integrale Form des Bouguer-Lambert-Beerschen Gesetzes

$$L = L_0 e^{-\tau}. \quad (2.29)$$

Die *Einfachstreuapproximation* gilt in Schichten, die hinreichend dünn sind, sodass bei jedem Strahlengang maximal ein Streuprozess stattfinden kann. Der Quellterm (2.24) in der STG ist für den ersten Streuprozess bekannt, da das Integral über die Raumrichtungen dann nur die vorgegebene Richtung der in diese Schicht einfallenden Strahldichte enthält. Hansen und Travis (1974) und Goody und Yung (1989) geben für die Ausdehnung einer solchen Schicht eine optische Dicke von $\tau \approx 10^{-20}$ an, Plass et al. (1973) nennen eine optische Dicke von $\tau \leq 10^{-15}$.

⁴Pierre Bouguer (1698–1758): französischer Astronom, Geodät und Physiker
August Beer (1825–1863): deutscher Mathematiker, Chemiker und Physiker

2.3 Numerische Strahlungstransportmodelle

Da sich die STG 2.23 aufgrund ihrer integro-differentialen Form nicht analytisch lösen lässt, wurden viele numerische Verfahren entwickelt, die die STG mit unterschiedlichen Graden an Vereinfachungen numerisch lösen. Bis auf das Monte-Carlo-Verfahren und die Methode der Kugelflächenfunktionen und diskreten Ordinaten sind alle Lösungsverfahren nur für planparallel geschichtete Atmosphären anwendbar. Aus der Vielzahl vorhandener numerischer Strahlungstransportmodelle werden im Folgenden die in der wissenschaftlichen Praxis allgemein bekannten und am häufigsten verwendeten vorgestellt. Eine ausführliche Beschreibung der folgenden Methoden findet sich unter anderem in Hansen und Travis (1974) und Goody und Yung (1989).

2.3.1 Methode der sukzessiven Streufolge

Eine der älteren und konzeptionell einfacheren Verfahren ist die Methode der sukzessiven Streufolge (*engl.* successive orders of scattering, SOS). In ihr wird der Strahlungstransport aufgeteilt in eine aufwärts und eine abwärts gerichtete Strahldichte. Diese werden sukzessive aus den Termen für die einmal, zweimal, dreimal, etc. gestreuten Anteile der Strahldichte aufsummiert.

Durch die Entwicklung nach der Anzahl von Streuprozessen lassen sich die Ergebnisse der Streuordnungen gut einzelnen physikalischen Prozessen zuordnen, was einen zusätzlichen Einblick in die Strahlungsphysik bietet. Andererseits hat SOS den Nachteil, dass sie langsam konvergiert und sehr rechenintensiv ist, wenn eine große Anzahl an Streuprozessen stattfindet, also im Falle einer Einfachstreuung nahe eins bei großer optischer Dicke. Auf jeden Fall bietet sich SOS zur Berechnung des Strahlungstransports einer dünnen Ausgangsschicht für die Verdopplungs-Additionsmethode an.

2.3.2 Verdopplungs-Additionsmethode

Die Formulierung der Verdopplungs-Additionsmethode für den atmosphärischen Strahlungstransport geht zurück auf van de Hulst (1963). In diesem Verfahren wird der auf- und abwärts gerichtete Strahlungstransport zweier übereinanderliegender Schichten aus der Reflexion und Transmission der beiden Einzelschichten errechnet. Dabei ergibt sich die Gesamtreflexion und -transmission der neuen Schicht aus der sukzessiven Berechnung der zwischen den beiden Ursprungsschichten reflektierten Strahlungsanteile. Für die Anwendung auf dickere homogene Schichten sind die gewonnenen Strahlungstransporteigenschaften der neuen Schicht wieder Ausgangspunkt für die nächste Schichtverdopplung. Die anfänglichen Initialschichten werden

so dünn gewählt, dass für sie die Einfachstreuapproximation gilt ($\tau \sim 2^{-20}$) oder nur wenige Streueignisse stattfinden, damit sie sich schnell mit der SOS-Methode berechnen lassen ($\tau \sim 2^{-10}$) (Hansen und Travis, 1974).

2.3.3 Zweistromverfahren

Die Methode der diskreten Ordinaten, wie sie von Wick (1943) und Chandrasekhar (1944, 1950) beschrieben wurde, bedient sich zur Lösung der STG 2.23 der Zerlegung der Streufunktion in eine finite Anzahl von Legendre-Polynomen. Außerdem wird das Integral über die Raumrichtungen im Quellterm der STG durch eine finite Summe ersetzt, sodass die numerische Lösung der STG nun auf n diskreten Raumrichtungen stattfindet.

Im Extremfall $n = 1$, dem Zweistromverfahren, berechnen sich nur noch die senkrecht auf- und abwärts gerichteten Strahlungsintensitäten. Dieses Verfahren wird häufig in dynamischen Modellen eingesetzt, da hier nur die richtungsunabhängige Strahlungsbilanz jeder homogenen Schicht interessiert. Zusätzlich besitzt das Zweistromverfahren den Vorteil eines geringen Rechenaufwands.

2.3.4 Kugelflächenfunktionen- und diskrete Ordinaten-Methode

Die Kugelflächenfunktionen- und diskrete Ordinaten-Methode (*engl.* spherical harmonics discrete ordinate method, SHDOM) wurde von Evans (1998) entwickelt. Sie ist in der Lage, das vollständige, dreidimensional simulierte Strahldichtefeld in horizontal und vertikal inhomogenen Atmosphärenfeldern zu berechnen. Daher eignet sie sich hervorragend für Untersuchungen und Prozessstudien in der Satellitenfernerkundung.

Die SHDOM wendet sowohl die in Kapitel 2.3.3 beschriebene Methode der diskreten Ordinaten als auch eine Transformation der Strahldichten an jedem Gitterpunkt auf Kugelflächenfunktionen an. Abwechselnd werden die Strahldichten entlang der diskreten Ordinaten und die Quellfunktionen aus den Kugelflächenfunktionen bestimmt. Dies geschieht iterativ bis zur Erfüllung eines Konvergenzkriteriums, wobei Gebiete mit großen räumlichen Gradienten in der Quellfunktion automatisch in kleinere Gitterzellen unterteilt werden können.

Nachteile der SHDOM sind sowohl die sich mit zunehmender räumlicher Inhomogenität der Eingangsfelder deutlich erhöhende Rechenzeit, als auch der kräftige Anstieg des Speicherbedarfs bei Benutzung stark anisotroper Streufunktionen, wie sie auch bei Wechselwirkungen mit Wolkentropfen oder Eiskristallen auftreten. Da SHDOM nicht vollständig energieerhaltend ist, schränkt sich ihre Anwendbarkeit zumindest für energetische Untersuchungen der Strahlungsbilanz ein.

2.3.5 Monte-Carlo-Methode

Die Monte-Carlo (MC) Methode wird in vielen unterschiedlichen Forschungsbereichen zur Bearbeitung von Aufgaben eingesetzt, deren komplexes Zusammenspiel mehrerer bekannter Gesetzmäßigkeiten eine einfache Lösung verhindert. In ihr werden die analytischen Zusammenhänge als Wahrscheinlichkeiten interpretiert. Die zufällige Simulation von sehr vielen Einzelereignissen, die diesen Wahrscheinlichkeiten unterliegen, ergibt im Mittel über alle Stichproben die Lösung des Gesamtproblems, deren Genauigkeit alleine von der Stichprobenanzahl abhängt.

Für den Strahlungstransport werden die Transmissions-, Absorptions- und Streuvorgänge des elektromagnetischen Feldes auf Zufallsereignisse einzelner Photonen übertragen und aus dem Mittelwert über viele unabhängige Photonentrajektorien ergeben sich die gesuchten Strahlungsgrößen. Folgende Erklärung ist für die meisten MC-Strahlungstransportmodelle gültig, beschreibt aber unmittelbar die Vorgehensweise des in dieser Arbeit verwendeten MC-Modells MC-UNIK und der umgewandelten Version MC-UNIK-BW. Eine genaue Darstellung der Grundlagen und der programmiertechnischen Umsetzung des MC-Verfahrens im Strahlungstransport wird in Marchuk et al. (1980) gegeben. So wird häufig zur schnellen Erzeugung der physikalischen Zufallsgröße für die Einzelereignisse aus einer gleichverteilten Zufallszahl $r \in [0, 1]$ vorher eine Nachschlagetabelle erzeugt, indem die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung eines physikalischen Gesetzes aufkumuliert und die kumulierte Häufigkeitsverteilung anschließend invertiert, also nach der physikalischen Größe aufgelöst wird.

Jedes Photon wird am Eintrittspunkt in das Modellgebiet \mathbf{x}_{init} mit einer vorgegebenen Bewegungsrichtung \mathbf{u}_{init} initiiert. Danach wird die freie Wegstrecke bis zur ersten Interaktion mit Materie bestimmt. Hierzu gibt das Bouguer-Lambert-Beersche Gesetz 2.29 den Anteil der nicht aus dem direkten Strahl extinguierten Strahlungsintensität oder die Wahrscheinlichkeitsdichte für das Auftreten einer bestimmten freien Weglänge eines Photons in Form der durchlaufenen optischen Dicke an.

$$p(\tau) = \frac{I(\tau)}{I_0} = e^{-\tau} \quad (2.30)$$

Nach Integration über τ und Invertierung der Gleichung ergibt sich die freie Weglänge als

$$\tau_{frei} = -\ln(1 - \mathcal{P}(\tau_{frei})) = -\ln(r) \quad (2.31)$$

mit der kumulativen Wahrscheinlichkeitsverteilung $\mathcal{P}(\tau_{frei})$. Die geometrische freie Weglänge l_{frei} ergibt sich aus der Summation der Extinktionskoeffizienten in den durchlaufenen Gebieten.

$$\tau_{frei} = \int_0^{l_{frei}} \beta_x(l) dl \quad (2.32)$$

Die Position der Interaktion ergibt sich aus der Position der letzten Interaktion oder des Eintrittspunkts des Photons in das Modellgebiet und der Bewegungsrichtung \mathbf{u} , wobei $|\mathbf{u}| = 1$.

$$\mathbf{x}_n = \mathbf{x}_{n-1} + l \cdot \mathbf{u} \quad (2.33)$$

Am Interaktionspunkt der Photonen mit Materie wird entschieden, ob ein Streuvorgang oder vollständige Absorption des Photons stattfindet.

$$r \begin{cases} < \omega_0 & \text{Streuung} \\ > \omega_0 & \text{Absorption} \end{cases} \quad (2.34)$$

Zur Erhöhung der Effizienz des MC-Algorithmus soll von möglichst vielen simulierten Photonen ein Eintrag in der untersuchten Strahlungsgröße ankommen. Deshalb werden in MC-UNIK-BW Photonenpakete mit dem Initialgewicht $W_0 = 1$ simuliert. Abweichend zu dem eben beschriebenen statistischen Absorptionsverfahren wird bei jedem Interaktionsereignis ein Anteil $1 - \omega_0$ des Photonenpaketgewichts absorbiert, während das Photonenpaket mit $W_{streu} = W \cdot \omega_0$ zur weiteren Verfolgung zur Verfügung steht.

Die zufällige Richtungsänderung des Photons am Streuort ergibt sich aus der Streufunktion $P(\theta, \phi)$ an diesem Ort. Dabei errechnet sich die Ablenkung in Zenitrichtung zur vorhergehenden Bewegungsrichtung aus dem zenitabhängigen Anteil der Streufunktion.

$$r = \frac{\int_0^\theta P(\theta') \sin \theta' d\theta'}{\int_0^\pi P(\theta') \sin \theta' d\theta'} \quad (2.35)$$

Für eine schnellere Generierung des Ablenkwinkels wird $P(\theta)$ ebenfalls aufkumuliert und invertiert, sodass sich eine Nachschlagetabelle ergibt, in der jeder Zufallszahl r direkt ein Winkel θ zugeordnet ist. Unter Annahme von zufälliger Orientierung der Streukörper im Raum ist die Ablenkung in Azimutrichtung isotrop und man erhält sie direkt aus

$$\phi = 2\pi r. \quad (2.36)$$

Die neue Ausbreitungsrichtung \mathbf{u} des Photons errechnet sich durch (Marchuk et al., 1980)

$$u_x = u'_x \cos \theta - (u'_y \sin \phi + u'_x u'_z \cos \phi) h \quad (2.37)$$

$$u_y = u'_y \cos \theta + (u'_x \sin \phi + u'_y u'_z \cos \phi) h \quad (2.38)$$

$$u_z = u'_z \cos \theta + (1 - u_z'^2) \cos \phi h \quad (2.39)$$

aus der vorhergehenden Bewegungsrichtung \mathbf{u}' mit $h = \sin \theta / (1 - u_z'^2)$.

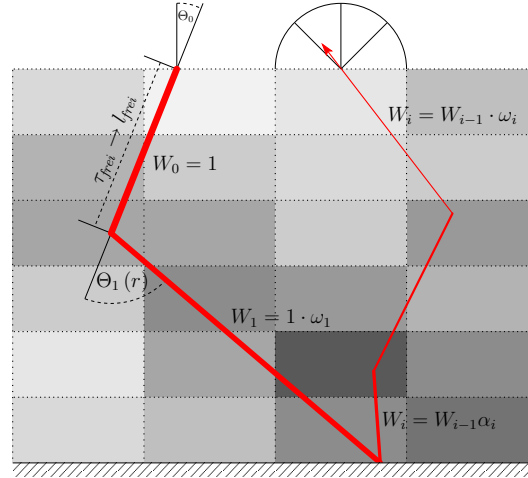


Abbildung 2.7: Schema des Programmablaufs der klassischen MC-Strahlungstransportsimulation: freie Photonenwege (l_{frei}) mit Streuereignissen, an denen Ablenkung (Θ_i) und Absorption (Einfachstreueralbedo ω_i oder Bodenalbedo α_i) stattfindet. Die Grautöne symbolisieren die optische Dicke der Gase und Wolkenaeerosole in den einzelnen Gitterzellen. Am Oberrand entweichende Photonen ergeben den aufwärts gerichteten Strahlungsfluss oder Strahldichten, am Unterrand reflektierte Photonen ergeben den abwärts gerichteten Strahlungsfluss.

Trifft das Photon auf den Untergrund, wird sein Gewicht entsprechend der Bodenalbedo α_0 reduziert und es wird in Richtung (θ, ϕ) in den oberen Halbraum gestreut, wobei der Boden als Lambertscher Strahler agiert.

$$\theta = \arccos(\sqrt{r}) \quad (2.40)$$

$$\phi = 2\pi r \quad (2.41)$$

Verlässt das Photon das Modellgebiet, erreicht es den Boden oder sinkt sein Gewicht unter ein Minimalgewicht W_{min} , was einer vollständigen Absorption des Photonenpakets entspricht, wird sein Gewicht zu den entsprechenden Strahlungsflussdichten oder den Strahldichten des Winkelintervalls, das der Bewegungsrichtung entspricht, hinzuaddiert. Im Falle von Austritt aus dem Modellgebiet oder vollständiger Absorption wird die Trajektorie gelöscht und ein neues Photon initiiert. Die simulierten Strahlungsgrößen ergeben sich aus dem arithmetischen Mittel über die Werte einer hinreichend großen Anzahl an unabhängigen Photonsimulationen. Abbildung 2.7 zeigt den beispielhaften Weg eines Photonenbündels durch eine inhomogene Modellatmosphäre und veranschaulicht den prinzipiellen Ablauf der MC-Simulation.

In dieser Arbeit wurden reflektierende Randbedingungen verwendet. Damit werden Photonen, die das Modellgebiet durch eine Seitenfläche verlassen würden,

in das Gebiet zurückreflektiert. Hierdurch wird die beschränkte Größe des Gebiets aufgehoben. Gleichzeitig werden künstliche Inhomogenitäten verhindert, die mit zyklischen Randbedingungen auftreten, bei denen seitwärts austretende Photonen auf der gegenüberliegenden Modellseite wieder eintreten.

Da das MC-Verfahren eine direkte Umsetzung des Strahlungstransports darstellt, ist sein einziger Fehler \mathcal{E} ein statistischer, der sich aus der begrenzten Anzahl N an Photonen ergibt. In der klassischen MC-Variante ohne Gewichte, bei der Photonen entweder vollkommen absorbiert oder gestreut werden, unterliegt die Anzahl Photonen, die mit einer Wahrscheinlichkeit p zu der untersuchten Strahlungsgröße beitragen, der Binomialverteilung. Der relative Fehler der Binomialverteilung, ihre mit dem Mittelwert normierte Standardabweichung, ist

$$\mathcal{E} = \sqrt{\frac{1-p}{Np}}. \quad (2.42)$$

Damit verringert sich der statistische Fehler der MC-Methode mit Erhöhung sowohl der Anzahl simulierter Photonen als auch der Beitragswahrscheinlichkeit der Photonen zur simulierten Strahlungsgröße. Da für Strahlungsflussdichten die Photonen eines ganzen Halbraums aufsummiert werden, ist p in Abhängigkeit von der mittleren Einfachstreueralbedo groß genug, um Strahlungsflussdichten mit der MC-Methode effizient mit hinreichender Genauigkeit simulieren zu können. Für Strahldichten ist das als Detektor fungierende Raumwinkelintervall und damit auch p viel kleiner, weswegen das klassische MC-Verfahren hier oft nicht mehr effektiv arbeitet. Eine Alternative zur Strahldichteberechnung bietet das „Local Estimate“-Verfahren, das weiter unten beschrieben wird.

Aufgrund der unmittelbaren Umsetzung der Transportvorgänge im MC-Strahlungstransportmodell eignet es sich gut, um Informationen über die internen Strahlungstransportprozesse zu gewinnen wie beispielsweise den Horizontaltransport für einzelne Gitterzellen oder die PPL-PDF. Außerdem eignet sich die MC-Methode vorzüglich zur Berechnung des dreidimensionalen Strahlungstransports im Falle sowohl vertikal als auch horizontal inhomogen verteilter optischer Eigenschaften. Da sich diese Arbeit mit der Untersuchung des Einflusses unter anderem der dreidimensionalen Wolkeninhomogenität auf die PPL-PDF beschäftigt, fiel die Wahl für den Strahlungstransportlöser auf die MC-Methode.

Local Estimate-Verfahren

Zur rechenzeitsparenden Simulation von Strahldichten mit der MC-Methode verwenden wir die „local estimate“-Methode. Dabei gehen nicht mehr direkt die Endgewichte der simulierten Photonen in die Strahldichten ein. Stattdessen wird bei jedem Streueignis der Anteil des momentanen Photonenpaketgewichts W , der

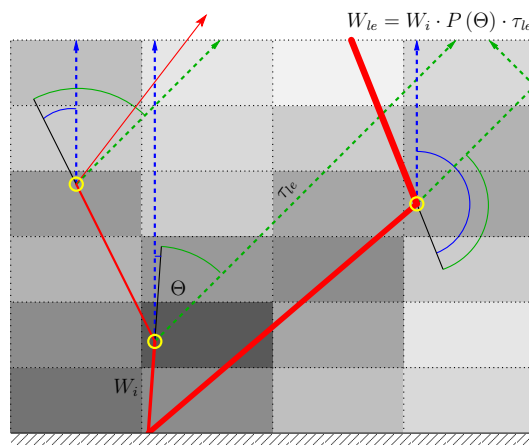


Abbildung 2.8: Veranschaulichung der „local estimate“-Methode zur Simulation von Strahldichtefeldern. Ausgehend von den Streuereignissen des klassischen Photonenweges (rot) sind die Energieanteile, die nach der Streufunktion in Detektorrichtung gestreut würden und aus denen sich die Strahldichte ergibt, (blau und grün) dargestellt.

nach der am Streuort geltenden Streufunktion $P(\theta, \phi)$ aus der Photonenbewegungsrichtung (θ_P, ϕ_P) in die Richtung der untersuchten Strahldichte (θ_L, ϕ_L) gestreut würde, der Strahldichte zugerechnet und dabei entsprechend der optischen Dicke vom Ort der Streuung bis zum Austrittspunkt am Oberrand oder Unterrand des Modellgebiets in Richtung (θ_L, ϕ_L) abgeschwächt.

$$L = W \cdot P(\theta_L - \theta_P, \phi_L - \phi_P) \cdot e^{-\tau} \quad (2.43)$$

Dieser Vorgang ist in Abbildung 2.8 für die Simulation zweier Strahldichtefelder unter verschiedenen Beobachtungswinkeln illustriert. Rot ist der direkte Photonenweg, der sich nach der klassischen MC-Methode ergibt, aber nicht in die Strahldichten eingeht. In Blau und in Grün sind die „local estimate“-Strahlengänge ausgehend von den Streuereignissen für zwei vorgegebene Beobachtungswinkel eingezeichnet, aus denen sich die Strahldichtefelder ergeben. Da nun jeder einzelne Streuvorgang eines Photons einen Beitrag zu den Strahldichten in jeder Richtung leistet anstatt jede einzelne Photonentrajektorie einen Beitrag zu maximal einer Strahldichte, kommt das „local estimate“-Verfahren bei gleicher Genauigkeit mit einem Bruchteil an simulierten Photonen des herkömmlichen MC-Verfahrens aus. In dieser Arbeit wird die „local estimate“-Methode in Kapitel 5 zur Simulation der spektralen Transmission in Nadirrichtung zum Vergleich zwischen Messung und Modellierung der PPL-PDF angewendet.

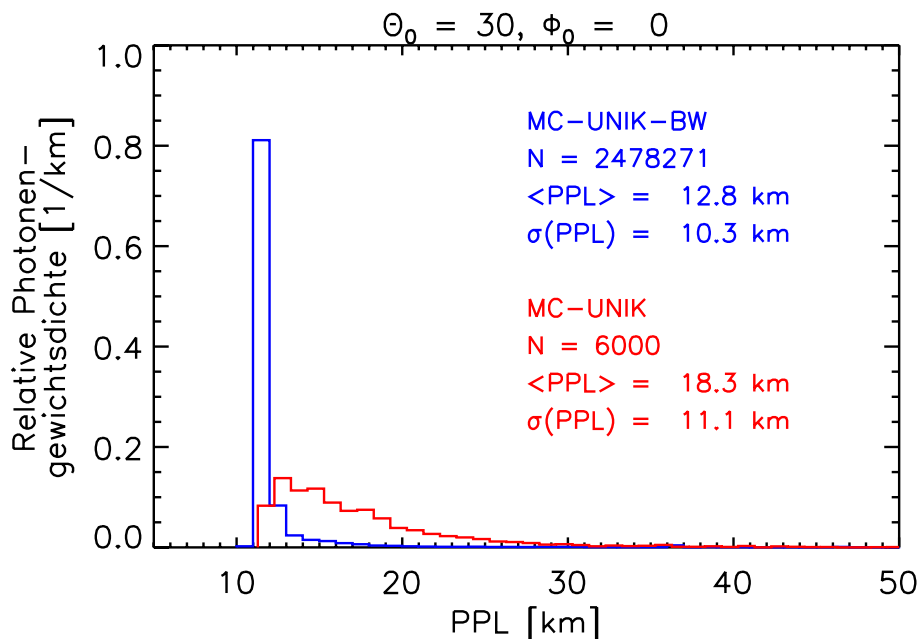


Abbildung 2.9: Vergleich der PPL-PDF eines realistischen Sensors (blau) aus der rückwärts-MC-Methode mit einem zu großen, zu offenen Sensor aus der klassischen MC-Methode, der den ganzen oberen Halbraum detektiert (rot). Angegeben sind für beide Fälle die detektierte Photonenzahl N und die beiden zentralen Momente der PPL-PDF.

Rückwärts rechnendes MC-Verfahren

Interessieren nun nicht mehr die Strahldichtefelder, sondern, so wie in dieser Arbeit, die zurückgelegten Wege der Photonen, die in einem Detektor mit vorgegebener Größe, Beobachtungs- und Öffnungswinkel gemessen werden, kann zum einen nicht mehr die „local estimate“-Methode angewendet werden, zum anderen ist die Beitragswahrscheinlichkeit p der Photonen zu der Messgröße in (2.42) meist so gering, dass nicht genug Photonen simuliert werden können, um eine statistisch gesicherte Aussage treffen zu können. Auch ist es keine Lösung den Detektor zu vergrößern oder den Öffnungswinkel zu erweitern, da sich dann andere PPL-PDFs ergeben als im Falle des realistischen Detektors.

Hierzu vergleicht Abbildung 2.9 die PPL-PDF für einen 4 km^2 großen Detektor mit einem Öffnungswinkel von 180° mit der PPL-PDF eines realistischeren, in den Zenit schauenden Detektors ohne räumliche Ausdehnung und mit einem Öffnungswinkel von 0° , die mit der nachfolgend beschriebenen rückwärts-MC-Methode errechnet wurde. Die Einstrahlung geschah unter einem Zenitwinkel von 30° . In dem unrealistischen Detektor dominieren die langen Photonenwege, die zwischen Bo-

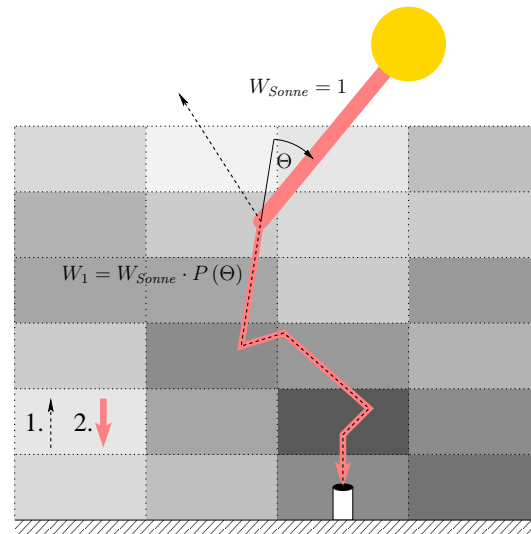


Abbildung 2.10: Prinzipien der rückwärts-MC-Strahlungstransportsimulation in inhomogener Atmosphäre (Grautöne) für bodengebundene Sensoren. Die Photonenwegfindung ist schwarz gestrichelt, die Auswertung der Interaktionsprozesse in Rot dargestellt. Das Photonengewicht direkt nach dem in die Strahlungsquelle zwingenden Streuprozess ist angegeben, die restlichen Absorptionsereignisse entsprechen Abbildung 2.7.

den und der 1,1 km hohen Wolkenbasis auf und ab reflektiert werden und unter flachen Einfallswinkeln vermehrt in den Detektor gelangen. Dabei gehen die kurzen Wege, die in der Wolke mit einer optischen Dicke von $\tau = 8$ verhältnismäßig wenig verlängert werden und von der Wolkenbasis direkt senkrecht in den Detektor einfallen, unter.

Tatsächliche Apparaturen zur PPL-Messung, deren Photonenweglängen hier simuliert werden sollen, sind bodengebundene Detektoren mit einer Einfallsoffnung von wenigen Zentimetern und einem Öffnungswinkel von 1° . Um diese Bedingungen wirklichkeitstreu simulieren zu können, wurde in dieser Arbeit das Konzept eines die Photonen rückwärts verfolgenden MC-Modells realisiert, genannt MC-UNIK-BW. Dabei wird jedes Photon im Detektor mit vorgegebener Startrichtung initiiert und sein Weg durch Streuung bis zum Eintrittspunkt in die Atmosphäre oder zu einem Emissionsort rückwärts nach den bereits beschriebenen MC-Prinzipien simuliert. Anschließend werden in Vorwärtsrichtung die Absorptionsvorgänge entlang des vorhandenen Photonenweges ausgewertet.

Bei vorgegebener Einfallrichtung für eine Strahlungsquelle wie der Sonne muss der Photonenweg im Rückwärts-MC-Verfahren am letzten Streupunkt vor Verlassen des Modellgebiets in Einfallrichtung „gezwungen“ werden. Hierzu wird das

aktuelle Photonengewicht mit der Ablenkungswahrscheinlichkeit aus der Streufunktion in die gewünschte Richtung multipliziert und danach noch um die Extinktion entlang des Weges zwischen letztem Streuort und Eintrittspunkt in das Modellgebiet abgeschwächt. Dieser Vorgang entspricht einem letzten „local estimate“-Schritt, wie er in (2.43) beschrieben wird. Abbildung 2.10 veranschaulicht das beschriebene Prinzip, die rückwärts vonstatten gehende Festlegung des Photonwegs (schwarz) mit Umlenkung in Richtung Strahlungsquelle am letzten Streuprozess und der anschließenden Auswertung der Prozesse, die sich auf das Photonpaketgewicht niederschlagen (rot).

2.3.6 Unabhängige-Säulen-Approximation

Auch mit den genannten Strahlungstransportlösern, die nur auf horizontal homogene Fälle anwendbar sind, lassen sich angenäherte Strahldichtefelder für horizontal inhomogene Atmosphärenfelder errechnen. Hierzu wird der Strahlungstransport für jede einzelne horizontal homogene Säule gerechnet unter der Annahme, sie sei horizontal unendlich ausgedehnt und habe keinerlei Wechselwirkung mit anderen Säulen (Unabhängige-Säulen-Approximation, *engl.* independent column approximation, ICA). Das Feld der Strahlungsgröße in dem gewünschten Gebiet ergibt sich durch das Zusammenfügen der isoliert gerechneten Strahldichten der einzelnen Säulen. Algorithmen zur Ableitung physikalischer Größen aus Satellitenmessungen beruhen meist auf ICA Strahlungstransportsimulationen.

Da der Strahlungstransport einer Säule unabhängig von den benachbarten Säulen berechnet wird, ist in der ICA der horizontale Strahlungstransport zwischen den Säulen unterbunden. Der Horizontaltransport, der in Abbildung 2.11 für den dreidimensional inhomogenen Strahlungstransport dargestellt ist, führt beim korrekten Strahlungstransport zu einer Strahlungsglättung, einer Abschwächung des Einflusses der horizontalen Inhomogenität der atmosphärischen Eingangsfelder auf die Strahlungsfelder. Daher resultiert die ICA in einer künstlichen Verstärkung der horizontalen Inhomogenität der Strahlungsfelder und hat damit eine Wirkung, die der des Albedofehlers (vgl. Seite 2) entgegengesetzt ist. Diese artifizielle Erhöhung der atmosphärischen Transmission hängt nicht nur vom Sonnenzenitwinkel ab, sondern fällt auch umso schwächer aus, je grober die horizontale Auflösung der Eingangsfelder ist, da mit wachsender Grundfläche der Säulen der Strahlungstransport durch die seitlichen Säulengrenzen hindurch an Bedeutung verliert. In Scheirer und Macke (2001) hebt der Effekt der ICA den Albedofehler bei einer horizontalen Auflösung in der Größenordnung von 1 km im Mittel auf. Der ICA-Fehler aufgrund langer horizontaler Photonenwege aufgrund großer Sonnenzenitwinkel lässt sich durch Verwendung einer gekippten ICA minimieren, in der die

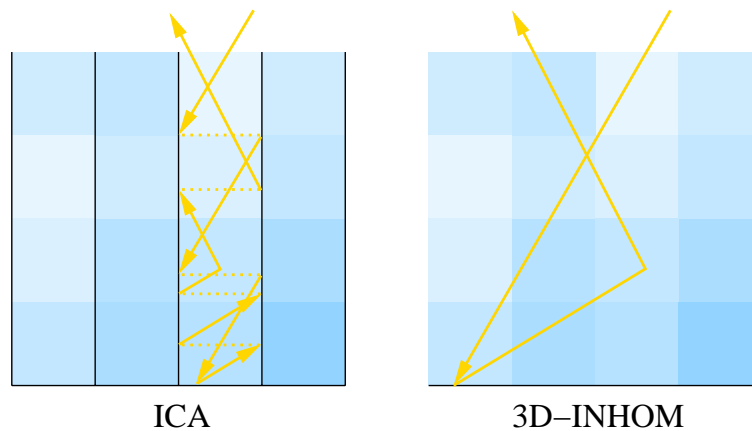


Abbildung 2.11: Verhinderter Horizontaltransport in der unabhängigen-Säulen-Approximation (ICA) im Gegensatz zum realistischen Strahlungstransport (3D-INHOM), bei dem eine Glättung des Strahldichtefelds stattfindet. Blautöne symbolisieren die atmosphärische Extinktion in den einzelnen Modellgitterzellen.

Säulen entsprechend des Einfallswinkels der Strahlung geneigt sind (Várnai und Davies, 1999).

2.4 Photonenweglängen

Die Gesamtheit aller zurückgelegten Wege der solaren Photonen vom Eintritt in die Erdatmosphäre bis zum Empfang in einem Detektor lässt sich in der relativen Häufigkeitsverteilung oder auch Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Photonenweglängen $p(PPL)$ zusammenfassen. Die Photonenweglänge (*engl.* photon path length, PPL) kann in unterschiedlichen Einheiten ausgedrückt werden:

- durch die geometrische Photonenweglänge l_{geom} [m], die die zurückgelegte Wegstrecke als Summe der geometrischen Entfernungen zwischen den Streueignissen über einen Photonenweg angibt
- durch die integrierte Säulendichte l_{O_2} [kg/m²] in Form der durchquerten Masse an Sauerstoffmolekülen
- als optische Weglänge l_{opt} [], die das Integral des Extinktionskoeffizienten entlang des Photonenweges ist.

Diese drei Größen lassen sich ineinander umwandeln, wenn Photonenwege in einem homogenen Medium betrachtet werden oder die Änderung der Sauerstoffdichte und/oder des Extinktionskoeffizienten entlang jedes Photonenweges bekannt

ist. Beispielsweise gilt für die Konversion des geometrischen Photonwegs in die integrierte Säulendichte

$$l_{geom} = \int_{s_0}^{s_1} ds \stackrel{\rho_{O_2} = \text{const}}{=} \frac{1}{\rho_{O_2}} \int_{s_0}^{s_1} \rho_{O_2} ds = \frac{1}{\rho_{O_2}} l_{O_2}. \quad (2.44)$$

l_{O_2} und l_{opt} werden häufig auf die vertikale Säulendichte von Sauerstoff bzw. die vertikale optische Dicke normiert angegeben:

$$l'_{O_2} = \frac{1}{\int_{z_0}^{z_{Det}} \rho_{O_2} dz} l_{O_2} \quad \text{und} \quad l'_{opt} = \frac{1}{\int_{z_0}^{z_{Det}} \beta_x dz} l_{opt}. \quad (2.45)$$

Von Interesse ist ebenso der Zuwachs der PPL durch Streuung in Wolken oder Aerosolschichten verglichen mit dem direkten Photonweg in Richtung der solaren Einstrahlung, hier am Beispiel der optischen PPL

$$\Delta l'_{opt} = l'_{opt} - AMF. \quad (2.46)$$

Dabei ist der theoretische Luftmassenfaktor AMF (*engl.* air mass factor) das Verhältnis zwischen der optischen Dicke, der Sauerstoffsäule oder der geometrischen Weglänge im direkten Strahlengang und dem senkrechten Integral derselben an der Detektorposition. Für den AMF muss unterschieden werden, ob der Detektor am Boden die solare Transmission misst oder in einer bestimmten Höhe die am Boden oder in der Atmosphäre reflektierte Strahlung:

$$AMF_{trans} = 1 / \cos(\theta_0) \quad (2.47)$$

$$AMF_{refl} = 1 / \cos(\theta_0) + 1 / \cos(\theta_{Det}). \quad (2.48)$$

Der gemessene oder modellierte Luftmassenfaktor als tatsächliche mittlere PPL bei wolken- und aerosolfreiem Himmel folgt über weiten Bereichen dem Cosinusetz des theoretischen AMF , liegt bei großen Sonnenzenitwinkeln jedoch deutlich unter diesem (z. B. Wagner et al., 1998). Die Angabe als PPL-Zuwachs ist besonders für l_{geom} vorteilhaft, da für die absolute PPL keine geometrische Höhe, in der die Atmosphäre anfängt, angegeben werden kann. So beginnen die Photonwege in dieser Arbeit in 10 km Höhe, darüber wird der direkte Strahlengang zur Sonne angenommen. Da sich diese Arbeit ausschließlich mit der transmittierten PPL beschäftigt, ist

$$\Delta l_{geom} = l_{geom} - 1 / \cos(\theta_0) \cdot 10^4 \text{ m}. \quad (2.49)$$

Wie in der Einleitung bereits erwähnt, hat die Messung der PPL ihren Ursprung in der Ableitung von Gaskonzentrationen entlang der optischen Wegstrecke aus spektral aufgelösten Strahldichtemessungen. Hanel (1961) brachte die Idee

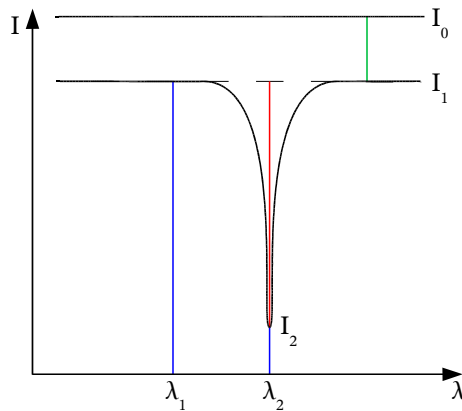


Abbildung 2.12: Differentielle Absorption am Beispiel einer nicht absorbierten (λ_1) und einer absorbierten Wellenlänge (λ_2): I_0 ist die solare Einstrahlung, $I_0 - I_1$ die kontinuierliche Extinktion durch Streuung und $I_1 - I_2$ die differentielle Absorption

auf, dass sich aus den reflektierten Intensitäten zweier Wellenlängen, einer stark absorbierten (λ_2) im CO_2 -Band und einer benachbarten, nicht absorbierten (λ_1), die Wolkenhöhe in Form der durchquerten Gasmasse aus Satellitenmessungen ableiten lässt. Yamamoto und Wark (1961) empfahlen hierfür nicht nur die Verwendung der O_2 A-Bande, sondern merkten auch an, dass der Photonenweg innerhalb der Wolke in der Messung sichtbar werden könnte. Die Differenz der beiden unterschiedlichen Absorptionsvermögen entlang eines Photonenwegs führt zu einem Strahldichteverhältnis von

$$\frac{I_2}{I_1} = e^{-(\tau_2 - \tau_1)AMF}. \quad (2.50)$$

Diese mit den senkrechten optischen Dicken ($\tau_2 - \tau_1$) verbundene differentielle Absorption lässt sich direkt mit dem durchlaufenen Gaspfad, dem realistischen Luftmassenfaktor, in Bezug setzen. Der realistische Luftmassenfaktor AMF kann für wolken- und aerosolfreien Himmel recht genau modelliert werden und ist daher gut bekannt. Er verändert sich jedoch drastisch bei Auftreten von Mie-Streuung durch sich in der Luft befindliche Partikel und kann als mittlere Photonenweglänge $\langle l'_{geom} \rangle$ interpretiert werden. Um ihn zu erhalten, müssen neben dem gemessenen Transmissionsverhältnis die Absorptionseigenschaften des durchlaufenen Mediums bekannt sein. Abbildung 2.12 zeigt die stark wellenlängenabhängige differentielle Absorption (rot) im Gegensatz zu der im betrachteten Spektralbereich wellenlängenunabhängigen kontinuierlichen Extinktion durch Streuung (grün).

Zur Ableitung der PPL aus DOAS-Messungen (*engl.* differential optical absorption spectroscopy), spektral hochaufgelösten Messungen der differentiellen Absorption wie sie unter anderem in Pfeilsticker et al. (1998b) und Scholl et al. (2006) durchgeführt wurden, geht man zunächst von einem homogenen Medium aus. Für

die Transmission entlang eines Photonenweges der Länge l_{geom} gibt das Bouguer-Lambert-Beersche Gesetz (2.29)

$$T(l_{geom}) = \frac{I_{l_{geom}}}{I_0} = \exp\left(-\int_0^{l_{geom}} \beta_a(s) ds\right) \stackrel{\beta_a=const}{=} \exp(-\beta_a l_{geom}) . \quad (2.51)$$

Für die effektive Transmission über viele einzelne Photonenweglängen, deren Häufigkeit durch $p(l_{geom})$ gegeben ist, ist dann

$$T = \int_0^\infty p(l_{geom}) \exp(-\beta_a l_{geom}) dl_{geom} . \quad (2.52)$$

Dies ist formell identisch mit der Laplace-Transformierten \mathcal{L} von $p(l_{geom})$ hinsichtlich β_a :

$$\mathcal{L}_{\beta_a \leftarrow l_{geom}} p(l_{geom}) = \int_0^\infty p(l_{geom}) \exp(-\beta_a l_{geom}) dl_{geom} , \quad (2.53)$$

sodass sich die PPL-PDF theoretisch aus der inversen Laplace-Transformation der gemessenen Transmission ergeben würde.

Beim Übergang zu einem inhomogenen Medium reicht es streng genommen nicht mehr aus, $p(l_{geom})$ zu kennen, sondern aufgrund der räumlichen Änderung des Absorptionskoeffizienten durchlaufen auch gleichlange Photonenwege unterschiedliche optische Dicken, sodass das Integral in (2.52) über jeden einzelnen Photonenweg gegeben sein muss. So ist die mittlere Transmission

$$\bar{T} = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N \exp\left(-\int_0^{l_{geom i}} \beta_a(s) ds\right) , \quad (2.54)$$

wobei N die Anzahl an möglichen oder durchlaufenen Photonenwegen $l_{geom i}$ ist. Praktisch lösen lässt sich (2.54) nur, indem man die mittlere Transmission durch die Transmission bei einer mittleren Absorption annähert, eine Approximation, die in normal vorkommenden Atmosphärensituationen ihre Gültigkeit besitzt (Funk und Pfeilsticker, 2003) und wieder zu der Laplace-Transformierten (2.53) führt.

$$\overline{T(\beta_{ai})} \approx T(\bar{\beta}_a) = \int_0^\infty p(l_{geom}) \exp(-\bar{\beta}_a l_{geom}) dl_{geom} \quad (2.55)$$

Die formell gegebene Möglichkeit der Ableitung der PPL aus der inversen Laplace-Transformation des Strahldichteverhältnisses bei bekannter Absorberverteilung, lässt sich in der Praxis aber nicht nutzen, da von der komplexen Laplace-Transformierten im Experiment nur der positive Teil der reellen Achse gemessen werden kann. Deshalb bedient man sich einer indirekten Herangehensweise und passt iterativ eine PPL-PDF an, bis ihr Absorptionsspektrum dem gemessenen entspricht.

Harrison und Min (1997) und Pfeilsticker et al. (1998b) gaben dafür eine Funktion vor, z. B. eine Gammaverteilung, deren Form durch Mittelwert $\langle PPL \rangle$ und Varianz $\text{var}(PPL)$ festgelegt ist. Dass sich die Gammafunktion für die PPL-PDF einer homogenen oder durchbrochenen Wolkenschicht eignet, zeigten van de Hulst (1980) und Marshak et al. (1995). Das Absorberprofil ist unter anderem aus Radiosondenaufstiegen bekannt. Durch wiederholtes Variieren der ersten beiden Momente der PPL-PDF in jeder einzelnen Höhengschicht und der Simulation des dazugehörigen Absorptionsspektrums am Boden, gelangt man mithilfe einer nichtlinearen Anpassung nach der Methode der kleinsten Quadrate zu demjenigen Spektrum, das das gemessene bestmöglich wiedergibt, und zu der dazugehörigen PPL-PDF inklusive ihrer Anteile in den einzelnen Höhengschichten. Allerdings ist die allgemeine Vorgabe der Verteilungsfunktion eine Einschränkung, die häufig, insbesondere bei starker räumlicher Wolkenvariabilität oder mehreren Wolkenschichten, eine korrekte Ableitung der PPL-PDF nicht zulässt.

Bennartz und Preusker (2006) hingegen machten keine Vorgaben an die Form der PPL-PDF und passten eine freie, äquidistante Schrittfunktion an das vorgegebene Transmissionsspektrum an. Im Vergleich mit MC-Simulationen zeigten sie, dass sie damit auch in Fällen mit Bodenalbeden von $\alpha_0 \neq 0$ oder mit zwei Wolkenschichten sehr nahe an die wahre PPL-PDF herankommen, während das Laplace-Verfahren mit Gammafunktion vor allem $\text{var}(PPL)$ vollkommen unterschätzt.

Min und Harrison (1999) zeigten, dass sich $\langle l_{opt} \rangle$ korrekt aus spektral niedrig aufgelösten Messungen ableiten lässt, während sich aus Instrumenten mit besserer spektraler Auflösung und besserem Signal-zu-Rauschen-Verhältnis auch glaubwürdige höhere Momente wie $\sigma^2(l_{opt})$ ergeben, was Min et al. (2004) vorführten.

Die meisten Arbeiten führen die PPL-Messungen in der Sauerstoff A-Bande durch. Zum einen ist der Sauerstoff bis in eine Höhe von 80 km sehr gut durchmischt, sodass man aus einem Radiosondenaufstieg sein Dichteprofil erhalten kann, zum anderen variiert die monochromatische optische Dicke von O_2 einer Atmosphärensäule innerhalb des A-Bands um 7 Größenordnungen, sodass eine große Anzahl unabhängiger Messungen bei unterschiedlichen Absorptionsvermögen gewährleistet ist. Aber auch im O_2 Gamma-Band bei 628 nm ist eine Ableitung der PPL möglich, wie Portmann et al. (2001) vorführten.

Wie schon in der Einleitung angesprochen, ist ein linearer Zusammenhang zwischen der optischen Dicke der Wolken und der mittleren PPL zu finden.

$$\tau_C \propto \langle l_{opt} \rangle \quad (2.56)$$

Allerdings existiert diese Beziehung nur für eine homogene Wolkenschicht. Das Auftreten von mehreren Wolkenschichten (vertikale Inhomogenität) oder voneinander getrennten Wolken (horizontale Inhomogenität) führt ein gewisses Maß an

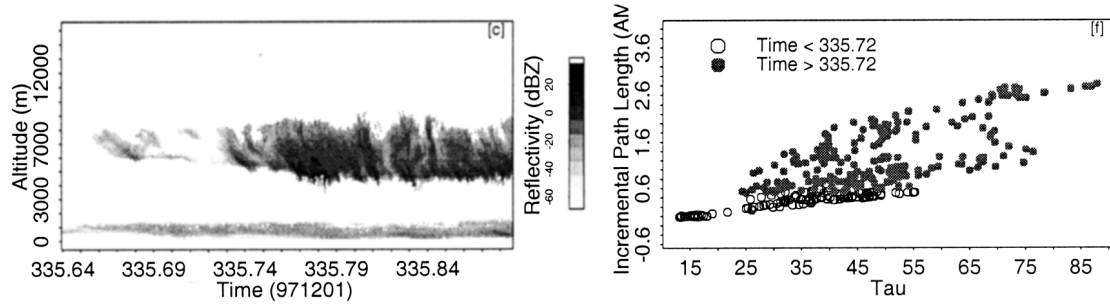


Abbildung 2.13: Gemessene $\Delta l'_{O_2}$ aus Min et al. (2001). Links die Rückstreuung der Wolken aus dem „millimeter-wave cloud radar“ (MMCR), rechts die PPL-Verlängerung aufgetragen gegen die optische Dicke der Wolken.

Dekorrelation in die Beziehung ein. Dieses Verhalten zeigt auch Abbildung 2.13 (rechts) aus Min et al. (2001). Hier liegen die PPL-Verlängerungen durch die Wolken aufgetragen über die optischen Dicken der Wolken bis zum Zeitpunkt 335,72 auf einer Geraden. Ab diesem Zeitpunkt befand sich eine dickere zweite Wolken-schicht über dem Detektor, sodass die nachfolgenden Δl_{O_2} -Messungen oberhalb dieses linearen Zusammenhangs und außerdem weit verstreut liegen. Die Korrelation zu τ_C ist vor allem ein Phänomen der transmittierten Photonen. In Messungen der in Zenitrichtung reflektierten PPL ist dieser Zusammenhang nur sehr schwach ausgeprägt (z. B. Love et al., 2001).

Mit der Abschätzung des Fernerkundungsfehlers, den die ICA-Methode in der Ableitung von Wolkeneigenschaften erzeugt, beschäftigten sich Heidinger und Stephens (2002). Ihre Ergebnisse beziehen sich auf Strahlungstransportsimulationen in zwei Wolkenszenarien unterschiedlicher horizontaler Inhomogenität. Beide Szenarien stammen aus Landsat-Bildern wobei die daraus abgeleiteten optischen Dicken für jedes Pixel auf eine homogene Wolkensäule mit im gesamten Modellgebiet konstanter Dicke von 500 m verteilt wurde. Neben der Untersuchung des Einflusses der ICA auf Strahldichten wurden auch PPL-PDFs mit einem rückwärts rechnenden MC-Modell simuliert und die normierte PPL-Verlängerung der reflektierten Strahlung für die optische und die geometrische PPL miteinander verglichen. Entsprechend (2.44) ist in einem homogenen Medium

$$\Delta l'_{opt} = \beta_x \Delta l'_{geom} \quad (2.57)$$

zu erwarten. In Abbildung 2.14 zeigen Heidinger und Stephens (2002), wie die Verteilungen von $\Delta l'_{geom}$ (gestrichelt) und $\Delta l'_{opt}$ (gepunktet) im homogenen Wolkenfeld mit einem Bedeckungsgrad von 0,99 (Abb. 2.14 links) sehr gut miteinander übereinstimmen, im inhomogenen Fall mit einem Bedeckungsgrad von 0,36 (Abb. 2.14 rechts) vollkommen voneinander abweichen. Auch die mittleren PPLs

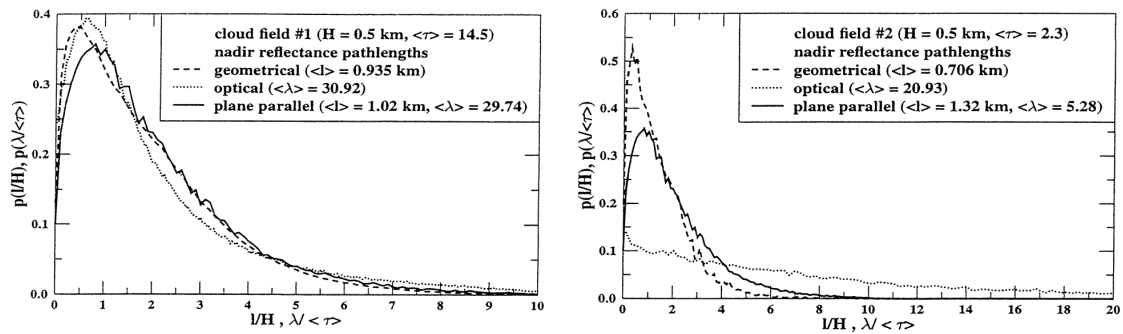


Abbildung 2.14: PPL-PDF als Zuwachs der geometrischen PPL (gestrichelt) und der optischen PPL (gepunktet) für reflektierte Strahlung aus Heidinger und Stephens (2002). Links die Verteilung für das homogenere Wolkenfeld, rechts für das inhomogenere Wolkenfeld mit starken Gradienten in der optischen Dicke. Durchgezogen ist eine Vergleichsrechnung für den planparallel homogenen Fall.

sind im homogenen Wolkenfeld mit $\langle \Delta l'_{geom} \rangle = 2,0$ und $\langle \Delta l'_{opt} \rangle = 2,1$ sehr ähnlich, während sie im inhomogenen Fall mit $\langle \Delta l'_{geom} \rangle = 2,2$ und $\langle \Delta l'_{opt} \rangle = 9,0$ vollkommen unterschiedlich sind.

Kapitel 3

Wolken

Die realistische Simulation des Strahlungstransports in Wolken setzt ein realitätsnahes, dreidimensionales Eingangsfeld der Wolkeninformationen, das bestenfalls auf einem regelmäßigen Gitter vorliegt, voraus. Aus Messungen der Wolkenmikro- und -makrophysik und des Einflusses auf den Strahlungstransport lassen sich wichtige Erkenntnisse über die Dynamik, Entwicklung und Strahlungswechselwirkungen der Wolken gewinnen. Aber die vollständige, dreidimensionale, kurzzeitige Erfassung eines Wolkenzustands ist noch nicht möglich. Dennoch können aus einer gemessenen, statistischen Beschreibung der Wolkeneigenschaften Wolkenfelder mit den gleichen statistischen Eigenschaften generiert werden. Eine andere Methode zur Gewinnung eines Wolkenfeldes zur Durchführung einer Strahlungstransportrechnung ist die hydrodynamische Atmosphärens simulation mit mesoskaliger Auflösung. In Kapitel 3.3 wird das Atmosphärenmodell GESIMA beschrieben sowie anschließend die aus ihm stammenden und hier zur PPL-Simulation verwendeten Wolken mit einer nachfolgenden Darstellung der Umwandlung der mikrophysikalischen Wolkeneigenschaften in die spektralen Eingangsgrößen der Strahlungstransportsimulation.

3.1 Wolken aus Messungen

Die Messung von Wolkeneigenschaften findet entweder in Form von in situ Messungen und durch bodengebundene und satellitengestützte Fernerkundung statt. In situ Messungen auf einem Flugzeug oder Experimentalballon bieten zwar detaillierte Informationen über die Wolkenmikrophysik, aber die Messungen liegen im Falle von Flugzeugmessungen nur auf einzelnen eindimensionalen Flugabschnitten in dem untersuchten Areal vor, während ein Ballon meist auf die Messung von Vertikalprofilen über der Bodenstation beschränkt bleibt. Das vollständige Abfliegen eines dreidimensionalen Rasters mit einem Flugzeug würde zu lange dauern, sodass

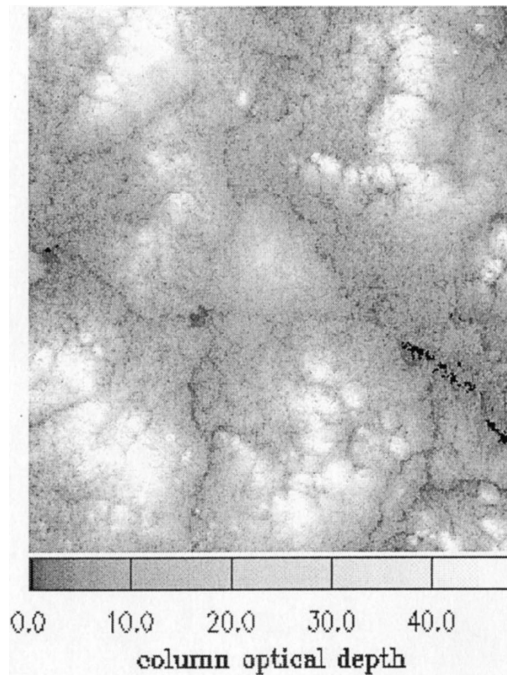


Abbildung 3.1: Satellitenfernerkundete optische Dicke von Wolken aus einer LANDSAT-Aufnahme. Die Auflösung beträgt 28,5 m und das gezeigte Gebiet umfasst $58 \times 58 \text{ km}^2$. Darstellung aus Heidinger und Stephens (2002).

sich die Wolken in dieser Zeit entweder vollständig verändert oder gar aufgelöst haben und die Gewinnung eines kompletten Eingangsfeldes aus in situ Messungen somit nicht durchführbar ist.

Aus der Satellitenfernerkundung lassen sich zweidimensionale, horizontale Felder von Wolkendaten wie Höhe und Temperatur der Wolkenobergrenze, Bedeckungsgrad, optische Dicke, effektiver Radius, Wolkenwasserpfad, Phase der Hydrometeore oder Wolkengattung ableiten. Ein solches Feld der optischen Dicke (Abbildung 3.1) der Wolken nutzten beispielsweise Heidinger und Stephens (2002) für Strahlungstransportrechnungen, indem sie die dritte Dimension durch eine konstante Wolkendicke von 500 m und eine homogene Verteilung innerhalb der Wolkensäule vorgegeben haben. Seit Februar 2000 nimmt MISR (Multi-angle Imaging SpectroRadiometer) an Bord des Satelliten Terra beim Überfliegen einer Szenerie Messungen derselben Atmosphärensituation unter neun verschiedenen Beobachtungswinkeln vor. Marshak et al. (2006) zeigten, wie man aus diesen Messungen der Wolkenseiten Vertikalprofile von Tropfenrößen in Wolkentürmen ableiten kann. Dies ist ein weiterer Schritt in Richtung dreidimensionale Fernerkundung eines Wolkenfelds, bietet aber immer noch nicht die notwendige Vollständigkeit entsprechend den Anforderungen einer korrekten Strahlungstransportsimulation.

Für die bodengebundene Wolkenfernerkundung wird meist ein passives Mikrowellenradiometer oder ein aktives mm-Wolkenradar eingesetzt. Während ein Multikanal-Mikrowellenradiometer im Stande ist, für die Temperatur und den Wasserdampfgehalt vertikale Profile der Atmosphärensäule zu messen, kann es

an Wolkenvariablen nur den integralen Wolkenwasserpfad entlang des Messweges bestimmen. Dagegen besitzt ein Wolkenradar die Fähigkeit, die vertikale Wolkenstruktur aufzulösen. Auch lassen sich aus der Dopplerverschiebung und der Polarisationsänderung Rückschlüsse auf die Fallgeschwindigkeit und den Phasenzustand der Hydrometeore schließen. Die Umrechnung der gemessenen Rückstreuung über Tropfenkonzentration und Tropfenradius in Wolkenwassergehalte birgt allerdings große Unsicherheiten, da der Tropfenradius überproportional mit der sechsten Potenz in die Reflektivität eingeht.

Bessere Ergebnisse bieten kombinierte Ableitungsverfahren des Wolkenwassergehalts aus gemeinsamen passiven Mikrowellen- und Wolkenradarmessungen, wobei erstere die integrale Wolkengröße liefern und letztere die vertikale Verteilung der gleichen Größe. Lohnert et al. (2004) stellten ein solches Verfahren vor und leiteten aus Messungen des 22 Kanal Wolkenradiometers MICCY (MICrowave Radiometer for Cloud CarthographY) und des 95 GHz Wolkenradars MIRACLE (MICrowave RAdar for Cloud Layer Exploration), ergänzt um Radiosondenaufstiege und Ceilometermessungen, Profile des Wolkenwassergehalts mit einer Genauigkeit von 15% – 25% ab. Abbildung 3.2 zeigt einen solchen Schnitt des Wolkenwassergehalts, der aus der „integrated profiling technique“ (IPT) stammt. Die Messungen dazu fanden im Rahmen der Messkampagne BBC (BALTEX Bridge Campaign, Crewell et al. (2004)) im August und September 2001 in den Niederlanden im Zuge der Projekte 4D-Wolken und CLIWA-NET (Cloud Liquid Water Network) statt.

Auch die bodengebundenen Wolkenfernerkundungsverfahren können nur einen zweidimensionalen Schnitt durch ein Wolkenzenario bereitstellen, nämlich eine Zeitreihe des vertikalen Profils der über das Messgerät vorbeitreibenden Atmosphäre. Ähnliches gilt für ein satellitengezogenes Wolkenradar, wie das „Cloud Profiling Radar“ (CPR) auf CloudSat, der im April 2006 in seine Umlaufbahn gebracht worden ist. Aus der Kombination von Vertikalschnitt aus CloudSat mit der horizontalen Wolkenaufsicht passiver Satellitenfernerkundungsverfahren will man Rückschlüsse auf das dreidimensionale Verhalten des umgebenden Wolkenfeldes ziehen.

3.2 Wolken aus Simulationen

Da Messungen nicht direkt das dreidimensionale Eingangsfeld für die Strahlungstransportrechnung in Wolken zur Verfügung stellen können, bleibt nur die Erzeugung von dreidimensionalen Wolkendatenfeldern mit dem Computer. Hierzu existieren zwei Ansätze: die statistische Generierung und die hydrodynamische Simulation.

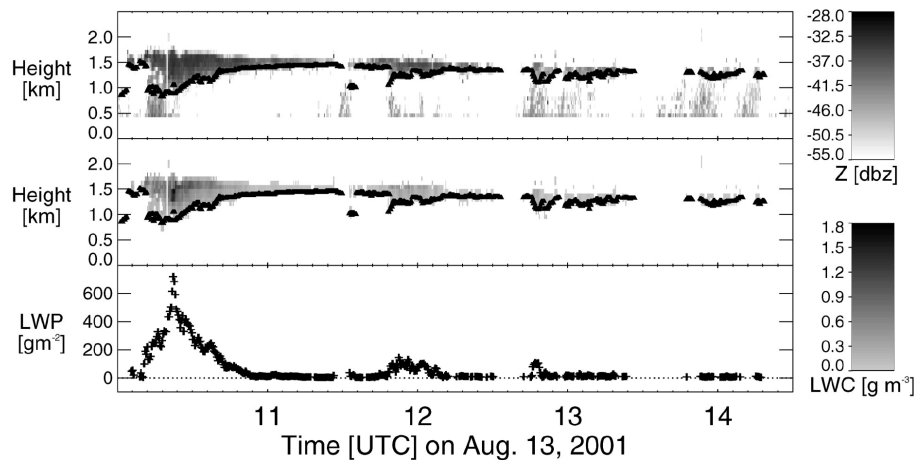


Abbildung 3.2: Mit IPT-Algorithmus abgeleitete Wolkenwasserprofile aus kombinierten Wolkenradar- und passiven Mikrowellenmessungen (Mitte). Darüber das Rückstreusignal des Wolkenradars und darunter der Wolkenwassergehalt aus der Mikrowelle. Dreiecke markieren die Wolkenbasis aus Ceilometermessungen. Graphik aus Löhnert et al. (2004).

3.2.1 Statistische Wolkensimulation

Die statistische Methode erzeugt mit einem Zufallsverfahren einen Datensatz, der vorher definierten statistischen Eigenschaften genügt oder nahe kommt. Ein klassisches Verfahren ist die „bounded cascade“-Methode (z. B. Cahalan et al., 1994). Aus einer homogenen Wolkenschicht entsteht dabei durch wiederholtes Aufteilen der Gitterboxen, verbunden mit einer zufälligen Umverteilung des darin vorhandenen Wolkenwassers, eine Verteilung des Wolkenwassers, die dem $k^{-5/3}$ -Spektrum des Trägheitsunterbereichs isotroper Turbulenz gehorcht.

Realitätsnahe Wolken erhält man, indem man die statistischen Vorgaben aus oben vorgestellten ein- bis zweidimensionalen Messungen extrahiert. Grundsätzliche Eigenschaften, die durch die Messdaten vorgegeben werden, können das Fourier-Spektrum oder die Häufigkeitsverteilung der nachgebildeten Variable sein. Die Vorgabe eines Fourier-Spektrums führt zu realistischen räumlichen Zusammenhängen oder Strukturen, enthält jedoch keine Aussage über die mittlere Ausprägung der Wolkeneigenschaft. Letztere wird durch das Nachbilden der Häufigkeitsverteilung gewährleistet. Dann jedoch entspricht die Anordnung der Werte nicht mehr dem natürlichen oder dem entsprechend den physikalischen Gesetzen möglichen Vorkommen.

Der in Venema et al. (2006) vorgestellte Algorithmus zur Wolkengenerierung IAAFT (Iterative Amplitude Adapted Fourier Transform algorithm) führt beide

statistischen Methoden zusammen. Ein Vergleich der mit IAAFT erzeugten Wolkenfelder mit den beiden herkömmlichen Methoden verdeutlicht den Zuwachs an Realismus durch die Kombination beider Verfahren. Die statistischen Vorgaben für die in Venema et al. (2006) erzeugten zweidimensionalen Wolkenwasserpfadfelder und dreidimensionalen Wolkenwassergehaltfelder stammten aus den in Löhnert et al. (2004) abgeleiteten Wolkenwasserprofilen.

Wie realitätsnah die erzeugten Felder einer Wolkenvariable werden, hängt bei der stochastischen Generierung zum einen von der richtigen Wahl der statistischen Vorgaben und zusätzlichen Zwangsbedingungen ab, zum anderen natürlich auch von dem numerischen Verfahren. Problematischer ist das Erstellen einer Szenerie mit mehreren Wolkenvariablen, die durch physikalische Prozesse voneinander abhängen, da in voneinander unabhängigen Statistiken für die einzelnen Felder diese Zusammenhänge nicht enthalten sind und zusätzlich in den stochastischen Erzeugungsalgorithmus eingebunden werden müssen.

3.2.2 Hydrodynamische Wolkensimulation

Die physikalisch konsistentere Methode zur Generierung von Wolkendatensätzen ist die dynamische Simulation der zeitlichen Entwicklung der Wolken. Um die Wolkenstrukturen, die von Interesse sind, auflösen zu können, muss die räumliche Auflösung im Bereich von einigen Kilometern oder feiner sein. Hierzu bieten sich mesoskalige Modelle an, die in der Lage sind, atmosphärische Prozesse, die auf Längenskalen zwischen 1 km und 250 km stattfinden, zu simulieren (Etling, 1981). Im Vergleich zu globalen Vorhersagemodellen sind für die Modellgleichungen im mesoskaligem Maßstab bessere Annäherungen an die theoretischen allgemeinen Erhaltungsgesetze notwendig. Dazu gehört anstatt der hydrostatischen Vereinfachung die Beachtung des dynamischen Drucks. Ohne diesen ist die realistische Simulation von Cumuluswolken, in denen vertikale Beschleunigungen Konvektionsgeschwindigkeiten von mehreren 10 ms^{-1} erzeugen, nicht möglich. Mesoskalige Modelle eignen sich für viele unterschiedliche Aufgabengebiete wie die Simulation von großräumiger Turbulenz, Prozessstudien, Kurzfrist-Wettervorhersage oder die Untersuchung von Umweltproblemen wie Schadstofftransport und regionale Klimaauswirkungen.

Die Dynamik von Wolken besteht zu einem Großteil aus turbulenten Prozessen. Deshalb lassen sie sich auch gut in Large Eddy Simulationen (LES) erzeugen. In gewöhnlichen hydrodynamischen Simulationen, also der numerischen Lösung der Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichung, werden die subskaligen Fluktuationen durch ein gesondertes Turbulenzmodell parametrisiert. Dagegen werden in der LES die Navier-Stokes-Gleichungen mit einem Tiefpassfilter gefiltert, sodass die großen Wirbel direkt berechnet werden können und nur noch für die kleinen

Wirbel ein Turbulenzmodell angewendet werden muss. Beispiele der Wolkensimulation in der Grenzschicht mit LES finden sich z. B. in Chlond et al. (2004).

Für eine realistische Wolkenentstehung finden die Daten aus den oben beschriebenen Messungen Eingang in den Anfangszustand der Modellläufe. Die weitere Entwicklung verläuft frei, sodass die Ähnlichkeit der simulierten Wolken mit der Realität zum einen von der numerischen und physikalischen Genauigkeit des Modells abhängt und zum anderen von der Vollständigkeit und Genauigkeit des Anfangsfelds.

Die in dieser Studie verwendeten Wolkenfelder stammen aus hydrodynamischen Simulationen mit GESIMA, dem Geesthachter Simulationsmodell der Atmosphäre (Eppel et al., 1992), das am GKSS Forschungszentrum Geesthacht entwickelt wurde. Die Atmosphärenläufe wurden von von Bremen (2001) durchgeführt, um den Inhomogenitätsfehler in der passiven, satellitengestützten Mikrowellenfernerkundung von Wolken an nicht idealisierten Wolken zu untersuchen und zu reduzieren.

3.3 Das GESIMA-Modell

GESIMA ist ein dreidimensionales, nicht-hydrostatisches Atmosphärenmodell mit mesoskaliger Auflösung. Bei seiner Entwicklung wurde besonders auf detaillierte Parametrisierungen der Grenzfläche Atmosphäre–Boden, der Wolkenentwicklung und der Wechselwirkung mit Strahlung Wert gelegt (Kapitza und Eppel, 1992). Die Diskretisierung der Modellgleichungen fand auf einem versetzt angeordneten Arakawa-C-Gitter statt. Zur Berücksichtigung natürlicher Orographie besitzt GESIMA ein terrainfolgendes Koordinatensystem.

Die Dynamik des Modells GESIMA basiert auf den Grundgleichungen der Impuls-, Massen- und Energieerhaltung in Form der anelastischen Boussinesq-Approximation. Das zugrunde liegende Gleichungssystem hat die Form:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}\bar{\mathbf{v}}) + \nabla \cdot (\bar{\rho}\bar{\mathbf{v}}\bar{\mathbf{v}}) = -\nabla p - 2\bar{\rho}\boldsymbol{\Omega} \times \bar{\mathbf{v}} - \nabla \cdot \overline{(\rho\mathbf{v}'\mathbf{v}')} + \quad (3.1)$$

$$g\bar{\rho}\mathbf{k} \left(\frac{\Theta'}{\bar{\Theta}} - \bar{q}_L - \bar{q}_R - \bar{q}_I - \bar{q}_S \right) \\ \nabla \cdot (\bar{\rho}\bar{\mathbf{v}}) = 0 \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}\bar{\Theta}) + \nabla \cdot (\bar{\rho}\bar{\mathbf{v}}\bar{\Theta}) = -\nabla \cdot \overline{(\rho\mathbf{v}'\Theta')} + \bar{\rho}Q_{\bar{\Theta}} \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}\bar{C}_i) + \nabla \cdot (\bar{\rho}\bar{\mathbf{v}}\bar{C}_i) = -\nabla \cdot \overline{(\rho\mathbf{v}'C'_i)} + \bar{\rho}Q_{\bar{C}_i}, \quad (3.4)$$

wobei $\bar{q}_{L,R,I,S}$ = Massenmischungsverhältnis der Hydrometeore
 $Q_{\bar{\Theta}}$ = Quellterm für Temperatur
 $Q_{\bar{C}_i}$ = Quellterm für atmosphärische Beimengungen
 \bar{C}_i = atmosphärische Beimengungen (Wasserdampf,
 Wolkenwasser, Regen, Eis, Schnee, Schadstoffe).

Der Quellterm $Q_{\bar{\Theta}}$ der Temperaturgleichung (3.3) enthält mikrophysikalische Prozesse wie strahlungsbedingte, diabatische Erwärmung oder Wärmeänderung durch Phasenumwandlung. Über die potentielle Temperatur Θ im Auftriebsterm von (3.1) wirken sich diese Effekte auch auf die Impulsbilanz aus. Hierdurch und durch Berücksichtigung des Gewichts der Wolkenpartikel ($q_{L,R,I,S}$) im Auftriebsterm von (3.1) ist die Dynamik in GESIMA stark mit der inneren Energie gekoppelt (Jacob, 1991). Weiterführende Informationen zur Modellphysik GESIMAs werden in Eppel et al. (1992) gegeben.

In GESIMA stehen zwei verschiedene Module zur Wolkenphysik zur Auswahl: das Parametrisierungsschema nach Jacob (Jacob, 1991; Eppel et al., 1995) und das nach Levkov (Levkov et al., 1992). Die Parametrisierung nach Levkov hat eine detailliertere Umsetzung der Eisphasenmikrophysik und enthält zusätzlich die Simulation der Teilchenzahlen für die unterschiedlichen Hydrometeorarten. Da der Wassergehalt und die Teilchenzahl die Abschätzung des Effektivradius erlauben (Macke et al., 1999), der für die Berechnung der Streu- und Absorptionseigenschaften der bewölkten Atmosphäre genutzt wird, ist bei der Erstellung der in dieser Arbeit verwendeten Wolken das Levkov-Schema verwendet worden.

In der Routine nach Levkov werden neben dem Wasserdampf vier verschiedene Erscheinungsformen von Wasser unterschieden: Wolkenwasser, Regen, Eiskristalle und Schnee. Innerhalb dieser Klassen sind sowohl die Form der Partikel als auch die allgemeine Form der Größenverteilungen vorgegeben. Beispielsweise wird für die Größenklassenverteilung der Niederschlagspartikel Regen und Schnee eine exponentielle Verteilung nach Marshall und Palmer (1948) angenommen.

$$n(D) = n_0 \exp(-\lambda D) \quad (3.5)$$

mit n = Partikelanzahl pro Einheitsvolumen und Durchmesserintervall
 n_0 = vorgegebener Wert für $n(D=0)$
 λ = Verteilungsparameter, abhängig von Massenmischungsverhältnis q
 und Luftdichte ρ_a
 D = Partikeldurchmesser

Die Änderung des Massenmischungsverhältnisses q_x und der Teilchenzahl N_x ergeben sich für die einzelnen Klassen x (Wolkenwasser (L), Regen (R), Wolkeneis

(I) und Schnee (S) sowie Wasserdampf (V) beim Massenmischungsverhältnis und Aerosolpartikel bei der Teilchenzahl) aus

$$\frac{\partial q_x}{\partial t} = ADV(q_x) + DIF(q_x) + \frac{\partial}{\partial z}(q_x U_x) + B_{q_x} \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial N_x}{\partial t} = ADV(N_x) + DIF(N_x) + \frac{\partial}{\partial z}(N_x U_x) + B_{N_x}. \quad (3.7)$$

Dabei steht ADV für die Advektion der Größen, DIF für die Diffusion und B für die Umwandlung zwischen den fünf Klassen. $\frac{\partial}{\partial z}U_x$ ist der Sedimentationsfluss durch Ausfallen aus dem Volumen, wobei die massengewichtete Fallgeschwindigkeit für Wasserdampf und für Wolkenwasser $U_V = U_L = 0$ m/s ist.

Die mikrophysikalischen Prozesse, also der Austausch zwischen und die Änderung innerhalb der Partikelklassen, werden durch Bulk-Parametrisierungen beschrieben. In jeder Klasse x ist sowohl das Massenmischungsverhältnis q_x als auch die Teilchenzahl N_x berücksichtigt. Das Zusammenspiel dieser Wechselwirkungen ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Im einzelnen sind Parametrisierungen für folgende Umwandlungsmechanismen enthalten (Levkov et al., 1992):

- ◇ Änderung des Wolkenwassergehalts durch Kondensation oder Verdunstung (BWCOND)
- ◇ Zunahme des Regens (BWAUTR) oder des Schnees (BAUTIS) durch Autokonversion
- ◇ Zunahme des Regens (BRACRW) oder des Schnees (BSACRI) durch Akkreszenz
- ◇ Regenabnahme durch Evaporation des Regens zu Wasserdampf und Wolkenwasser (BREVAP)
- ◇ Zusammenfließen von Regentropfen untereinander (self collection) (BSELFR)
- ◇ Niederschlag, Ausfallen von Regen (BFALLR), Schnee (BFALLS) oder Eiskristallen (BFALLI)
- ◇ direkte Umwandlung von Wasserdampf in Eiskristalle durch Nukleation (BIDEP / NUQN)
- ◇ Deposition von Wasserdampf an vorhandenen Eiskristallen oder Sublimation der Eiskristalle zu Wasserdampf (BDEPI / NDEPI)
- ◇ Wolkeneisbildung durch Verbindung von unterkühlten Wolkentropfen mit Aerosolpartikeln (contact nucleation) (BCONTW)
- ◇ Wolkeneisbildung durch Gefrieren von Wolkentropfen (BFREZW)
- ◇ Abnahme der Anzahl der Eiskristalle durch Zusammenlagerung kleiner Eiskristalle (Aggregation) (BAGRI)
- ◇ Schmelzen von Wolkeneis zu Wolkentropfen (BMELI)
- ◇ Schneezunahme durch Deposition von Wasserdampf an Schnee (BDEPS)
- ◇ Schneezunahme durch Deposition von Wasserdampf an Wolkeneis (BDEPIS)
- ◇ Wolkeneiserzeugung durch Kollision von Schnee mit Wolkentropfen (splintering) (BSICEP)
- ◇ Schneezunahme durch Einfangen von Eiskristallen durch Regentropfen (BIACRR)
- ◇ Schneezunahme durch Einfangen von Regentropfen durch Eiskristalle (BRACRI)
- ◇ Schneezunahme durch Einfangen von Regentropfen durch Schnee (BSACRR)
- ◇ Gefrieren von Regentropfen zu Schnee (BFREZR)
- ◇ Schmelzen von Schnee zu Regentropfen (BMELS)
- ◇ Schnee- bzw. Regenzunahme durch Einfangen von Wolkentropfen durch Schnee (BSACRW)

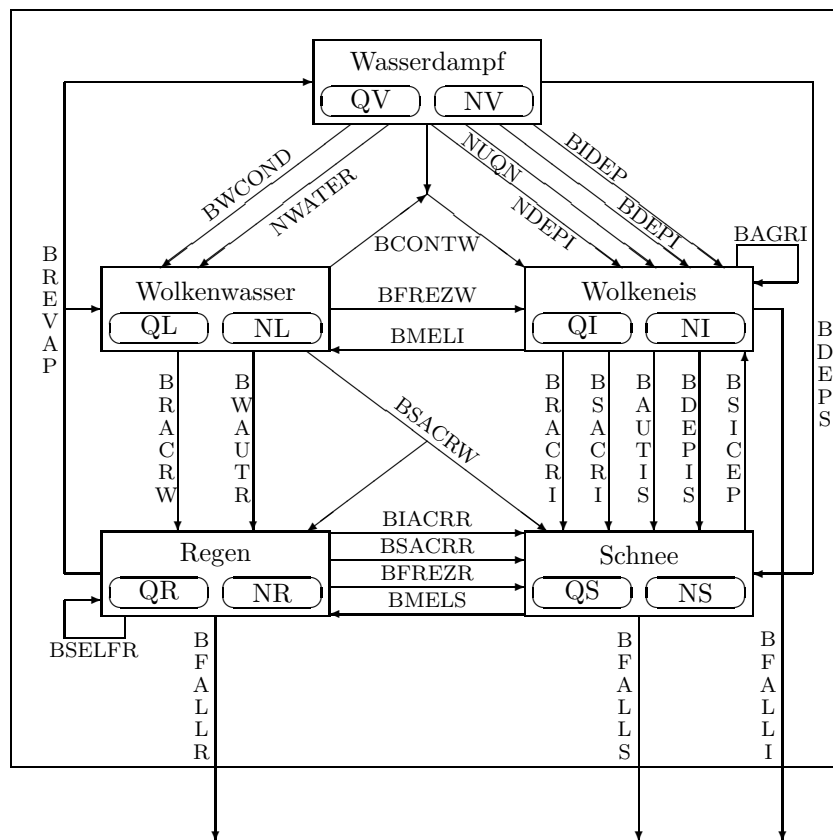


Abbildung 3.3: Parametrisierte mikrophysikalische Umwandlungsprozesse im GESIMA-Wolkenmodul von Levkov et al. (1992) (aus Hagedorn, 1996). Erklärung der Abkürzungen im Text.

3.4 Die GESIMA-Wolken

Von Bremen (2001) wählte für die Simulation der hier verwendeten Wolkenfelder eine horizontale Auflösung von 2 km und eine vertikale Auflösung, die sich von 100 m in der untersten Schicht bis zu 1 km in den obersten 4 Schichten erstreckt. Das Modellgebiet umfasst $52 \times 52 \times 26$ Gitterzellen, was eine Grundfläche von $104 \text{ km} \times 104 \text{ km}$ ergibt und eine vertikale Ausdehnung von 10 km. Die äußeren Gitterpunkte des Modells waren mit den konstanten Werten der Randbedingungen besetzt, während für die inneren $50 \times 50 \times 24$ Zellen die Integrationsgleichungen gelöst wurden. Der Integrationszeitschritt betrug 10 Sekunden. Alle 10 Minuten wurde der Modellzustand als eine Wolkenrealisierung abgespeichert, was bei einer Simulationszeit von 2 Stunden zu Zeitreihen von 12 Wolken führte.

Die Simulationen wurden wolkenfrei initiiert. Die Startfelder für Temperatur und Luftfeuchtigkeit waren horizontal homogen geschichtet und entstammten aus

Radiosondenaufstiegen des DWD, die 1989 über Ozeanen durchgeführt worden waren. Der großräumige geostrophische Wind blieb über die Simulationszeit konstant und entstammte aus dem gemessenen Wind in 10 m Höhe. Die Meeresoberflächentemperatur war Randbedingung für die unterste Modellschicht. Entsprechend der Herkunft der Radiosondenaufstiege wurden die Wolkenläufe in Monatsklassen und in Klassen der geographischen Breite eingeordnet. Eine dritte Untergliederung bildet die maximale relative Feuchte des Startprofils in die Klassen ab 94%, 96% und 98% relative Feuchte.

Für die effektive Generierung eines größeren Datensatzes an realistischen, inhomogenen Wolkenfelder in angemessener Zeit musste die Wolkenbildung zusätzlich angeregt werden. Dies geschah durch das Hinzufügen von künstlichen Feuchtestörungen in das Modellgebiet. Zum einen wurde über die ersten 70 Minuten kontinuierlich im ganzen Modellgebiet gleichmäßig Wasserdampf hinzugefügt, was zu einer Labilisierung der Atmosphärenschichtung führte. Zum anderen fand über 50 Minuten im Umkreis von 11 zufällig ausgewählten Gitterboxen eine zusätzliche Wasserdampfzugabe statt, wodurch Dichteunterschiede in horizontaler Richtung entstanden, die die Konvektion einleiten konnten.

Die entstandenen Wolken sind hauptsächlich Cumuluswolken und besitzen eine hohe interne Variabilität. Form und Lage der Quelltürme hängen hauptsächlich von der zufällig festgelegten Wasserdampfstörung ab. Zusätzlich bildeten sich auch häufig eine oder mehrere horizontale Schichten aus, die sich über die gesamte Fläche des Modellgebiets erstrecken und wahrscheinlich auf vertikale Strukturen in dem gemessenen Eingangsprofil zurückzuführen sind. Durch den konstanten geostrophischen Wind kommt es vor, dass die Quellwolken an einem Rand aus dem Modellgebiet her austreiben, während sich durch die festgelegten Randbedingungen aus den gegenüberliegenden Randzellen ein waagrecht liegender Wolkenschlauch in das Modellgebiet hereinzieht. Abbildung 3.4 zeigt exemplarisch das Feld des Gesamtwasserpfeils einer GESIMA-Wolke in der Aufsicht sowie die Pfade für die einzelnen Hydrometeorklassen.

Es liegen 146 Zeitserien der Wolkenentwicklung vor, was einen Datensatz von 1752 Wolkenfeldern ergibt. Für die Untersuchung der Photonenweglängen in Kapitel 6 wurde der Strahlungstransport für 218 Szenarien aus 118 Zeitserien berechnet. Deren Radiosondenprofile entstammen zu einem großen Teil aus Gebieten zwischen 20° und 50° nördlicher Breite und verteilen sich über alle Jahreszeiten. Die untersuchten Fälle setzen sich aus 121 reinen Wasserwolken, 85 Mischwolken, 3 reinen Eiswolken und 9 wolkenfreien Fällen zusammen. Es wurden nur Szenarien der geraden Zeitschritte von 2 bis 12 (Alter 10–130 Minuten) genutzt, sodass der minimale zeitliche Abstand zweier verwendeter Realisierungen aus derselben Zeitserie 20 Minuten beträgt. In Schewski (2001) wurde gezeigt, dass sich die Gebietsmittel der Wolken- und Strahlungseigenschaften der meisten GESIMA-Wolken schon zwi-

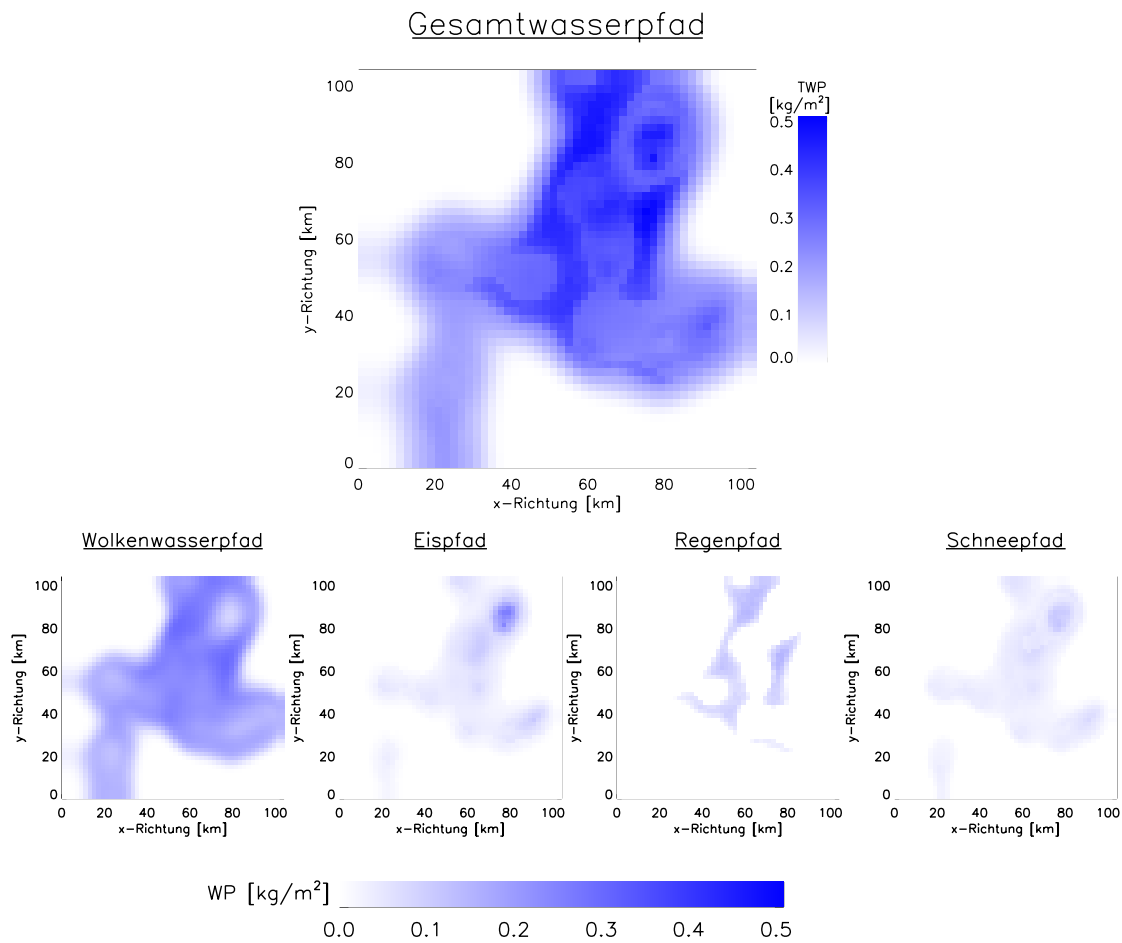


Abbildung 3.4: Vertikale Pfade von Gesamtwasser und Wolkenwasser, Eis, Regen und Schnee einer GESIMA-Wolke. Das Startprofil wurde im August zwischen 30° und 40° nördlicher Breite gemessen. Das Alter der Wolke ist 70 Minuten.

schen zwei aufeinanderfolgenden Zeitschritten deutlich unterscheiden. Durch die Verwendung höchstens jedes zweiten Zeitschritts soll die statistische Unabhängigkeit der Wolkenfälle voneinander gewährleistet werden.

3.5 Umrechnung der Wolkeneigenschaften

Von den Wolkeninformationen, die GESIMA liefert, werden für die Strahlungstransportrechnungen der Wassergehalt (WC) und die Partikeldichte (N) der in Kapitel 3.3 genannten Hydrometeorarten L , I , R und S verwendet. Über den effektiven Radius, das Verhältnis von Partikelvolumen zu Partikeloberfläche in einem

Einheitsvolumen

$$r_{eff} = \frac{\int_0^\infty \pi r^3 n(r) dr}{\int_0^\infty \pi r^2 n(r) dr}, \quad (3.8)$$

und Annahmen zur Größenverteilung werden aus den GESIMA-Daten die Volumenextinktionskoeffizienten gewonnen entsprechend der Beschreibung in Macke et al. (1999). Die Absorptions- und Streukoeffizienten der Wolkenpartikel ergeben sich dann aus der Extinktion und der Einfachstreueralbedo (2.5). Zusätzlich findet der effektive Radius Verwendung, um die gültige Streufunktion der jeweiligen Partikelklasse zu wählen. Für die Streufunktion und Einfachstreueralbedo von Hydrometeoren siehe Kapitel 2.1.1.

Für die Größenverteilungsfunktion der Wolkentropfen wird nach Hansen und Travis (1974) eine Standard-Gammafunktion mit der effektiven Varianz $\nu_{eff} = 0,15$ gewählt. Daraus ergibt sich der Extinktionskoeffizient zu

$$r_{eff,L} = \left(\frac{LWC}{k \rho_w N_L} \right)^{1/3} \quad (3.9)$$

$$\text{und } \beta_{x,L} = \frac{3 q_x LWC}{4 \rho_w r_{eff,L}} \quad (3.10)$$

$$\text{mit } k = 4\pi (1 - \nu_{eff}) (1 - 2\nu_{eff}) / 3,$$

$$LWC = \text{Wolkenwassergehalt},$$

$$\rho_w = \text{Dichte von Wasser},$$

$$N_L = \text{Anzahldichte an Wolkentropfen}$$

$$\text{und } q_x = \text{Extinktionseffizienz, hier } q_x = 2.$$

Die Umwandlung für Regentropfen basiert auf Disdrometermessungen (Großklaus et al., 1998) der Tropfengröße von flüssigem Niederschlag über zwei Jahre. Auch wenn diese Messungen nur für Bodennähe gültig sind und Veränderungen in der Größenverteilung mit der Höhe zu erwarten sind, wurde aus Ermangelung einer Alternative mit vertikaler Abhängigkeit auf diese Parametrisierung zurückgegriffen:

$$r_{eff,R} = 3,0435 \left(\frac{RR}{N_R} \right)^{0,3364} \quad (3.11)$$

$$\beta_{x,R} = 2,623 \cdot 10^{-4} RR^{0,839}. \quad (3.12)$$

Dabei sind die Regenrate RR in $[\text{mm h}^{-1}]$, N_R in $[\text{cm}^{-3}]$, $r_{eff,R}$ in $[\text{mm}]$ und $\beta_{x,R}$ in $[\text{km}^{-1}]$ einzusetzen.

Aus den Profilen von Eis- und Schneegehalt sowie dem dazugehörigen Temperaturprofil werden die vertikalen Verteilungen des effektiven Radius und des Volumenextinktionskoeffizienten bestimmt. Hierzu entwickelten Mitchell (1988, 1991)

und Mitchell et al. (1996) ein mikrophysikalisches Modell, das unter anderem das Wachstumsverhalten der Kristalle mitberücksichtigt.

Die räumliche Verteilung der Extinktion, wie sie sich aus den Wolkenpartikeln in Abbildung 3.4 ergibt, ist in Abbildung 3.5 am Beispiel des dazugehörigen GESIMA-Laufes mit hochreichender Konvektion dargestellt. Der zeitliche Abstand zwischen den Bildern beträgt $\Delta t = 10$ min, beginnend mit $t = 10$ min. Das Feld der Wasserpfade für den Zeitschritt $t = 70$ min entspricht der Abbildung 3.4. Anfangs erkennt man die in Kapitel 3.4 beschriebenen Auftriebszentren, deren Konvektionstürme im Laufe der Simulation teilweise zusammenwachsen und sich auch nach Beendigung des Konvektionsantriebs nach 70 Minuten weiterentwickeln.

Die GESIMA-Wolkenfelder und das Strahlungstransportmodell MC-UNIK-BW (Kapitel 2.3.5) sind Grundlage der im Folgenden vorgenommenen PPL-Simulationen und ihrer Auswertung.

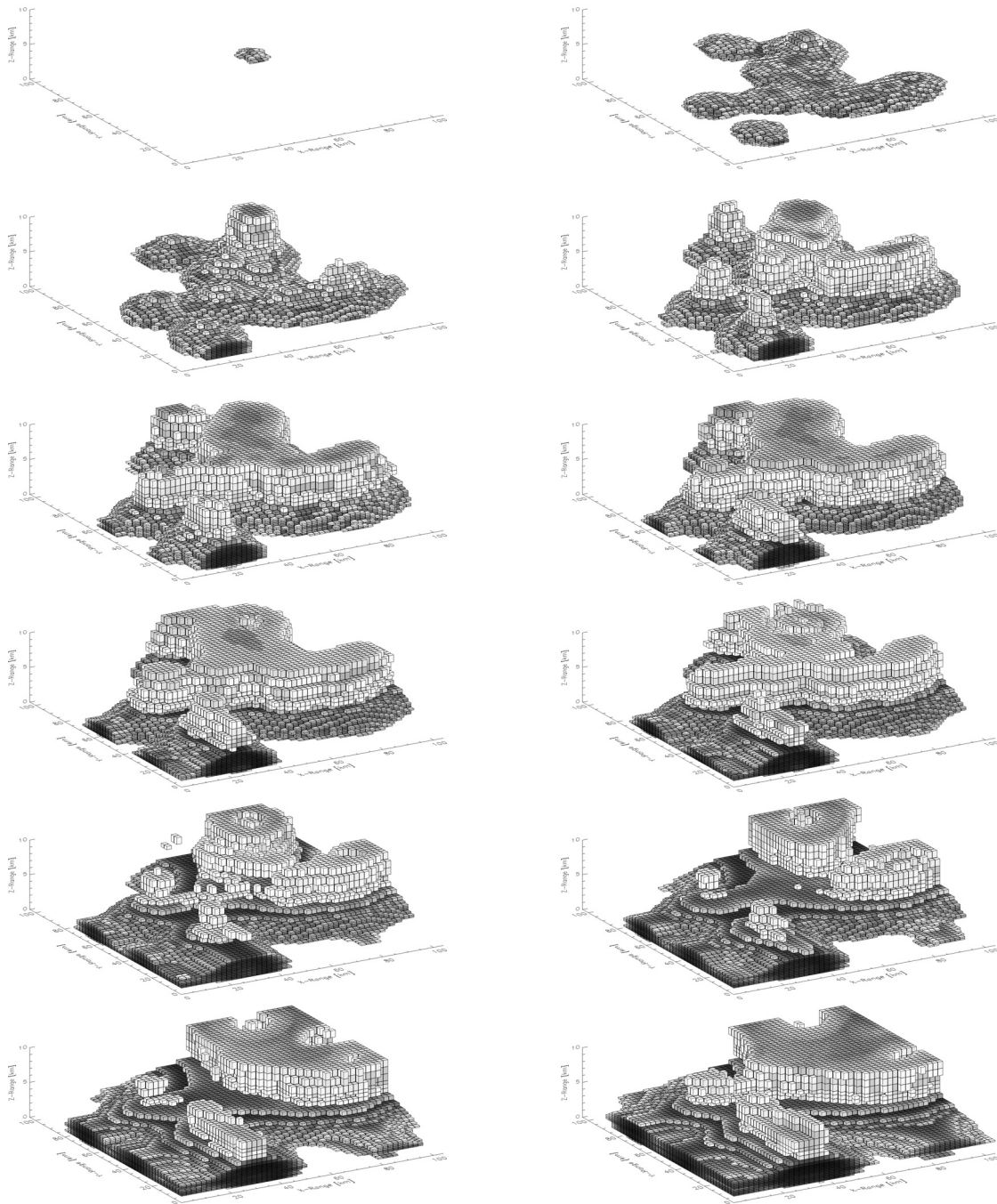


Abbildung 3.5: Entwicklung der dreidimensionalen Struktur einer GESIMA-Wolke. Dargestellt ist der Extinktionskoeffizient aus den Hydrometeoren, dunklere Grautöne entsprechen einer höheren Wolkenextinktion. Die z-Achse ist überhöht gezeichnet. Der 7. Zeitschritt entspricht der Wolke aus Abbildung 3.4.

Kapitel 4

Räumliche und spektrale Änderung der PPL-PDF

Die Variation der PPL-PDF mit dem Ort hängt in erster Linie mit der Variation der umgebenden Wolken auf den gleichen Skalen zusammen. Allerdings wird dieser Zusammenhang noch durch die Strahlungsglättung überlagert, die aus dem Horizontaltransport der Photonen resultiert und kleinskalige Wolkenfluktuationen in der Strahlungsmessung glättet oder durch Verschmieren verschwinden lässt. Durch den Transport der Wolken mit dem Wind kann die räumliche Variation auf eine zeitliche Fluktuation über einem festen Ort übertragen werden. Damit nicht unterschiedliche PPL-PDFs in einer PPL-PDF-Messung vereint werden, wird bei der Messung der Photonenweglänge darauf Wert gelegt, dass das Messintervall für eine Messung so kurz ist, dass die Wolkenbewegung in dieser Zeit kleiner ist als der Bereich der Strahlungsglättung.

Zur Abschätzung des Effekts vorbeiziehender Wolken oder des räumlichen Versetzens des Detektors werden hier PPL-Simulationen in Abhängigkeit von der Detektorposition präsentiert. Zuerst wird jedoch auf den Einfluss der Frequenz auf die PPL innerhalb eines begrenzten Spektralbereichs eingegangen. Auch dies ist mit der Messung der PPL-PDF verknüpft, da hier in einem endlichen Intervall, das in der Sauerstoff A-Bande beispielsweise $\Delta\lambda = 3$ nm betragen kann, gemessen wird. Gemäß den Prinzipien der DOAS-Methode (Kapitel 2.4) ist dieser Bereich so gewählt, dass in ihm möglichst große Schwankungen der Absorption mit der Frequenz existieren. Deshalb wird hier zunächst die Änderungen der PPL-PDF mit der Gasabsorption gezeigt.

4.1 Wellenlängenabhängigkeit der PPL-PDF

Eine Veränderung der Streueigenschaften des Mediums, in dem der Strahlungstransport stattfindet, wird vollkommen neue Photonenwege hervorbringen und sich dadurch auf die PPL-PDF auswirken. Anders verhält es sich bei der Variation des Absorptionsvermögens. Hier bleiben die Photonenwege die gleichen, nur die Absorption der Photonen findet auf dem Weg früher oder später statt. Dieser Tatsache bedient sich auch das Invarianzprinzip, das erstmals von Irvine (1963) vorgestellt wurde.

Dort wird die frequenzabhängige Gasabsorption ($\beta_{a,\lambda}$) unterschieden von der Absorption an den Hydrometeoren (β_a) und der Streuung durch Hydrometeore und Gase (β_s), die alle in dem verwendeten Frequenzintervall konstant sind. Sind nun die interessierenden radiometrischen Größen I (z. B. Strahldichte oder Strahlungsfluss) unter Ausschluss der Gasabsorption ($\beta_{a,\lambda} = 0$) bekannt zusammen mit der dazugehörigen Verteilungsfunktion der Photonenwege $p(l)$ (ebenfalls für $\beta_{a,\lambda} = 0$), dann kann diese spektrale Größe für einen Gasabsorptionskoeffizienten $\beta_{a,\lambda} \neq 0$ einfach abgeleitet werden durch

$$I(\beta_{a,\lambda} \neq 0) = I(\beta_{a,\lambda} = 0) \int_0^\infty e^{-\tau} p(l) dl. \quad (4.1)$$

Dabei ist $\tau = \int (\beta_{a,\lambda} + \beta_a + \beta_s) dl$ der optische Pfad eines Photons aus der Gesamtextinktion von Gasen und Wolkenpartikeln. Zusätzlich setzt das Invarianzprinzip eine homogene räumliche Verteilung der absorbierenden Gase voraus, während die frequenzunabhängigen Streu- und Absorptionseigenschaften auch anisotrop verteilt sein können, wie es bei der Untersuchung von Wolken notwendig ist. Durch dieses Verfahren lassen sich mit geringem Aufwand hochaufgelöste Spektren unter Berücksichtigung des dreidimensional inhomogenen Strahlungstransports errechnen. Dies zeigten beispielsweise Partain et al. (2000) für das solare Spektrum von durch Wolken transmittierten Strahlungsflüssen.

Jedoch hängt auch die transmittierte PPL selbst von den absorbierenden Konstituenten ab. In dieser Arbeit wurde das Verhalten der PPL-PDF auf eine Änderung des Gasabsorptionskoeffizienten untersucht, indem PPL-PDFs für 14 verschiedene Frequenzen zwischen 767.973 nm und 768.100 nm simuliert wurden. 767.973 nm ist das Zentrum einer kräftigen Sauerstoffabsorptionslinie und die übrigen Wellenlängen sind über ihre Flanke verteilt. In dem untersuchten spektralen Intervall von 767.973 nm bis 768.100 nm ändert sich der vertikal gemittelte Gasextinktionskoeffizient von $1,23 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ auf $1,66 \cdot 10^{-7} \text{ m}^{-1}$, also um vier Größenordnungen. Gleichzeitig bleiben die Streueigenschaften von Wolkenpartikeln und Gasen ebenso wie die Absorption durch die Hydrometeore in dieser Frequenzspanne von 0,127 nm nahezu konstant.

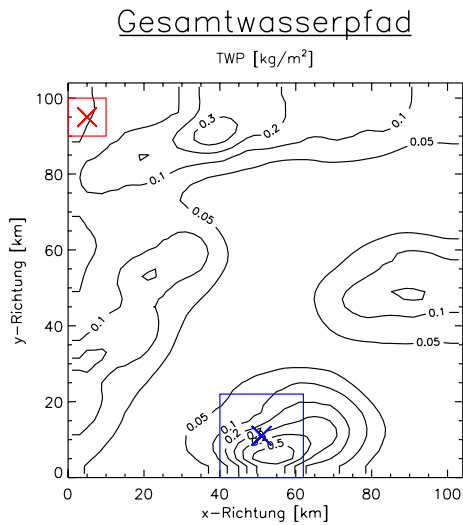


Abbildung 4.1: Gesamtwasserpfad der zur PPL-Simulation verwendeten GESIMA-Wolke. Das Kreuz markiert die Detektorposition in der Mitte des blau umrandeten Gebiets, in dem die Strahlungstransportrechnung durchgeführt wurde. In Rot das Simulationsgebiet und die Detektorposition für die Vergleichsstudie in Kapitel 5.

Die Strahlungstransportrechnungen fanden mit MC-UNIK-BW, dem Monte-Carlo-Code mit implementierter Rückwärtsverfolgung der Photonen, auf einem $22 \text{ km} \times 22 \text{ km}$ großen Ausschnitt einer GESIMA-Wolke mit reflektierenden Randbedingungen statt. Das Initialisierungsprofil dieser Wolke wurde im Monat April zwischen 60° und 70° nördlicher Breite gemessen und enthält eine maximale relative Feuchte größer 98% . Das Feld hat ein Entwicklungsalter von 50 Minuten und ist komplett bedeckt. Der Detektor befindet sich am Boden in der Mitte des zur Strahlungstransportsimulation verwendeten Wolkenareals und empfängt die Photonen aus der Zenitrichtung. Seine Lokation ist in Abbildung 4.1, die den Gesamtwasserpfad des vollständigen Wolkenfeldes darstellt, in blau eingezeichnet. Für die Geometrie des Sonnenstands wurde der Extremfall der senkrechten Einstrahlung gewählt ($\Theta_0=0^\circ$) und ein Sonnenzenitwinkel von $\Theta_0 = 60^\circ$, der der Breite und der Jahreszeit des zugrunde liegenden Radiosondenaufstiegs entspricht. Die Bodenalbedo beträgt $\alpha_0 = 0,1$, was die typischen Albedo einer Meeresoberfläche bei $\lambda = 770 \text{ nm}$ wiederspiegelt. Die Simulationen wurden mit jeweils 2,5-Millionen Photonen durchgeführt. Nur für die vier am stärksten absorbierten Frequenzen wurde die Photonenzahl schrittweise bis auf 150-Millionen erhöht.

Alle PPLs beziehen sich auf eine Atmosphärenhöhe von 10 km, der vertikalen Ausdehnung des Wolkenmodells. Zur vorsorglichen Vermeidung von numerischen Schwierigkeiten wurde der Detektor in 1 Meter Höhe über dem Boden festgesetzt, sodass die kleinste mögliche PPL 9,999 km beträgt. Abbildung 4.2 zeigt die PPL-PDFs für die sechs Wellenlängen mit der stärksten Gasabsorption bei einem Sonnenzenitwinkel von $\Theta_0 = 60^\circ$. Es ist eine deutliche Reaktion der PPL-PDF auf die Frequenzänderung ersichtlich. Die Verteilungen für die restlichen acht Frequenzen gleichen der von $\lambda = 767,988 \text{ nm}$, wobei bei ihnen auch keine starke Änderung der Gasabsorption mehr stattfindet. Mit abnehmender Gasabsorption verbreitern sich

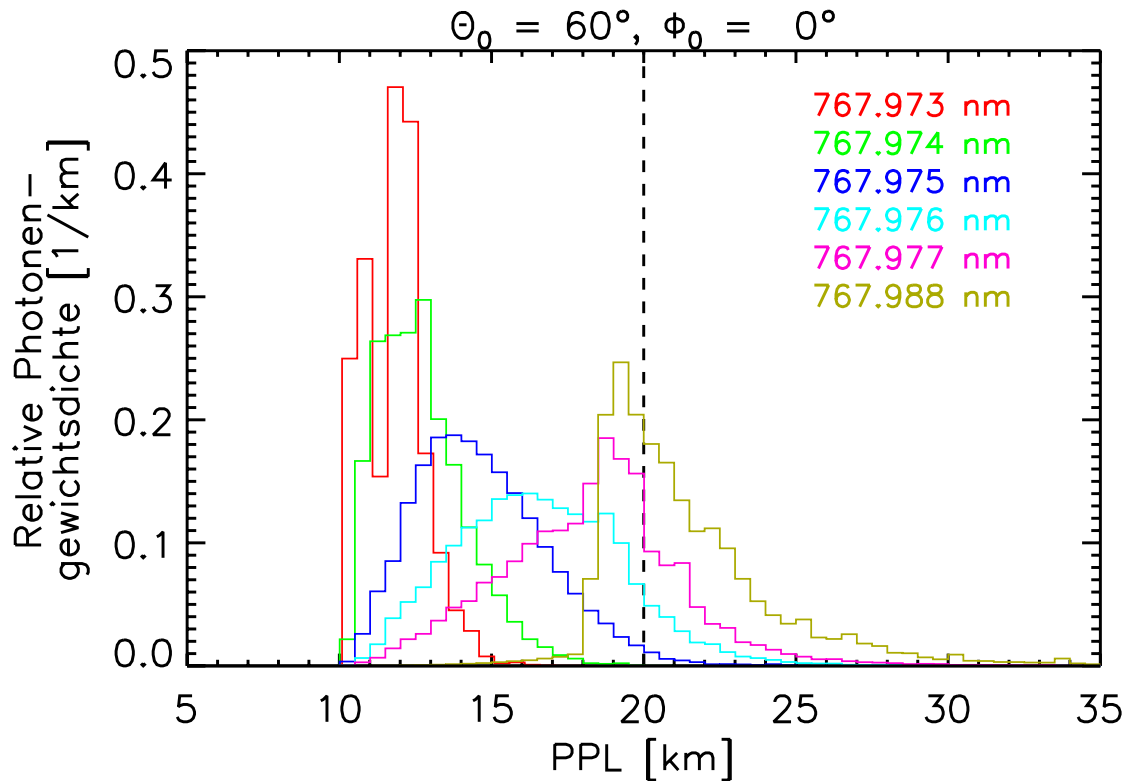


Abbildung 4.2: Histogramme der PPL-PDFs für unterschiedlich starke Gasabsorption bei $\Theta_0 = 60^\circ$. 767.973 nm ist das Absorptionslinienzentrum, davon ausgehend abnehmende Absorption. Gestrichelt markiert ist der direkte, geradlinige Photonenweg zum Detektor in der Einfallsrichtung Θ_0 .

die Verteilungen hin zu längeren Photonenwegen, wobei sich ihr Mittelwert in die gleiche Richtung verschiebt.

Die Dichteverteilungen in Abbildung 4.2 und 4.3 sind auf das Gewicht der detektierten Strahlung normiert, da die Gesamttransmissionen für die verschiedenen Absorptionskoeffizienten einen Bereich von $T(767,973 \text{ nm}) = 1,8 \cdot 10^{-3} \%$ bis $T(767,988 \text{ nm}) = 88 \%$ aufspannen. Mit der einfallenden Strahlung normierte Verteilungen ließen sich nicht für hohe und geringe Gasabsorptionen in einer gemeinsamen Grafik darstellen.

Im Linienzentrum ist die Gasabsorption so stark, dass nur 3012 Photonenpakete den Detektor erreichten. Dies kann zu statistischen Unsicherheiten in den Details der Verteilungsfunktion für $\lambda = 767,973 \text{ nm}$ führen, während für die beiden statistischen Momente der Verteilung eine höhere Glaubwürdigkeit gewährleistet ist. Die Resultate der nachfolgenden Wellenlängen sind mit $71 \cdot 10^3$ und $552 \cdot 10^3$ bis hin zu $2,2 \cdot 10^6$ empfangenen Photonenpaketen statistisch gut gesichert.

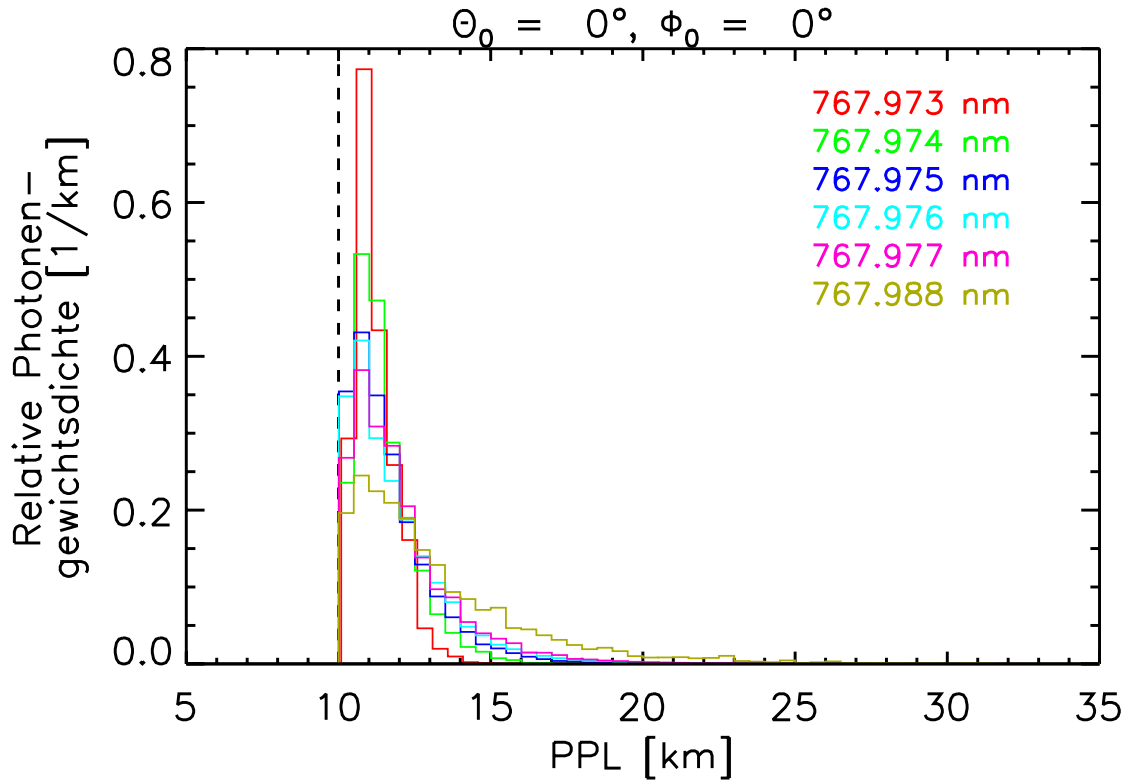


Abbildung 4.3: Entsprechend Abbildung 4.2, aber für $\Theta_0 = 0^\circ$.

Ebenso wie für $\Theta_0 = 60^\circ$ ändern sich die PPL-PDFs bei einem Sonnenzenitwinkel von $\Theta_0 = 0^\circ$ in Abbildung 4.3. Allerdings liegen die PPL-PDFs alle dichter am direkten Photonweg (10 km), der gleichzeitig der minimale Photonweg ist. Dadurch ist die Verteilung gedrängter und ihre Varianz reagiert schwächer auf die Absorptionsänderung. Ebenso ist nicht nur der Mittelwert der PPL-PDF geringer als bei $\Theta_0 = 60^\circ$, sondern auch seine Variation mit der Gasabsorption.

Dieses grundsätzliche Verhalten der PPL-PDFs ist auch in Abbildung 4.4 ersichtlich. Die mittlere PPL (obere Zeile) bei einem Sonnenzenitwinkel von $\Theta_0 = 0^\circ$ (links) und $\Theta_0 = 60^\circ$ (rechts) fällt annähernd exponentiell mit zunehmender Gasabsorption ab. Ebenso verhält sich die Standardabweichung der PPL (untere Zeile); nur geschieht hier der Abfall mit der Absorption steiler, als sich aus einer Exponentialfunktion ergeben würde. Die Funktion

$$\mathcal{M}(PPL) = a_1 + a_2 \cdot \exp(a_3 \beta_a) \quad (4.2)$$

wurde nach der Methode der kleinsten Quadrate an die PPL-Daten angepasst, wobei a_1 bis a_3 die freien Parameter sind und $\mathcal{M}(PPL)$ das erste oder zweite zentrale Moment der PPL.

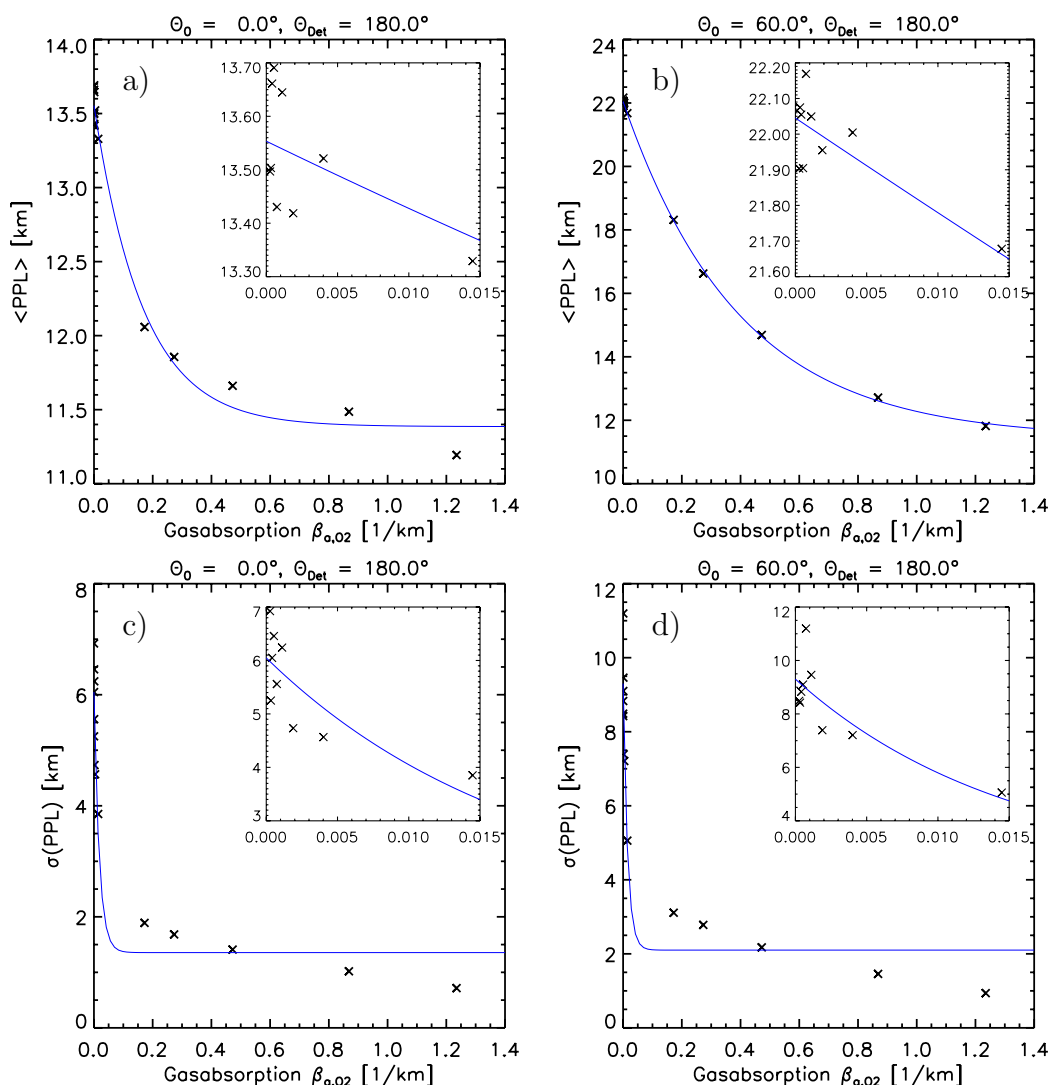


Abbildung 4.4: Mittlere PPL (a, b) und Standardabweichung der PPL (c, d) in Abhängigkeit des Gasabsorptionskoeffizienten für die Detektorposition aus Abbildung 4.1. a) und c): Sonne im Zenit; b) und d): Sonnenzenitwinkel 60° . In blau die dazugehörige beste Anpassung einer Exponentialfunktion.

Ähnlich zum Invarianzprinzip lässt sich die Photonenenergiedichte bezogen auf den einfallenden Strahlungsfluss, die auch als Wahrscheinlichkeitsdichte $p(l)$ für Wegstrecken der Länge l interpretiert werden kann, beschreiben als die Häufigkeit dieser Photonenweglänge in der nichtabsorbierenden Atmosphäre gewichtet mit der Wahrscheinlichkeit der Transmission $T(l)$ auf einer Wegstrecke der Länge l . Dies lässt sich schreiben als

$$p(l) = p(l, \beta_a = 0) \cdot T(l) . \quad (4.3)$$

Dabei ist $T(l)$ abhängig von dem Absorptionskoeffizienten, während $p(l, \beta_a = 0)$ von der Verteilung der Streuparameter im Raum abhängt. Da die Transmission nach (2.29)

$$T(l) = \frac{I_{l,trans}}{I_{l,ges}} = e^{-\beta_a l} \quad (4.4)$$

ist, gilt bei räumlich homogen verteiltem Absorptionskoeffizienten

$$p(l) = p(l, \beta_a = 0) \cdot e^{-\beta_a l}. \quad (4.5)$$

Somit ändert sich das detektierte Gewicht für eine bestimmte Wegstrecke exponentiell mit dem frequenzabhängigen Gasabsorptionskoeffizienten.

Die mittlere PPL \bar{l} lässt sich ausdrücken als

$$\bar{l} = \int_{l_{min}}^{l_{max}} p(l) l dl = \int_{l_{min}}^{l_{max}} p(l, \beta_a = 0) e^{-\beta_a l} l dl. \quad (4.6)$$

$p(l, \beta_a = 0)$ ist unabhängig von β_a . Dagegen führt der Term $e^{-\beta_a l}$ zu einer Abnahme der mittleren PPL mit steigendem Absorptionskoeffizienten, da

$$\int_{l_{min}}^{l_{max}} e^{-\beta_a l} l dl = \left(\frac{1}{\beta_a} + \frac{1}{\beta_a^2} \right) (e^{-\beta_a l_{min}} - e^{-\beta_a l_{max}}) \quad (4.7)$$

monoton mit β_a fällt. Es führt also die zusätzliche exponentielle Abhängigkeit von der Weglänge selbst zu einer überproportionalen Abnahme der Häufigkeit der langen Photonenwege mit steigendem Absorptionskoeffizienten. Dies resultiert dann in einem schnelleren Abfall der rechten Flanke in der PPL-PDF, also zu einer Abnahme der Breite der Verteilung und zu der Verminderung des mittleren Photonenweges, so wie es Abbildung 4.4 präsentiert.

Ein flacher Einfallswinkel der Sonnenstrahlung mindert bedingt durch den Glättungseffekt bei größerem Horizontaltransport der Photonen den Einfluss der Wolkeninhomogenität, sodass die Annahme einer homogenen Verteilung des Absorptionsvermögens in (4.5) bei einem Sonnenzenitwinkel von $\Theta_0 = 60^\circ$ eher gegeben ist als bei $\Theta_0 = 0^\circ$. Dies kann die bessere Wiedergabe der $\langle \text{PPL} \rangle$ -Abhängigkeit durch eine Exponentialfunktion in Abbildung 4.4 b) verglichen mit 4.4 a) erklären.

Die Abhängigkeit der PPL-PDF von der Frequenz hat unter anderem zur Folge, dass bei dem Vergleich von modellierten Photonenwegen mit aus Strahldichten abgeleiteten (Kapitel 5) besonderes Augenmerk auf die richtige Wahl der Frequenz, bei der die Gasabsorption stattfindet, gelegt werden muss.

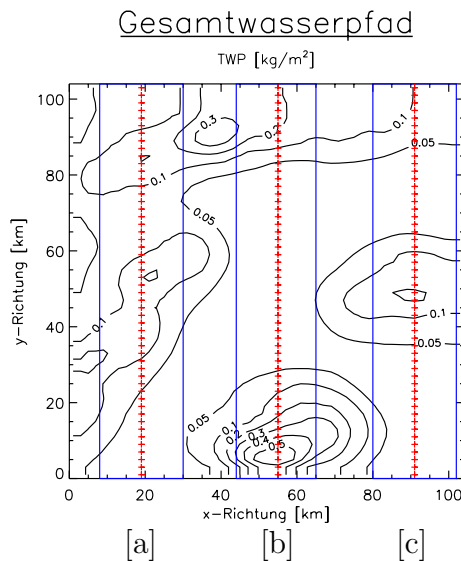


Abbildung 4.5: Gesamtwasserpfad der zur PPL-Simulation verwendeten GESIMA-Wolke. Kreuze markieren die Detektorpositionen, die blaue Umrandung zeigt die Gebiete, in denen die Strahlungstransportrechnungen durchgeführt wurden.

4.2 Entfernungabhängigkeit der PPL-PDF

Zur Betrachtung der räumlichen PPL-Abhängigkeit wurden mit MC-UNIK-BW Strahlungstransportrechnungen für drei Streifen in dem Wolkenfeld, das bereits in Kapitel 4.1 verwendet wurde, durchgeführt. Jeder Streifen reicht über eine Fläche von $22 \times 104 \text{ km}^2$ und enthält 52 Detektoren, die äquidistant entlang der Mittelachse des Areals angeordnet sind. Abbildung 4.5 zeigt die Lage der Simulationsregionen, die mit [a], [b] und [c] betitelt sind, und der Detektoren im Gesamtwasserfeld der Wolke.

Die Simulationen wurden identisch zur spektralen Untersuchung in Kapitel 4.1 aufgesetzt. Die Photonenzahl wurde für die 106 Strahlungstransportsimulationen auf 5 Millionen pro Detektor gesetzt. Da die Läufe bei einer Wellenlänge von $\lambda = 770 \text{ nm}$ vorgenommen wurden, bei der mit einem vertikal gemittelten Volumenabsorptionskoeffizienten für Sauerstoff von $\beta_{aO_2} = 0,54 \cdot 10^{-7} \text{ m}^{-1}$ nur schwache Gasabsorption stattfindet, erreichten in den meisten Fällen über 95%, mindestens aber 75% der Photonepakete den Detektor, ohne vorher durch Unterschreiten des minimalen Photonpaketgewichts vollständig absorbiert zu werden. Normalerweise ist bei einem solchen Stichprobenumfang von über 3,7 Millionen Ereignissen eine statistisch gesicherte Aussage über die Verteilung zu erwarten. Als Sonnenzenitwinkel wurden wieder $\Theta_0 = 0^\circ$ und $\Theta_0 = 60^\circ$ gewählt. Mit einem Sonnenazimut von $\Phi_0 = 0^\circ$ bedeutet dies, dass die Einfallsebene bei den Rechnungen mit $\Theta_0 = 60^\circ$ parallel zur Detektoranordnung liegt, in den Graphiken der rechten Spalte von Abbildung 4.6 die Sonne also von links einfällt.

Die räumliche Änderung von Mittelwert (rot) und Standardabweichung (blau) der PPL-PDF mit der Detektorposition zeigt Abbildung 4.6, auf der linken Seite

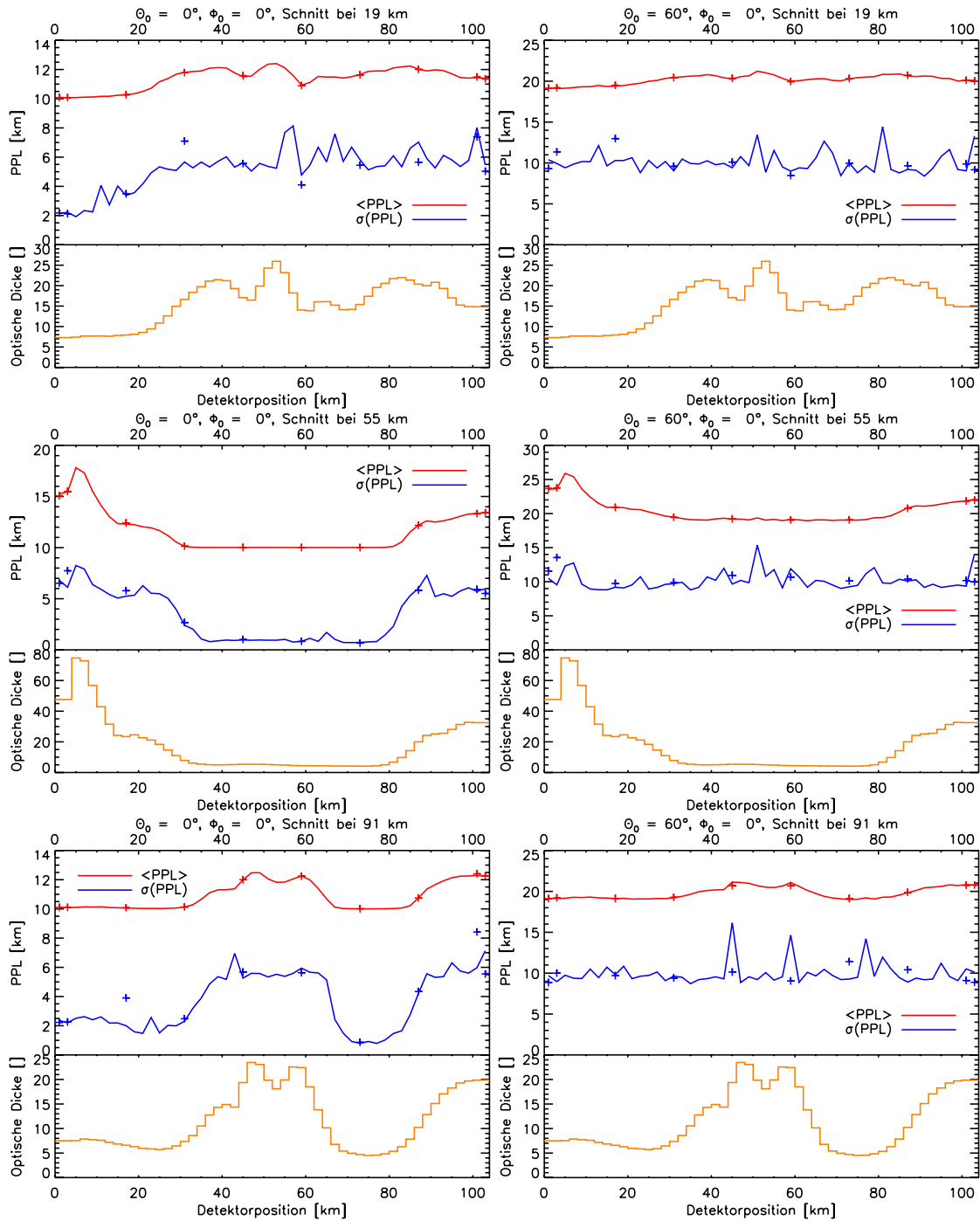


Abbildung 4.6: Die ersten beiden zentralen Momente der PPL-PDF und optische Dicken der Atmosphärensäulen für die Simulationsgebiete [a], [b] und [c] (von oben nach unten). Links Sonnenzenitwinkel $\Theta_0 = 0^\circ$, rechts $\Theta_0 = 60^\circ$, wobei die Strahlung von links einfällt. Kreuze markieren die Ergebnisse der Kontrollläufe.

für einen Sonnenzenitwinkel von $\Theta_0 = 0^\circ$ und rechts für $\Theta_0 = 60^\circ$. Kreuze markieren die Ergebnisse unabhängiger Vergleichssimulationen an 10 verschiedenen Detektorpositionen der regulären Strahlungstransportrechnungen. Demnach können die Mittelwerte der PPL-PDF als gesichert gelten, da bei ihnen die Kontrollrechnungen mit den Originalrechnungen übereinstimmen. Dagegen existieren bei der Standardabweichung der PPL deutliche Abweichungen zwischen den Ergebnissen der Vergleichssimulationen und denen der Standardläufe. Dass trotz der hohen Photonenzahl noch ein merklicher statistischer Fehler bei $\sigma(\text{PPL})$ vorliegt, hat seine Ursache in der starken Abweichung der PPL-PDF von einer Gaußschen Normalverteilung, in dem häufigen Vorkommen extrem langer Photonenwege, durch die die höheren Momente der Verteilung nur langsam oder möglicherweise gar nicht konvergieren.

Zum Vergleich ist in Abbildung 4.6 außerdem die räumliche Änderung der Wolke, repräsentiert durch die optische Dicke der Atmosphärensäule, abgebildet. Die Wolkenstruktur von Gebiet [b] unterscheidet sich von der von Gebiet [a] und [c] insofern, dass sie eine lange Strecke mit niedriger und nur wenig schwankender optischer Dicke aufweist, während sich die optische Dicke der beiden letztgenannten auf kürzeren räumlichen Skalen ändert. Gleichzeitig variiert die optische Dicke von Gebiet [b] mit $4,2 \leq \tau \leq 74,7$ in einem größeren Rahmen als die der beiden anderen Gebiete ($7,3 \leq \tau \leq 26,9$ und $4,5 \leq \tau \leq 23,5$).

In den Simulationen für $\Theta_0 = 0^\circ$ zeichnet die mittlere PPL den Verlauf der räumlichen Wolkenvariationen nach. Da die Standardabweichung der PPL noch deutlichen statistischen Schwankungen unterliegt, erkennt man in ihr nur die grobe Struktur des Wolkenfeldes wieder.

Mit größer werdendem Zenitwinkel der einfallenden Sonnenstrahlung ist eine stärker werdende räumliche Glättung im gemessenen Signal zu erwarten, da der zunehmende Horizontaltransport der Photonen horizontale Wolkenvariationen herausmittelt. Unter $\Theta_0 = 60^\circ$ lassen sich dennoch in der mittleren PPL alle Strukturen der optischen Dicke wiedererkennen. Ihre Variation fällt etwa 20% geringer aus als die bei $\Theta_0 = 0^\circ$. In der Standardabweichung der PPL sind bei $\Theta_0 = 60^\circ$ die zufälligen, MC-bedingten Schwankungen auf der 2-Kilometerskala stärker als die Auswirkung der optischen Dicke. Auch unterscheiden sich die drei Gebietsmittel von $\sigma(\text{PPL})$ kaum voneinander ($\langle \sigma(\text{PPL}) \rangle = 10,09$ km, 10,15 km und 9,97 km), sodass für dieses Wolkenfeld bei $\Theta_0 = 60^\circ$ keine Abhängigkeit der Verteilungsbreite der PPL-PDF von den Wolkeneigenschaften festgestellt werden kann.

Um den Einfluss der Strahlungsglättung auf die PPL in dem Signal der räumlichen Änderung der Wolkeneigenschaften erkennen zu können, werden die Autokorrelationsfunktionen $\rho(\lambda)$ der Datensätze von $\langle \text{PPL} \rangle$, $\sigma(\text{PPL})$ und τ miteinander verglichen. Die Autokorrelation mit einem Versatz λ der Datenserie gegen sich selbst wird im Allgemeinen verwendet, um die Unabhängigkeit von Daten in ei-

nem bestimmten Abstand λ zu bestimmen, meist einem zeitlichen Abstand bei der Zeitserienanalyse. Sie ergibt sich durch (von Storch und Zwiers, 1999)

$$\rho_x(\lambda) = \frac{\sum_{k=1}^{N-\lambda} (x_k - \bar{x})(x_{k+\lambda} - \bar{x})}{\sum_{k=1}^N (x_k - \bar{x})^2}. \quad (4.8)$$

Eine charakteristische Länge der Autokorrelationsfunktion kann durch

$$\rho^* = \int_0^{\infty} \rho(\lambda) d\lambda \quad (4.9)$$

angegeben werden. Unter der Annahme eines exponentiellen Abfalls der Autokorrelationsfunktion mit der Verschiebung λ ist dies der Versatz, bei dem die Autokorrelation auf $1/e \approx 0,37$ abgefallen ist, was gleichzeitig der inversen Absinkrate L in

$$\rho(\lambda) = e^{-1/L \cdot \lambda} \quad (4.10)$$

entspricht. Häufig unterscheidet sich die Autokorrelationsfunktion von der idealen Exponentialfunktion und man gibt für die Korrelationslänge die Entfernung, in der die Autokorrelationsfunktion auf Null abfällt, an.

$$\rho(\lambda^*) = 0 \quad (4.11)$$

Je größer die Korrelationslänge ist, desto weiter erstreckt sich der Einfluss der Datenpunkte auf die Umgebung und desto weniger Gewicht haben Schwankungen auf den kleinsten Skalen.

Die Autokorrelationsfunktionen der genannten Variablen für die Gebiete [a], [b] und [c] sind in Abbildung 4.7 abgebildet. Dabei fällt auf, dass die Autokorrelationen in den Fällen [b] und [c] nicht gegen Null konvergieren, sondern in negative Korrelationen absinken beziehungsweise sich wieder zu positiven Werten zurückbewegen. Dies ist normalerweise ein Hinweis auf eine Periodizität im untersuchten Datensatz. Der Verlauf der optischen Dicken und dazugehörigen mittleren PPLs in Abbildung 4.6 zeigt in den beiden Gebieten auch ein Verhalten, das sich den Anschein einer Schwingung gibt. Dieses besitzt allerdings keinen physikalischen Hintergrund, sondern ist auf die räumliche Anordnung zweier Wolkenelemente zurückzuführen, die wiederum von der zufälligen Wasserdampfzugabe während der Wolkenentwicklung abhängt.

Da die Autokorrelationsfunktionen durch die semiperiodische Gestalt der zwei Wolkengebiete sehr stark von der idealen Exponentialfunktion abweichen, werden in Tabelle 4.1 die Korrelationslängen für den Nulldurchgang der Autokorrelation (4.11) für die drei Variablen in den sechs Fällen angegeben.

Für $\Theta_0 = 60^\circ$ fällt die Autokorrelation der Standardabweichung der PPL-PDF sehr schnell auf Null ab, bei Gebiet [a] und [c] innerhalb einer Detektorentfernung

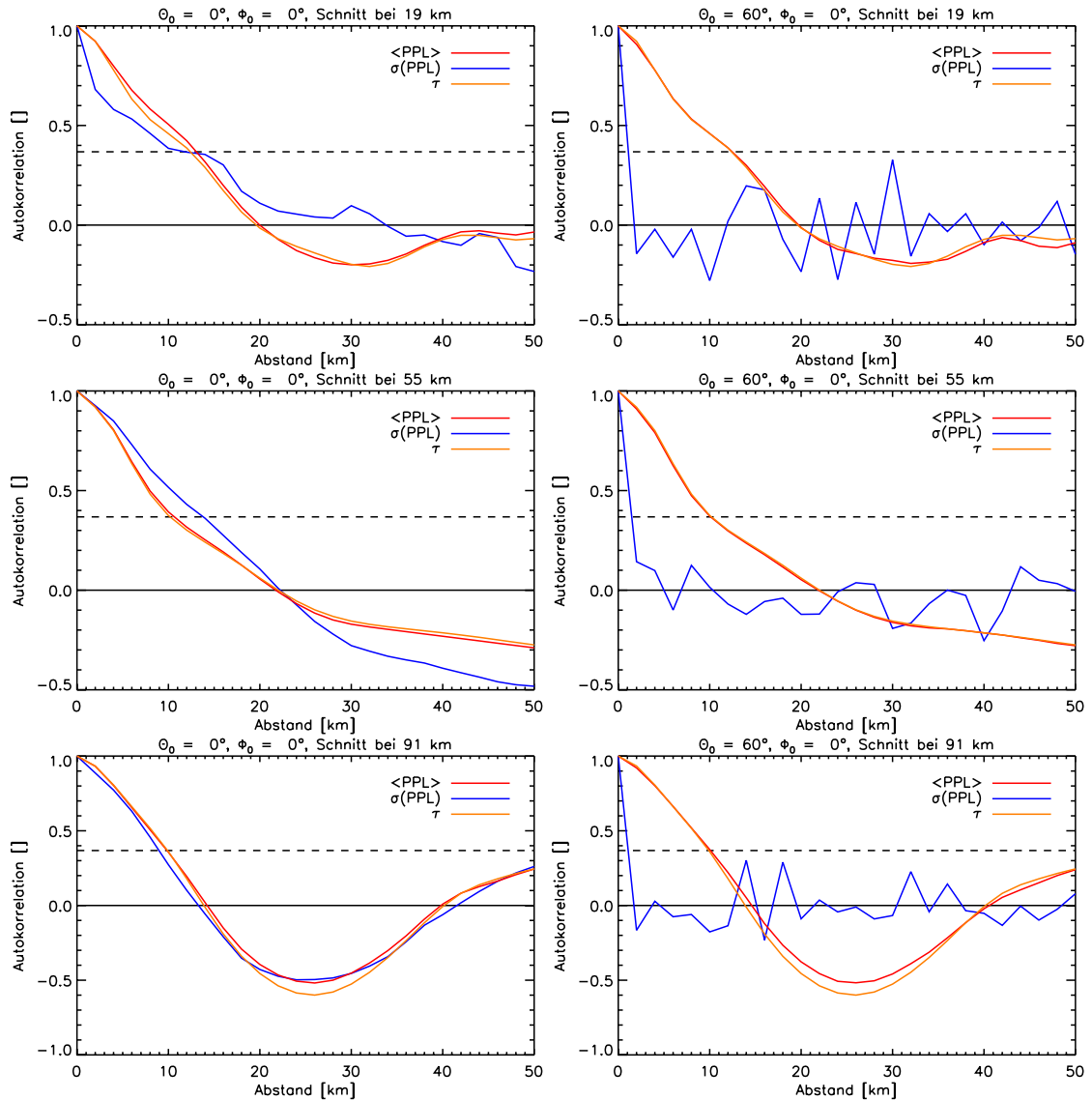


Abbildung 4.7: Autokorrelationsfunktionen der ersten beiden zentralen Momente der PPL-PDF und der optischen Dicke für die Simulationsgebiete [a], [b] und [c] (von oben nach unten). Links $\Theta_0 = 0^\circ$ und rechts $\Theta_0 = 60^\circ$. Gestrichelt das $1/e$ -Niveau.

(2 km). Das heißt, die starken kleinskaligen, statistischen Schwankungen überlagern einen möglichen Zusammenhang zwischen benachbarten Detektoren.

Die Korrelationslänge von $\sigma(\text{PPL})$ für $\Theta_0 = 0^\circ$ entspricht in den Gebieten [b] und [c] der Korrelationslänge der optischen Dicke. Auch verlaufen ihre Autokorrelationsfunktionen sehr ähnlich zu denen der optischen Dicke. Die Autokorrelationsfunktion ρ von $\sigma(\text{PPL})$ in Gebiet [a] sinkt im ersten Verschiebungsschritt stärker

Tabelle 4.1: Korrelationslängen für die ersten beiden zentralen Momente der PPL und der optischen Dicke aus Abbildung 4.7.

Gebiet	Θ_0	Korrelationslänge [km] von		
		$\langle \text{PPL} \rangle$	$\sigma(\text{PPL})$	τ
[a]	0°	19.98	33.81	19.63
	60°	19.73	1.749	19.63
[b]	0°	21.74	22.24	22.01
	60°	21.90	4.995	22.01
[c]	0°	14.24	13.29	13.88
	60°	14.60	1.716	13.88

ab, als die von τ . Dies kann auf das statistische Rauschen zurückgeführt werden, das in der Größenordnung der Reaktion von $\sigma(\text{PPL})$ auf τ liegt. Danach bekommt $\rho_{\sigma(\text{PPL})}$ aber eine flachere Neigung als ρ_τ und fällt erst nach 34 km auf $\rho_{\sigma(\text{PPL})} = 0$ ab. Da das Signal der Änderungen der optischen Dicke auf den Skalen von 10 km in $\sigma(\text{PPL})$ durch die Überlagerung mit zufälligen Schwankungen getilgt ist, bleibt nur der großräumige Anstieg von τ im Verlauf von $\sigma(\text{PPL})$ erhalten, der zu dem weitreichenden Zusammenhang in der Autokorrelationsfunktion führt.

Die mittlere PPL bildet die optische Dicke so genau nach, dass ihre Autokorrelationsfunktion fast identisch zu der der optischen Dicke ist und die Korrelationslängen gut übereinstimmen.

Als Einfluss der Strahlungsglättung auf die Autokorrelationsfunktion wäre ein Anwachsen der Korrelationslänge der Strahlungsgrößen im Vergleich zur Korrelationslänge der Wolkeneigenschaften zu erwarten, da kleinräumige, horizontale Schwankungen durch den horizontalen Photonentransport herausgemittelt werden und die weiträumigen Strukturen ein größeres Gewicht bekommen. Dass dies in unserem Beispiel nicht der Fall ist, bedeutet, dass die verwendete horizontale Modellauflösung von 2 km grober oder gleich der Strahlungsglättungsskala η ist. Da Wolkenstrukturen, die kleiner als η sind, in den radiometrischen Signalen herausgemittelt werden und nicht erscheinen, ist die Wahl einer horizontalen Auflösung vergleichbar oder größer der Strahlungsglättungsskala günstig, da dadurch Strahlungstransportsimulationen für einen größeren Bereich durchgeführt werden können, dessen Ausdehnung auch in dieser Arbeit durch die Computerkapazitäten begrenzt ist.

Für optisch dicke Wolken, in denen so viele Streuvorgänge stattfinden, dass die Photonen ihre Erinnerung an den Einfallswinkel verlieren, entspricht die Strahlungsglättungsskala η bei transmittierter Strahlung der vertikalen Wolkendicke

(Marshak und Davis, 2005).

$$\eta = \Delta H \tag{4.12}$$

Die optisch dicken Wolkengebiete haben in unserem Beispiel eine maximale Dicke von 1,9 km, was ungefähr der horizontalen Auflösung des verwendeten Wolkenmodells von $2 \text{ km} \times 2 \text{ km}$ entspricht. In optisch dünneren Wolken gilt (4.12) nicht mehr. Die typische Horizontalversetzung der Photonen während der Durchquerung optisch dünnerer Wolke ist abhängig vom Einfallswinkel und kann η leicht übersteigen.

In der spektralen Untersuchung konnte die annähernd exponentielle Abhängigkeit der $\langle \text{PPL} \rangle$ von der Gasabsorption, die sich in den Simulationen dieses Kapitels ergab, durch die theoretisch abgeleitete exponentielle Modifikation der Häufigkeit der einzelnen Photonenweglängen erklärt werden. Räumlich zeigte sich, dass die Änderung der $\langle \text{PPL} \rangle$ auf den gleichen Skalen stattfindet, wie die des Wolkenfeldes, repräsentiert durch die optische Dicke. Für $\sigma(\text{PPL})$ deutet sich derselbe Zusammenhang an, nur ist hier die statistische Unsicherheit des zweiten zentralen Moments sehr hoch. Die Loslösung der PPL-PDF vom lokalen Wolkenzustand wird in Kapitel 6 erkennbar werden, in dem die Abhängigkeit der PPL-PDF für unabhängige Wolkenfelder untersucht wird. Zunächst jedoch soll der Effekt der räumlichen Wolkenvariabilität auf das Verfahren, mit dem aus Messungen des hochaufgelösten Transmissionsspektrums die PPL-PDF abgeleitet werden, begutachtet werden.

Kapitel 5

Evaluierung der Photonenweglängenableitung aus DOAS-Messungen

Im Rahmen des Verbundprojekts 4D-Wolken fand ein Vergleich zwischen dem PPL-Messverfahren der Projektpartner Klaus Pfeilsticker und Thomas Scholl vom IUP Heidelberg und unserer numerischen PPL-Simulation statt.

Ausgangspunkt dieses Tests ist ein GESIMA-Wolkenausschnitt, für den mit dem Kieler vorwärts MC-Modell MC-UNIK, das sich der „local estimate“-Methode bedient, ein spektral hochaufgelöstes Transmissionsspektrum in der Sauerstoff A-Bande errechnet wird. Dieses Strahldichtespektrum ersetzt eine Messung mit dem Gitterspektrographen, wie sie von Scholl et al. (2006) auf Feldexperimenten aufgenommen wird, und dient somit als Eingangsdatensatz für den Heidelberger PPL-Ableitealgorithmus. Das Prinzip dieses Schemas, um die PPL-PDF aus Transmissionen zu erhalten, ist in Kapitel 2.4 ausgeführt. Die PPL-PDF, die aus den simulierten Messungen abgeleitet ist, kann nun mit der direkt simulierten PPL-PDF aus dem rückwärts MC-Modell MC-UNIK-BW für die gleiche Atmosphärensituation verglichen werden.

Hintergrund dieses Versuchs ist, dass die theoretische Herleitung für das Ableiteverfahren der PPL-PDF aus Messungen auf der Annahme von Homogenität basiert, sowohl für die räumliche Verteilung der Gase als auch die der Wolkenaeerosole. Ebenso ist die Vorgabe der allgemeinen Form der PPL-PDF eine Einschränkung, die zu Fehlern in der PPL realistischer Wolken führt. Funk (2000) schätzte die Größe dieser Ungenauigkeiten mit MC-Studien für zwei Fälle isotroper Wolken und einem Fall mit zwei übereinanderliegenden, isotropen Wolkenschichten ab. Dabei lag der Fehler der ersten beiden Momente der abgeleiteten PPL-PDFs für diese Beispiele ohne interne Wolkeninhomogenität unter 10%.

5.1 Konfiguration der Modellläufe

Für die Abschätzung der Gültigkeit der Isotropieannahme im Falle einer nicht isotropen Wolke wurde die bereits in Kapitel 4 verwendete Wolke herangezogen. Die Detektorposition ist in Abbildung 4.1 in Rot eingezeichnet, der zum Strahlungstransport verwendete Ausschnitt hat eine Fläche von $10 \text{ km} \times 10 \text{ km}$, wobei die Simulationen mit reflektierenden Randbedingungen stattfanden. Da sich die Streuung und Absorption an Hydrometeoren in dem spektralen Intervall von $767,73 \text{ nm}$ bis $770,67 \text{ nm}$, in dem die Feldmessungen durchgeführt werden, nur minimal ändern, wurde für die optischen Eigenschaften der Wolkenpartikel in allen Strahlungstransportläufen die Wellenlänge 770 nm verwendet. Für die Bodenbedo wurde $\alpha_0 = 0,33$ angesetzt, womit die Eigenschaften eines Untergrunds zwischen trockenem Sand und grüner Vegetation wiedergegeben werden. Sonnenzenitwinkel war $\Theta_0 = 30^\circ$.

Innerhalb des Messintervalls wurde an 1471 diskreten Frequenzen mit einer spektralen Auflösung von $\Delta\lambda = 0,002 \text{ nm}$ das abwärts gerichtete Strahldichtefeld simuliert, ergänzt um die Strahldichten in den Zentren von 33 Absorptionslinien. In Versuchen mit gröberer Auflösung ließen sich die modellierten Spektren nicht zufriedenstellend mit dem PPL-Ableitealgorithmus wiedergeben. Als simulierter Messwert wurde die senkrechte Strahldichte der Gitterbox, in der sich der Detektor befindet, verwendet. Jede Transmissionssimulation wurde mit 5 Millionen Photonen durchgeführt. Die Photonendichte von $2 \cdot 10^5 \text{ km}^{-2}$ ergab in Verbindung mit dem „local estimate“-Verfahren eine statistisch stabile Strahldichtesimulation.

Zur direkten Simulation der PPL-PDF wurde für die Streuung an Gasmolekülen $\lambda = 769,20 \text{ nm}$ gewählt, die Mitte des bei Messungen verwendeten Spektralbereichs. Da sich die gemessenen PPL-PDFs zum einen auf das gesamte spektrale Messintervall beziehen, zum anderen die PPL-PDF deutlich auf Änderungen in der Gasabsorption reagiert, wurde die PPL-Simulation bei dem effektiven Gasabsorptionskoeffizienten des Messintervalls, $\beta_a = 7,5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1}$, durchgeführt. Diese effektive Absorption wurde mithilfe des „Linie für Linie“-Codes (vgl. Kapitel 2.1) für breitere Spektralbänder, *lilibroad* (Scheirer und Macke, 2000), bestimmt. Beim spektralen Mitteln der Absorptionskoeffizienten ergeben sich schnell unrealistisch niedrige Transmissionen, da durch gesättigte Absorptionslinien, wie sie auch in der Sauerstoff A-Bande vorkommen, benachbarte, durchlässige Frequenzen „zugemittelt“ werden können. Dies wird in *lilibroad* umgangen, indem die dazugehörige spektrale Transmission gemittelt wird und diese anschließend in die effektive Absorption umgerechnet wird. Zur Simulation der Vergleichs-PPL-PDF für den in Zenitrichtung schauenden Detektor wurden 50 Millionen Photonen verwendet.

Wie in Kapitel 2.4 dargestellt, erhält man die PPL-PDF aus den Transmissionsmessungen, indem durch Variation der angenommenen PPL-PDF das resul-

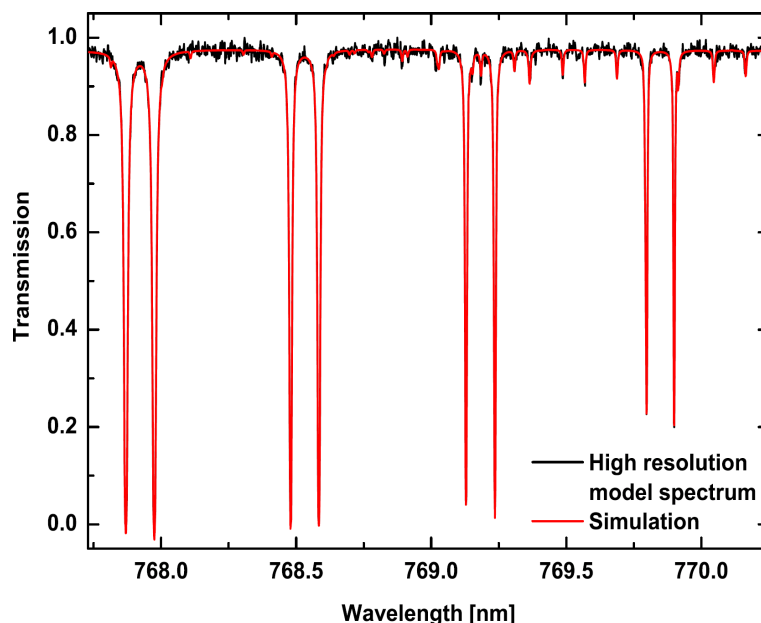


Abbildung 5.1: Mit MC-LE modelliertes Spektrum (schwarz) und im Zuge der Heidelberger PPL-PDF-Bestimmung angepasstes Spektrum (rot). Aus Scholl (2006).

tierende Spektrum iterativ an das gemessene angepasst wird. Der Vergleich von modelliertem Messspektrum und angepasstem Spektrum in Abbildung 5.1 zeigt die gute Übereinstimmung beider und damit das gelungene Konvergieren des Heidelberger Algorithmus. Die schnellen Schwankungen der Strahldichtesimulation um das angepasste Spektrum herum sind das verbleibende statistische Rauschen der MC-Simulation. Sie sind schwach und haben keinen systematischen Einfluss auf das Ergebnis. Die Differenz beider Spektren ist in Abbildung 5.2 gezeigt. In dem Residuum ist keine spektrale Signatur beispielsweise im Bereich der starken Absorptionslinien mehr zu erkennen. Dies konnte erst durch die Steigerung der spektralen Auflösung auf die genannten 0,002 nm erreicht werden.

5.2 Vergleich zwischen abgeleiteter und direkt simulierter PPL-PDF

Für tatsächliche Feldexperimente wird die gemessene PPL-PDF in der Form einer entlang des Weges integrierten Sauerstoffdichte (l_{O_2}), normiert mit der vertikal integrierten Sauerstoffdichte (*engl.*: Vertically-integrated Oxygen Density, VOD) ausgegeben. Da in dieser Studie die simulierten Messungen für eine Atmosphärenhöhe von 10 km gerechnet wurden, beziehen sich die abgeleiteten Pho-

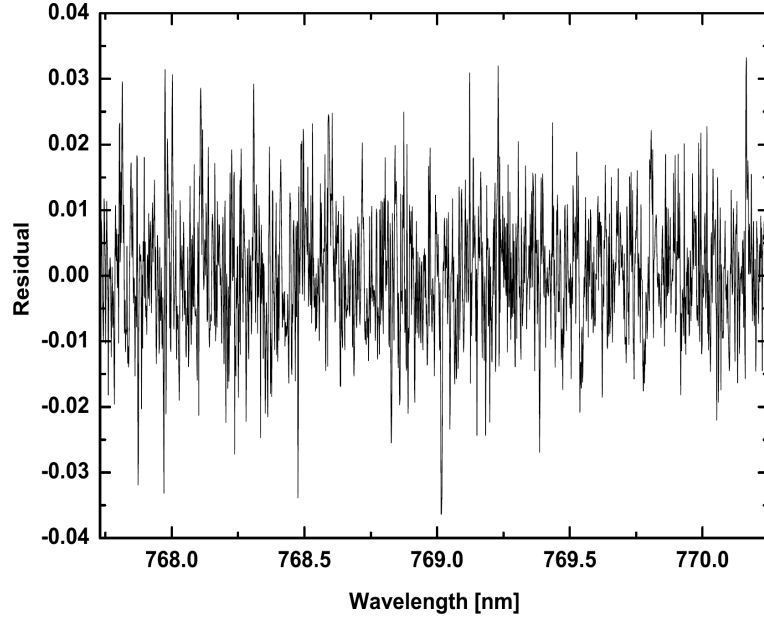


Abbildung 5.2: Residuum zwischen mit MC-LE modellierter und angepasster Transmission. Aus Scholl (2006).

tonenwege auf eine VOD vom Boden bis 10 km Höhe. Die direkte MC-Simulation liefert die PPL als geometrische PPL (l_{geom}) ebenfalls ab einer Höhe von 10 km.

Vorgabe des PPL-Ableitalgorithmus für die Form der PPL-PDF war eine Gammaverteilung

$$p(l) = \frac{1}{\Gamma(\kappa) \left(\frac{\langle l \rangle}{\kappa}\right)^\kappa} (l)^{\kappa-1} e^{-\frac{\kappa l}{\langle l \rangle}} \quad (5.1)$$

$$\text{mit } \kappa = \frac{\langle l \rangle^2}{\text{var}(l)}. \quad (5.2)$$

Dafür lieferte die Anpassung des Transmissionsspektrum $\langle l_{O_2} \rangle = 1,56$ VOD und $\text{var}(l_{O_2}) = 0,1564$ VOD².

Für den Vergleich muss l_{O_2} in l_{geom} umgewandelt werden, wobei dies nach (2.44) nur bei expliziter Kenntnis der Sauerstoffkonzentration auf dem Weg eines jeden Photons exakt möglich ist. Um diese Konversion trotzdem möglichst genau vorzunehmen, wird die Atmosphäre in drei vertikale Bereiche A, B und C unterteilt, für die angenommen werden kann, dass innerhalb von ihnen eine gleichmäßige Aufenthaltswahrscheinlichkeit für Photonen herrscht:

- In dem Bereich zwischen Modelobergrenze und Wolkenobergrenze ($1,9 \text{ km} < z \leq 10 \text{ km}$) wird der direkte Strahlengang angenommen, sodass hier ein Anteil von $l_{O_2A} = \frac{p(1,9 \text{ km}) - p(10 \text{ km})}{p(0 \text{ km}) - p(10 \text{ km})} \cdot \frac{1}{\cos \Theta_0} = 0,9667$ VOD

zugeordnet werden kann. Dies entspricht einem geometrischen Weg von $l_{geomA} = (10 \text{ km} - 1,9 \text{ km}) \cdot \frac{1}{\cos \Theta_0} = 9,353 \text{ km}$.

- Zwischen der Wolkenbasis und dem Boden ($0 \text{ km} \leq z \leq 0,3 \text{ km}$) wird ein senkrechter Strahlengang in den Detektor angenommen, der jedoch durch die mögliche Mehrfachreflexionen zwischen Boden und Wolkenbasis um den Faktor $WB = 1 + \frac{5\alpha_0\alpha_C}{1-\alpha_0\alpha_C} = 2,365$ verlängert wird (siehe Scholl, 2006). Dabei ist α_C die Reflektivität der Wolke, die aus Albedomessungen in Crewell et al. (2004) für einen typischen Wolkenfall mit $\alpha_C = 0,65$ abgeschätzt wurde. Somit ergibt sich hier ein $l_{O_2C} = \frac{p(0 \text{ km}) - p(0,3 \text{ km})}{p(0 \text{ km}) - p(10 \text{ km})} \cdot WB = 0,1306 \text{ VOD}$, dem sich $l_{geomC} = 0,3 \text{ km} \cdot WB = 0,7096 \text{ km}$ zuordnen lässt.
- Der verbleibende Teil der Weglänge gehört zu den vielfach gestreuten Photonenwegen innerhalb der Wolke ($0,3 \text{ km} < z \leq 1,9 \text{ km}$).

$$l_{O_2B} = l_{O_2} - l_{O_2A} - l_{O_2C} \quad (5.3)$$

ist der Rest von l_{O_2} für die Wolken-schicht. Die geometrische Entsprechung errechnet sich durch Renormierung von l_{O_2B} mit dem Anteil an vertikal integrierter Sauerstoffdichte im Wolkenbereich und seiner geometrischen Ausdehnung:

$$l_{geomB} = l_{O_2B} \cdot \frac{p(0 \text{ km}) - p(10 \text{ km})}{1\text{VOD}} \cdot \frac{(1,9 \text{ km} - 0,3 \text{ km})}{p(0,3 \text{ km}) - p(1,9 \text{ km})}. \quad (5.4)$$

Die Entsprechung des gesamten geometrischen Photonenwegs für den Photonenweg in durchquerter Sauerstoffdichte ergibt sich aus der Summe über die vertikalen Bereiche

$$l_{geom} = l_{geomA} + l_{geomB} + l_{geomC}, \quad (5.5)$$

wobei zumindest l_{geomB} auf jeden Fall von l_{O_2} (5.4) und seiner vertikalen Aufteilung (5.3) abhängt.

Setzt man nun für l_{O_2} in (5.3) die mittlere Weglänge $\langle l_{O_2} \rangle = 1,56 \text{ VOD}$ ein, ergibt sich für die PPL-PDF, die aus den Strahldichtesimulationen abgeleitet worden ist, $\langle l_{geom} \rangle = 16,94 \text{ km}$. Ebenso errechnet sich die Standardabweichung aus $\sigma(l_{O_2}) = \sqrt{\text{var}(l_{O_2})} = 0,3955 \text{ VOD}$ zu $\sigma(l_{geom}) = 5,88 \text{ km}$. Die direkte Verwendung von $\sigma(l_{O_2})$ funktioniert mit diesem Umwandlungsschema nicht, da $\sigma(l_{O_2})$ kleiner ist als der kürzest mögliche, direkte Photonenweg. Jedoch ist die beschriebene Umformung linear, sodass

$$\sigma(l_{geom}) = f(l_{O_2}^* + \sigma(l_{O_2})) - l_{geom}^* \quad (5.6)$$

gilt, wobei l^* eine beliebige, feste Weglänge ist, für die in diesem Fall $\langle l_{O_2} \rangle$ beziehungsweise $\langle l_{geom} \rangle$ verwendet wurde.

Tabelle 5.1: Erste beiden zentrale Momente der PPL-PDF in Abbildung 5.3 für den roten Detektor in Abbildung 4.5, abgeleitet aus simuliertem Transmissionspektrum und direkt modelliert.

	$\langle l_{geom} \rangle$	$\sigma(l_{geom})$
abgeleitet (IUP Hd)	16,94 km	5,88 km
direkt simuliert (MC-UNIK-BW)	12,97 km	4,38 km

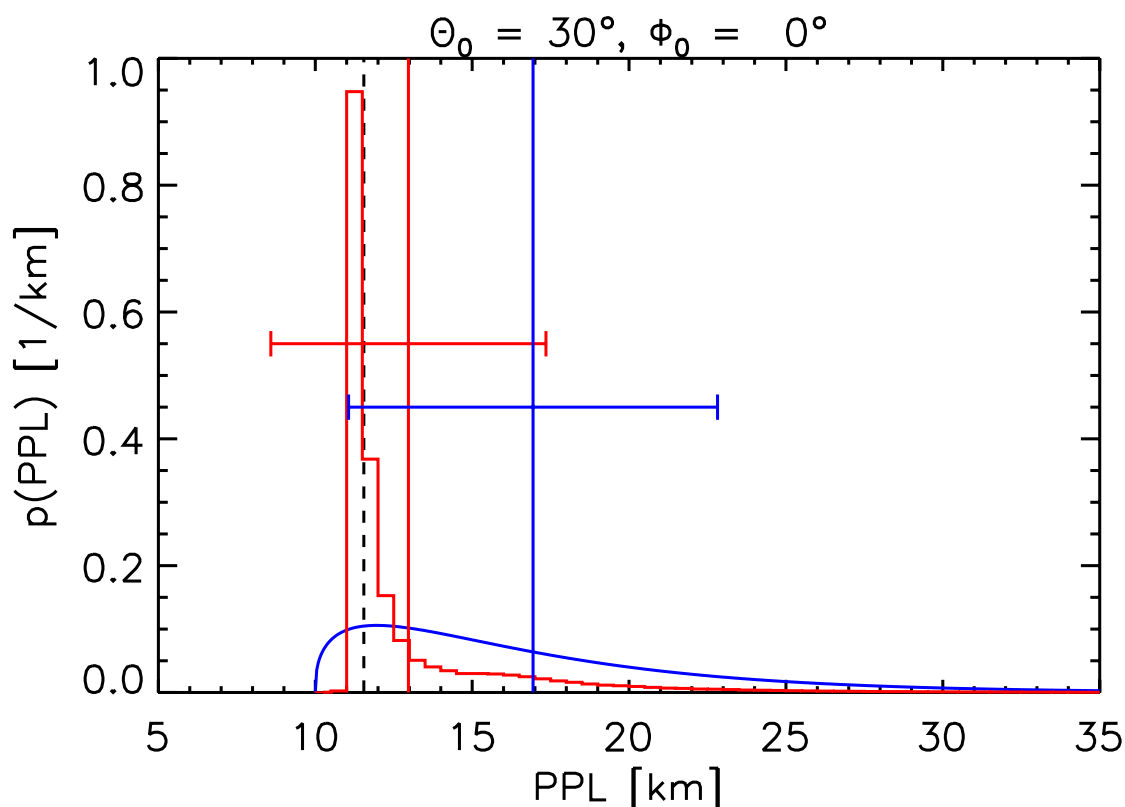


Abbildung 5.3: Direkt simulierte (rot) und aus simuliertem Transmissionspektrum abgeleitete (blau) PPL-PDF für den gleichen Detektor. Farblich eingezeichnet der Mittelwert und die Standardabweichung der Verteilungen. Gestrichelt die Länge des direkten Wegs unter $\Theta_0 = 30^\circ$.

Tabelle 5.1 stellt die ersten beiden Momente der abgeleiteten und der direkt simulierten PPL-PDFs zwischen 10 km Höhe und Boden gegenüber. Die Mittelwerte unterscheiden sich deutlich voneinander, stärker noch unter dem Gesichtspunkt, dass die Verteilungen bei 10 km, dem minimalen Photonenweg, enden. Dagegen fallen die Unterschiede in der Verteilungsbreite milder aus.

Die Form der zugehörigen PPL-PDFs ist in Abbildung 5.3 gezeigt. Fast 50% der

Photonenweglängen der MC-Simulation konzentrieren sich knapp unterhalb des direkten Photonwegs zwischen 11 und 11,5 km. Dies erzeugt eine viel steilere Verteilung als die abgeleitete Gammafunktion besitzt verbunden mit einem schnelleren Abfallen mit der PPL. Da der Photonweg ober- und unterhalb der Wolke durch die nur schwache Streuung an den atmosphärischen Gasen kaum variieren kann, ist der kürzere Weg bei der MC-Simulation auf die Prozesse innerhalb der Wolke zurückzuführen. Der wesentliche Unterschied in den beiden Verteilungsfunktionen ist die Berücksichtigung der internen Wolkeninhomogenität in der MC-Simulation. Durch die räumliche Variation der Extinktion können in Bereichen mit niedrigerer optischer Dicke vermehrt lange Photonwege auftreten, die wiederum die Chance auf Austreten der Photonenpakete aus der Wolke erhöhen, sodass sich die gesamte PPL innerhalb der Wolkenmasse durch die Wolkenanisotropie verkürzt.

Typischerweise erzeugen die langen Photonwege bei der Mehrfachreflexion zwischen dem Boden und der Wolkenbasis oder in Wolkenlücken ein zweites Maximum in der PPL-PDF. Dies zeigt sich in der MC-Simulation durch ein Plateau zwischen 15 km und 16 km, das wiederum dafür sorgt, dass die Standardabweichung nicht kleiner ausfällt. Durch die Vorgabe der Verteilungsform beim Ableiten der PPL-PDF aus dem Transmissionsspektrum kann diese Eigenschaft nicht nachgebildet werden.

Funk (2000) fand heraus, dass die statistischen Momente der PPL-PDFs verglichen zwischen MC-Simulationen und indirekter Ableitung nur wenig voneinander abweichen, auch wenn die Gestalt der PPL-PDFs deutliche Unterschiede aufweist. Jedoch fanden diese Versuche in idealisierten Wolken ohne Wolkeninhomogenität statt. Die Simulation unter Einbeziehung auch von interner Wolkeninhomogenität in diesem Kapitel zeigt deutliche Unterschiede in der mittleren Photonweglänge. Somit ergänzt und erweitert diese Studie die Validierungstests von Funk (2000).

Kapitel 6

Zusammenhang zwischen Wolkeneigenschaften und Photonenweglängen

Im Falle des Vorhandenseins von Wolken prägen diese die Photonewege, sodass die PPL-PDF Informationen über die Wirkung der Wolken auf den Strahlungstransport, aber auch Informationen über die durchlaufenen Wolken selbst enthält. Darum ist nun von Interesse, auf welche Wolkeneigenschaften sich aus einer PPL-PDF-Messung schließen lässt.

Um dies darzustellen, werden zunächst Charakteristika des simulierten PPL-PDF-Datensatzes aufgezeigt. Daraufhin wird der Einfluss der lokalen Wolkeneigenschaften über dem Sensor auf die PPL-PDF gezeigt und dieser anschließend auf die Wolkeneigenschaften der weiteren Umgebung ausgeweitet. Schließlich findet eine differenzierte Betrachtung dieser Beziehung unter Aufspaltung der Simulationen in zwei unterschiedliche Detektorgegebenheiten statt.

Zur Untersuchung der Beziehung zwischen der PPL-PDF und den sie bedingenden Wolkenparametern wurden für 218 Szenarien aus dem GESIMA-Datensatz, davon 209 Wolkenfelder und 9 wolkenfreie Atmosphären, durch dreidimensionale Strahlungstransportrechnungen mit MC-UNIK-BW, dem MC-Modell mit der in dieser Arbeit eingefügten Rückwärtsverfolgung der Photonen, die PPL-PDFs für jeweils zwei Detektoren modelliert. Aufgrund der Begrenzung der Modellgebietsgröße durch den Arbeitsspeicher der Computer — die Nachschlagetabellen für die Streufunktion an jedem Gitterpunkt nehmen große Mengen an Speicherressourcen in Beschlag — wurden die Simulationen für jeweils einen $54 \text{ km} \times 54 \text{ km}$ großen Ausschnitt in der Mitte des GESIMA-Wolkenfelds durchgeführt. Durch die reflektierenden Randbedingungen des MC-Modells können die Photonen in horizontaler

Richtung viel weitere Wege als die Modellausdehnung zurücklegen, indem sie bei seitlichem Austritt aus dem Modellgebiet in eine horizontal gespiegelte Version desselben Modellgebiets gelangen. Die beiden Detektoren liegen an den Punkten (7 km, 7 km) und (27 km, 27 km) innerhalb dieses Ausschnitts 1 Meter über dem Boden und schauen in Zenitrichtung. Die Eigenschaften der hier verwendeten Wolken sowie deren Zusammensetzung sind in Kapitel 3.4 beschrieben. Hier soll nur wiederholt werden, dass der Wolkendatensatz aufgrund der Simulationsvorgaben ausschließlich aus konvektiv angetriebenen Wolkenfeldern besteht.

Die Strahlungstransportsimulationen wurden bei der Wellenlänge $\lambda = 550$ nm durchgeführt. Dies liegt im spektralen Maximum der solaren Einstrahlung. Die Gasabsorption wird in diesem Bereich vom räumlich variierenden Wasserdampf bestimmt, der bis in 10 km Höhe vertikal gemittelte Absorptionskoeffizienten erzeugt, die sich in der Größenordnung von $1 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1}$ bewegen. Die Absorption des Sauerstoffs mit seiner isotropen Konzentration liegt dagegen bei etwa $4 \cdot 10^{-7} \text{ m}^{-1}$. So ist die gesamte Gasabsorption in diesen Simulationen niedriger als in dem Spektralband, das zu Messungen verwendet wird, und das Signal der Bewölkung kommt durch die Verbreiterung der PPL-PDF mit abnehmender Gasabsorption deutlicher zum Tragen.

Als Bodenalbedo wurde $\alpha_0 = 0.1$ gewählt, was für diesen Spektralbereich zwischen der Bodenalbedo von grüner Vegetation und der von trockenem Sand liegt. Für jeden Detektor wurden 2,5 Millionen Photonenpakete initiiert, von denen in 90% der Fälle über 2,4 Millionen ankamen, ohne total absorbiert zu werden. Weniger als 2-Millionen Photonen gelangten bei 7 Rechnungen in den Detektor. Für jeden Sensor wurde der Strahlungstransport für 6 Sonnenstände simuliert: für die Sonnenzenitwinkel $\Theta_0 = 0^\circ, 30^\circ$ und 60° bei Sonnenazimutwinkeln von $\Phi_0 = 0^\circ$ und 90° . Die Auswertungen werden sich auf den Sonnenazimut von $\Phi_0 = 0^\circ$ konzentrieren, da die PPL-PDFs unter $\Phi_0 = 90^\circ$ in der statistischen Auswertung keine Unterschiede ergaben.

Dreidimensional durchgeführte Strahlungstransportrechnungen sind aufwändige Rechnungen in Punkto Arbeitsspeicher und Prozessorzeit. Heidinger und Stephens (2002) haben solche PPL-PDF-Simulationen für zwei Wolkenfelder mit hochaufgelöster horizontaler, aber ohne vertikale Inhomogenität durchgeführt. Für die vorliegende Arbeit wurde nun erstmals ein größerer Datensatz an dreidimensional simulierten PPL-PDFs für in alle Raumrichtungen nichtisotrope Wolken erstellt.

Die Verwendung von Wolken, die mit GESIMA dynamisch modelliert wurden, als Ausgangspunkt dieser Simulationen hat den Vorteil, dass zu den Feldern der verschiedenen Klassen von Wolkenpartikeln auch der damit verbundene Zustand des Gasanteils der Atmosphäre bekannt ist. Dies ist bei statistisch erzeugten

Tabelle 6.1: Theoretischer Luftmassenfaktor und die ersten beiden zentralen Momente der 9 wolkenfreien Strahlungstransportrechnungen sowie deren maximale Variation innerhalb der 9 Beispiele.

Θ_0	AMF [km] theoretisch	$\langle \text{PPL} \rangle$ [km]		$\sigma(\text{PPL})$ [km]	
		Mittelwert	Maximale Abweichung	Mittelwert	Maximale Abweichung
0°	10,0	10,6	0,014	6,25	0,23
30°	11,5	12,2	0,013	6,68	0,25
60°	20,0	20,6	0,021	7,85	0,32

Wolkenfeldern, die auch in größerer Anzahl existieren, jedoch oft nur einen Wolkenwassergehalt bieten, nicht der Fall. Andere hochaufgelöste, dynamische Modellläufe sind meist Einzelsimulationen, wie beispielsweise LES-Simulationen in Chlond et al. (2004) oder Duynkerke et al. (2004), die zu bestimmten Feldkampagnen den gemessenen Atmosphärenzustand numerisch nachbilden und erkunden.

Der in Kapitel 2.4 angesprochene Unterschied zwischen dem theoretischen Luftmassenfaktor (AMF) in (2.49) und dem tatsächlichen lässt sich aus den PPL-PDFs der neun wolkenfreien Modellatmosphären abschätzen. Tabelle 6.1 zeigt beide Werte für die simulierten Sonnenzenitwinkel. Dabei ist der reale AMF der Mittelwert über die zwei Detektoren und neun Atmosphärenszenarien. Außerdem sind die größten Abweichungen dieser Realisationen vom Mittelwert gegeben sowie Mittelwert und Variabilität der Verteilungsbreite der PPL-PDF. Es ist eine leichte Verlängerung des realen AMF im Vergleich zum theoretischen AMF für alle drei Sonnenzenitwinkel gegeben, was mit der Erwartung der ungefähren Gültigkeit des theoretischen AMF bis $\Theta_0 = 70^\circ$ (z. B. in Wagner et al., 1998) übereinstimmt. Statistische Unsicherheiten als Ursache für die leichte Erhöhung des realen AMF können ausgeschlossen werden und unterschiedliche Charakteristika der Atmosphärensituationen haben auch keinen großen Einfluss, da die maximale Schwankungsbreite des realen AMF in unseren Beispielen weniger als 3,5% des Unterschieds zwischen den beiden AMFs beträgt. Wie in Kapitel 4.2 bereits beschrieben, zeigt auch in diesem Vergleich die Standardabweichung der PPL eine weitaus größere Variabilität als der Mittelwert.

Die Anzahl voneinander unabhängiger Daten, in diesem Fall die einzelnen Strahlungstransportrechnungen, bestimmt die Aussagefähigkeit der nachfolgenden Auswertungen. Darum wird an dieser Stelle die Abhängigkeit der 436 simulierten PPL-PDFs untereinander untersucht. Da sowohl die Startprofile der GESIMA-Wolkensimulationen als auch die zufällig festgelegte Wasserdampfzugabe zwischen

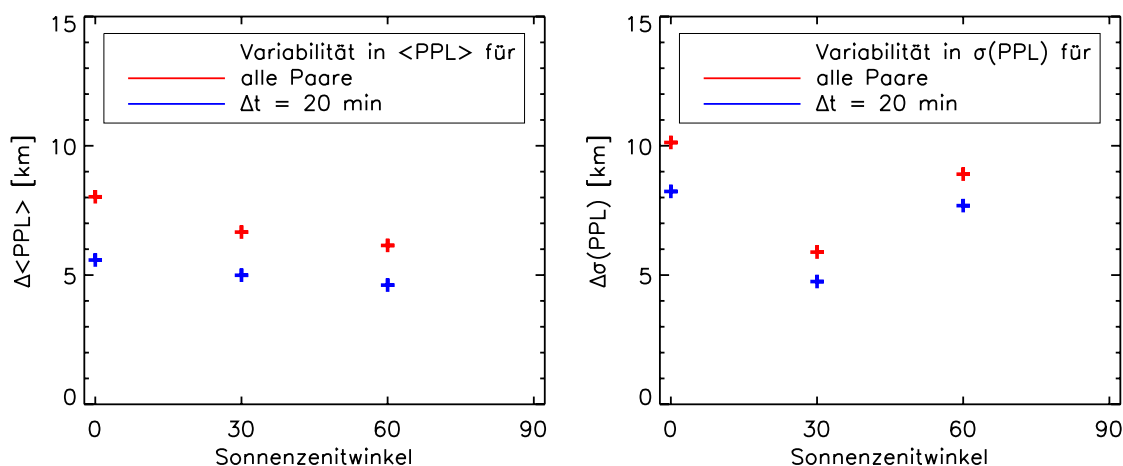


Abbildung 6.1: Mittlere absolute Differenz der zentralen Momente der PPL-PDF für alle Detektoren (rot) und nur für Zeitschritte mit 20 Minuten Abstand (blau), rechts von Mittelwert und links von Standardabweichung der PPL-PDF.

den verschiedenen Wolkenläufen nicht in Verbindung stehen, kann davon ausgegangen werden, dass zwischen den einzelnen Zeitserien keine Abhängigkeit besteht.

Innerhalb einer Wolkenentwicklungszeitserie wurden nur Realisationen mit einem zeitlichen Mindestabstand von 20 Minuten verwendet. Abbildung 6.1 zeigt ein Maß für die Variabilität aller gerechneten PPL-PDFs und der PPL-PDFs von Entwicklungsschritten mit 20 Minuten Altersunterschied. Als Variabilität wurde der Abstand zwischen dem zentralen Moment der PPL-PDF zweier Simulationen, gemittelt über alle möglichen Simulationspaare, verwendet. Die Variabilität von $\langle \text{PPL} \rangle$ und von $\sigma(\text{PPL})$ der mit 20 Minuten aufeinanderfolgenden Wolkenentwicklungen ist gegenüber der Gesamtvariabilität reduziert. Jedoch enthält sie für alle Sonnenzenitwinkel mindestens 70% bis hin zu 85% der Gesamtvariabilität. Deshalb kann zwar nicht von vollkommener Unabhängigkeit innerhalb der Zeitserien gesprochen werden, aber die 20 Minuten aufeinanderfolgenden Wolkenrealisationen unterscheiden sich dennoch deutlich voneinander.

Die andere Ursache für eine mögliche Abhängigkeit der Daten voneinander ist die Tatsache, dass in jedem Wolkenfeld die PPL-PDF für zwei Detektoren, die einen Abstand von 28,3 km zueinander haben, gerechnet wurde. Tabelle 6.2 zeigt die Korrelationen von $\langle \text{PPL} \rangle$ und $\sigma(\text{PPL})$ zwischen den beiden Detektoren. Alle Korrelationen sind auf einem Signifikanzniveau von 99% ($r_{0,99} = 0.17$) ungleich Null, die Detektoren sind also miteinander korreliert. Allerdings ist dieser Zusammenhang nur schwach, durch diese Korrelation kann, je nach Sonnenzenitwinkel, zwischen 5% und 22% der Varianz eines Detektors erklärt werden. Die mittleren Photonewege sind deutlich besser korreliert als die Standardabweichung der PPL-

Tabelle 6.2: Korrelationen zwischen Detektoren in der gleichen Wolkenszene für Mittelwert und Standardabweichung der PPL.

Θ_0	$r_{\langle PPL \rangle}$	$r_{\sigma(PPL)}$
0°	0,27	0,24
30°	0,46	0,35
60°	0,47	0,22

Tabelle 6.3: Mittelwerte der ersten beiden zentralen Momente der PPL-PDF über alle Wolkenszenarien und typische PPL-Verlängerung durch Wolken.

Θ_0	$\langle l_{geom} \rangle$ [km]	$\sigma(l_{geom})$ [km]	$\langle \Delta l_{geom} \rangle$ [km]
0°	12,5	5,4	1,93
30°	13,9	7,5	1,77
60°	22,2	10,8	1,59

PDF. Dies stimmt mit Abbildung 4.7 überein, in der bei $\Theta_0 = 60^\circ$ kein räumlicher Zusammenhang in $\sigma(PPL)$ mehr erkannt werden kann. Es ist zu erwarten, dass die Korrelation zwischen den PPL-PDFs der beiden Detektorpositionen mit flacher werdendem Sonnenstand zunehmen, da gleichzeitig der horizontale Photonenweg im Modellgebiet länger wird und somit eine größere Wahrscheinlichkeit besteht, dass Photonenpakete der beiden Detektoren dasselbe Wolkenvolumen durchqueren.

Um eine Vorstellung von der Größenordnung der Photonenwege in Wolken zu geben, enthält Tabelle 6.3 die Mittelwerte von $\langle PPL \rangle$ und $\sigma(PPL)$ über alle Strahlungstransportrechnungen. Es sind jeweils die absoluten Werte ab 10 km Höhe und im Falle der $\langle PPL \rangle$ auch die PPL-Verlängerung, die sich aus der Differenz der absoluten Wege und der Wege im wolkenfreien Fall aus Tabelle 6.1 ergibt, aufgelistet. Dabei fällt auf, dass die absoluten Photonenwege zwar mit flacher werdendem Sonnenstand anwachsen, die Wirkung der Wolken in Form der PPL-Verlängerung bis zu $\Theta_0 = 60^\circ$ aber abnimmt.

Wie beispielsweise Wagner et al. (1998) beschreiben, haben Wolken sowohl eine verlängernde als auch eine verkürzende Wirkung auf die transmittierte PPL. Diese Prozesse sind in Abbildung 6.2 skizziert. Eine PPL-Verlängerung entsteht durch die Vielfachstreuung an den Hydrometeoren innerhalb der Wolke (Abb. 6.2 a) sowie durch Mehrfachreflexion zwischen Boden und Wolkenunterkante (Abb. 6.2 b) beziehungsweise zwischen zwei Wolken durch freie Atmosphärenbereiche

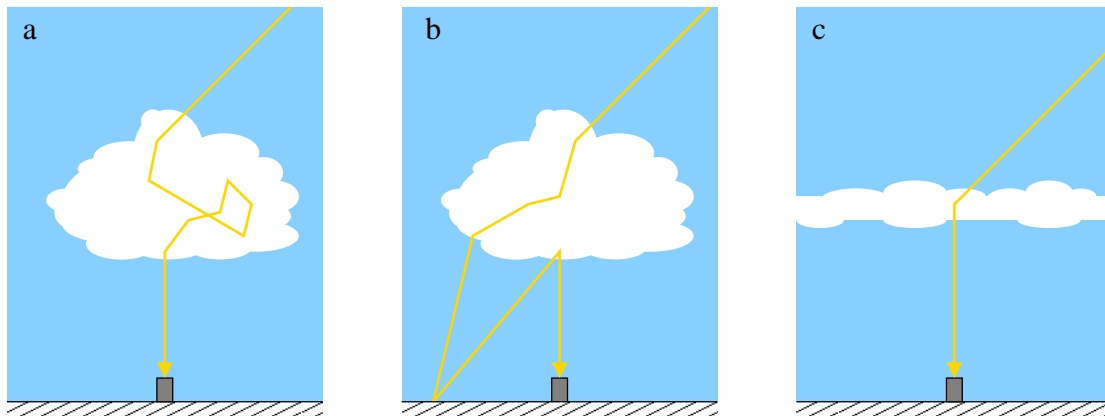


Abbildung 6.2: PPL-verlängernde und -verkürzende Prozesse in Wolken. Verlängernd: Mie-Streuung innerhalb der Wolke (a) und Reflektion zwischen Wolke und Boden (oder zwischen zwei Wolken) durch freie Atmosphäre hindurch (b). Verkürzend: Umlenkung der Photonenrichtung von flacher Einstrahlungsrichtung der Sonne auf senkrechte Messrichtung des Sensors (c).

hindurch. Andererseits werden Photonen, die unter einem flachen Einfallswinkel einen langen Weg zum Detektor zurücklegen würden, durch Wolken so abgelenkt, dass sie von der Wolkenunterseite aus auf dem kürzesten Weg in den senkrecht in Zenitrichtung messenden Detektor laufen (Abb. 6.2 c). Diese Verkürzung der PPL ist umso stärker, je größer der Sonnenzenitwinkel ist und je höher die Wolkenbasis liegt, und ist der Grund für die Abnahme der Photonenweglängenverlängerung in Tabelle 6.3 mit dem Sonnenzenitwinkel.

In Kapitel 2.4 wurde der theoretische Zusammenhang zwischen $\langle \text{PPL} \rangle$ und optischer Dicke der Wolken für isotrope Wolken gezeigt. Im Folgenden soll nun die Güte dieser Beziehung bei Auftreten von Inhomogenität untersucht werden sowie die Abhängigkeit von $\langle \text{PPL} \rangle$ und $\sigma(\text{PPL})$ von anderen interessierenden Wolkeneigenschaften.

6.1 Lokaler Zusammenhang

Diese Wolkeneigenschaften (C) werden im Folgenden auf ihre Beziehung zur PPL-PDF untersucht:

- die vertikalen Pfade von Wolkenwasser, Eiskristallen, Regen und Schnee (WWP, EWP, RWP, SWP) sowie der Gesamtwasserpfad (GWP);

- an geometrischen Eigenschaften die Höhe der Wolkenobergrenze (H^{top}) und der Wolkenbasis (H^{bot}) sowie die vertikale geometrische Wolkendicke (ΔH);
- die mit der Wolkeninhomogenität in Verbindung stehenden Größen Bedeckungsgrad (N), Anzahl voneinander separierter Wolkenschichten in einer Säule (LAGEN) und Standardabweichung des Gesamtwassergehalts in den bewölkten Gitterboxen (INHOM);
- die beiden optischen Eigenschaften vertikal nur über die bewölkten Gitterboxen gemittelter Volumenextinktionskoeffizienten der Hydrometeore (β_x) und die optische Dicke in der Säule (τ).

Die genannten Eigenschaften wurden entsprechend der Blickrichtung des Sensors aus der senkrechten Säule direkt über dem Detektor gewonnen. Ausnahmen hiervon sind N und INHOM, die aus einem Areal mit dem Radius $r = 6$ km rund um den Detektor abgeleitet wurden, da sie erst als statistische Mittel über mehrere Säulen Aussagekraft besitzen. Während β_x ausschließlich die Extinktion der Wolkenpartikel enthält, ist in τ auch die Wirkung der Gasatmosphäre mit enthalten. Die optische Dicke einer wolkenlosen Säule bis 10 km Höhe ist $\tau \approx 0,08$, während bereits sehr dünne Wolken eine optische Dicke $\tau \geq 1$ aufweisen und τ leicht im zweistelligen Bereich liegt, sodass τ hauptsächlich die optische Dicke der Wolken ist und die Wechselwirkungen mit den Gasen eine untergeordnete Rolle spielen. Für INHOM wurde die Standardabweichung der Wolkenwasserkonzentration $\sigma(\text{LWC})$ nur von den bewölkten Gitterboxen gewählt, um eine möglichst große Unabhängigkeit dieser Größe vom Bedeckungsgrad N zu erhalten. $\sigma(\text{LWC})$ sowohl über den bewölkten als auch den unbewölkten Atmosphärenanteil bestünde aus $\sigma(\text{LWC})$ der Wolken, abgeschwächt um die Standardabweichung der freien Atmosphäre, für die $\sigma(\text{LWC}) = 0$ gilt, und enthielte somit eine Kombination der Informationen INHOM und N .

Exemplarisch wird in Abbildung 6.3 der Zusammenhang zwischen τ und der PPL-PDF für die simulierten Sonnenzenitwinkel veranschaulicht. Dabei ist die PPL als PPL-Verlängerung Δl_{geom} , die unabhängig von der Starthöhe der Photonen in der Strahlungstransportrechnung ist, angegeben. Δl_{geom} bezieht sich auf den tatsächlichen Luftmassenfaktor der jeweiligen Geometrie, also der $\langle \text{PPL} \rangle$ der wolkenfreien Simulationen in Tabelle 6.1.

Deutlich ist bei allen Sonnenständen die Zunahme von $\langle \text{PPL} \rangle$ mit τ zu erkennen. Am eindeutigsten ist dieser Zusammenhang für die schrägen Sonnenstände $\Theta_0 = 30^\circ$ und $\Theta_0 = 60^\circ$. Für Einstrahlung aus Zenitrichtung folgt der Großteil der Simulationen ebenso diesem positiven Zusammenhang zwischen $\langle \text{PPL} \rangle$ und τ . Für Wolken mit geringer optischer Dicke bis etwa $\tau \leq 8$ ist unter $\Theta_0 = 0^\circ$ noch kein Einfluss auf die $\langle \text{PPL} \rangle$ zu erkennen. Die $\langle \text{PPL} \rangle$ ist recht konstant und liegt

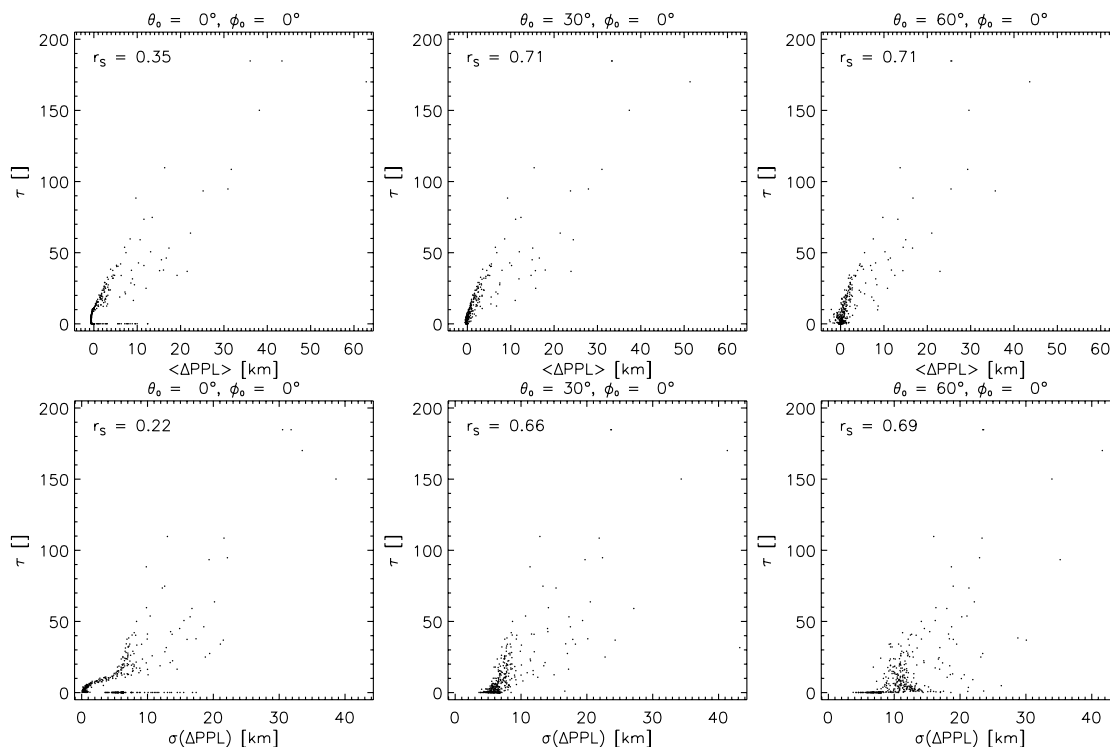


Abbildung 6.3: Optische Dicke der Wolken über dem Detektor aufgetragen gegen Mittelwert (oben) und Standardabweichung (unten) der PPL-Verlängerung für 436 Simulationen. Sonnenzenitwinkel ist (von links nach rechts) 0° , 30° , und 60° .

leicht unter der $\langle PPL \rangle$ der komplett wolkenfreien Atmosphären. Darüber bewirkt eine Erhöhung von τ wieder eine Verlängerung der $\langle PPL \rangle$.

Diese Beziehung für $\Theta = 0^\circ$ wird jedoch geschwächt durch 27 Wolkenszenen, bei denen eine PPL-Verlängerung stattfindet, obwohl sich der Detektor unter einer wolkenfreien Atmosphärensäule befindet, dem horizontalen Ast in der Darstellung 6.3 bei $\tau \approx 0$. Das Histogramm der dazugehörigen PPL-PDFs setzt sich zusammen aus dem vorherrschenden direkten, nicht abgelenkten und wolkenunbeeinflussten Photonenweg zwischen Detektor und Sonne und einem zweiten, unterschiedlich stark ausgeprägten Maximum bei deutlich längeren Photonenweglängen. Abbildung 6.4 zeigt eine solche PPL-Verteilung für das Beispiel eines unbedeckten Sensors mit einer starken $\langle PPL \rangle$ -Verlängerung von $\langle \Delta PPL \rangle = 9,58$ km. Ein solches Maximum ist typisch für eine Reflektion an einer entfernten Wolkenkante oder dem Boden, wie sie in Abbildung 6.2 b skizziert ist. Das bedeutet, die entsprechenden Wolkfelder bieten die Möglichkeit, dass ein großer Teil der Photonen an einer entfernten Wolkenkante oder dem Untergrund reflektiert wird, bevor er in der Detektorsäule durch Rayleigh-Streuung in Sensorrichtung abgelenkt wird.

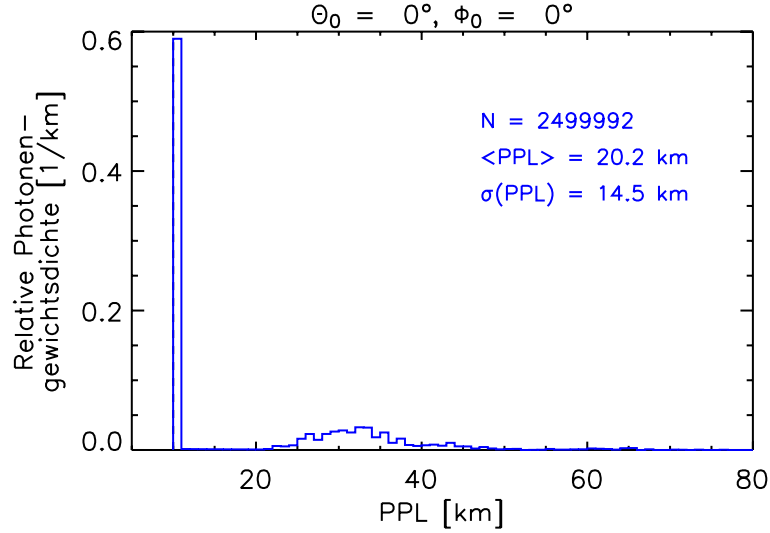


Abbildung 6.4: Histogramm der PPL-PDF für einen wolkenfreien Detektor ($\tau \approx 0$) mit einer großen Weglängenverlängerung ($\langle \Delta \text{PPL} \rangle = 9,58 \text{ km}$) unter $\Theta_0 = 0^\circ$ in Abbildung 6.3.

Der Einfluss von τ auf $\sigma(\text{PPL})$ zeigt sich für hohe und mittlere Sonnenstände ähnlich zur $\langle \text{PPL} \rangle$: $\sigma(\text{PPL})$ steigt für alle Sonnenzenitwinkel mit zunehmendem τ an und es treten unter $\Theta = 0^\circ$ wieder die bereits genannten Fälle mit hoher Variation in $\sigma(\text{PPL})$ bei wolkenfreiem Detektor ($\tau \approx 0$) auf.

In Abbildung 6.3 sind zusätzlich die Korrelationen zwischen τ und den Momenten der PPL-PDF angegeben. Da weder die Verteilungen von $\langle \text{PPL} \rangle$ und $\sigma(\text{PPL})$ noch die der meisten Wolkenparameter normalverteilt sind und sich ihre Häufigkeitsverteilungen unterscheiden, wird im gesamten Kapitel 6 statt dem linearen Pearson Korrelationskoeffizient die Spearman Rangkorrelation verwendet. Diese hat nicht nur den Vorteil, dass sie verteilungsfrei ist, sondern auch nichtlineare Zusammenhänge erkennt, solange diese monoton sind.

In der Rangkorrelation, die an dieser Stelle auf die zentralen Momente \mathcal{M} der PPL-PDF und die Wolkenattributen \mathcal{C} angewendet wird, werden die Werte der zu korrelierenden Datenpaare $(\mathcal{M}_i, \mathcal{C}_i)$ gegen ihren Rang $(R_{\mathcal{M}_i}, R_{\mathcal{C}_i})$ ausgetauscht. Bei gleichen Werten innerhalb von \mathcal{M}_i oder \mathcal{C}_i (Bindungen) bekommen diese den gleichen Rang zugeteilt, nämlich den Mittelwert, der sich aus der durchlaufenden Nummerierung der Bindungen ergeben würde. Der Spearman-Rangkorrelationskoeffizient errechnet sich durch (z. B. von Storch und Zwiers, 1999)

$$r_S(\mathcal{M}, \mathcal{C}) = \frac{\sum_{i=1}^n R_{\mathcal{M}_i} R_{\mathcal{C}_i} - N}{\sqrt{(\sum_{i=1}^n R_{\mathcal{M}_i}^2 - N)(\sum_{i=1}^n R_{\mathcal{C}_i}^2 - N)}}, \quad (6.1)$$

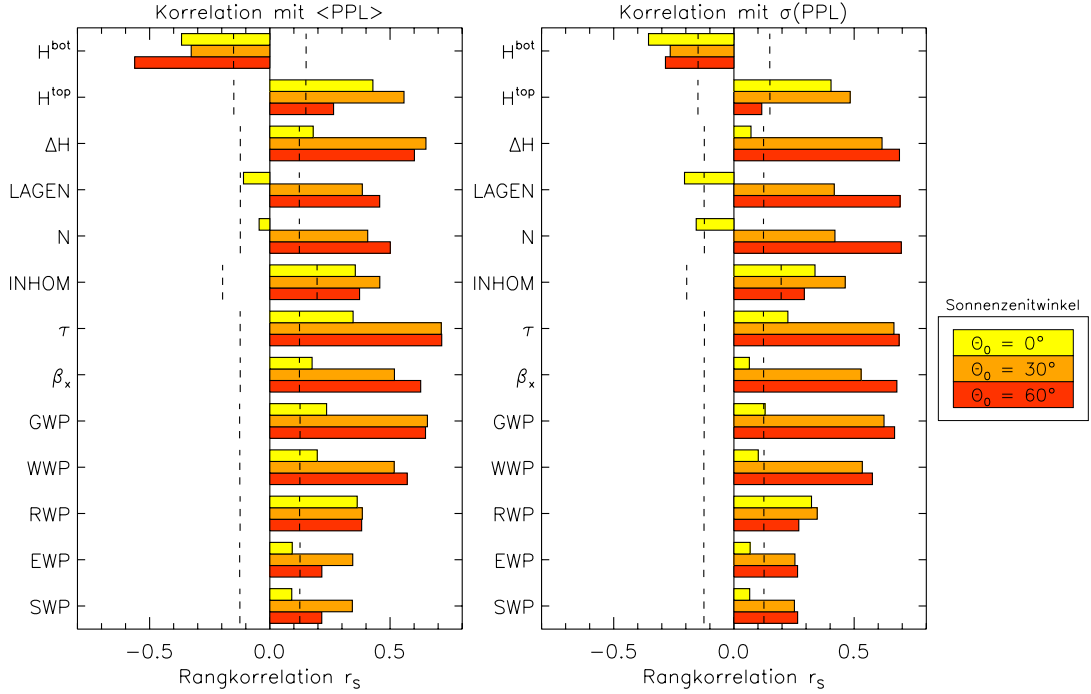


Abbildung 6.5: Korrelationen zwischen den Wolkeneigenschaften senkrecht über dem Detektor und der mittleren PPL (links) beziehungsweise der Standardabweichung der PPL (rechts) für drei verschiedene Sonnenzenitwinkel (farbig kodiert).

$$\text{wobei} \quad N = n \left(\frac{n+1}{2} \right)^2. \quad (6.2)$$

Die Korrelationskoeffizienten für alle Wolkeneigenschaften C und den Momenten der PPL-PDF \mathcal{M} sind in Abbildung 6.5 aufgezeigt. Links sind Korrelationen mit $\langle \text{PPL} \rangle$, rechts mit $\sigma(\text{PPL})$. Die Korrelationen der drei Sonnenzenitwinkel unterscheiden sich farblich. Es sind hier die Korrelationen für den Sonnenazimut $\Phi_0 = 0^\circ$ gegeben, die für $\Phi_0 = 90^\circ$ enthalten keine erkennbaren Unterschiede. Die Vertrauensbereiche auf dem 99% Signifikanzniveau sind gestrichelt markiert.

Um die Vertrauensbereiche aus dem t-Test, der bei Korrelationen im Allgemeinen anwendbar ist, zu erhalten, benötigt man die Zahl der Freiheitsgrade, die aber in den verwendeten Daten in einem gewissen Rahmen reduziert ist gegenüber der Zahl der Datenpunkte (siehe S. 77 ff.). Darum wurden die hier verwendeten Vertrauensbereiche mit der bootstrap-Methode bestimmt.

Mit diesem Verfahren ermittelt man die Unsicherheit aufgrund einer begrenzten Stichprobenanzahl N_{SP} mithilfe des Monte-Carlo-Prinzips. Aus den Datensätzen, die zur Korrelation verwendet wurden, werden zwei neue Datensätze mit gleicher Stichprobenanzahl erstellt, indem zufällig N_{SP} -mal ein Wert aus dem Datenpool

für den neuen Datensatz gezogen wird. Diese beiden neuen Datensätze sollten theoretisch nicht mehr miteinander korreliert sein. Wiederholt man dieses Experiment häufig genug, kann aus der Streuung der Korrelationskoeffizienten dieser Datenreihen um Null herum das gewünschte Signifikanzperzentil abgelesen werden. Für die Signifikanzbereiche in Abbildung 6.5 wurden jeweils $2 \cdot 10^4$ MC-Experimente durchgeführt.

Das bootstrap-Verfahren zur Abschätzung der Vertrauensbereiche hat den Vorteil, dass die Wirkung der internen Abhängigkeiten in den Datensätzen automatisch erkannt und mit berücksichtigt wird. Die Vergrößerung des Signifikanzbereichs von H^{bot} und H^{top} resultiert jedoch aus einem reduziertem Datenumfang, da in wolkenfreien Säulen diesen beiden Variablen kein Wert zugeordnet werden kann. Noch deutlicher tritt dies in dem Signifikanzniveau von INHOM zu Tage, da für die Standardabweichung des Wolkenwassers rein rechnerisch wenigstens zwei bewölkte Gitterboxen in dem für INHOM betrachteten Umfeld vorhanden sein müssen.

Die stärksten Korrelationen mit der $\langle \text{PPL} \rangle$ in Abbildung 6.5 (links) finden sich bei den mittleren und flacheren Sonnenständen $\Theta_0 = 30^\circ$ und $\Theta_0 = 60^\circ$. Interessanterweise existieren bei senkrechter Einstrahlung schwächere Korrelationen, die stärkste Beziehung ist mit H^{top} mit $r_S = 0,40$.

Im Fall $\Theta_0 = 60^\circ$ besitzt τ mit $r_S = 0,71$ die höchste Korrelation mit der $\langle \text{PPL} \rangle$ was einer erklärten Varianz von 51% entspricht. Die verbleibende Unabhängigkeit muss nach (2.56) auf die Wolkeninhomogenität in horizontaler und vertikaler Richtung zurückzuführen sein.

Die nächststärkeren Korrelationen für $\Theta_0 = 60^\circ$ besitzt die $\langle \text{PPL} \rangle$ mit dem GWP ($r_S = 0,65$), β_x ($r_S = 0,63$) und ΔH ($r_S = 0,60$). Da sich die Wolkenextinktion direkt aus dem Wassergehalt der flüssigen und festen Phase und den dazugehörigen effektiven Radien ergibt (vgl. Kapitel 3.5), ist die hohe Korrelation zwischen GWP und $\langle \text{PPL} \rangle$ auf die Abhängigkeit des GWP von τ zurückzuführen. Ähnliches gilt für ΔH . In einer dickeren Wolke ist mehr Gesamtwasser zu erwarten, was sich in der optischen Dicke auswirkt. Da β_x die vertikale Verteilung von τ innerhalb von ΔH beschreibt, existiert auch hier ein Zusammenhang zu den drei anderen hohen Korrelationen mit der $\langle \text{PPL} \rangle$.

H^{bot} besitzt als einziger Wolkenparameter eine negative Korrelation mit der $\langle \text{PPL} \rangle$. Dies erklärt sich aus der inversen geometrischen Beziehung zu ΔH : H^{bot} und H^{top} tragen die Teilinformationen zu ΔH . Den geringsten Einfluss auf die $\langle \text{PPL} \rangle$ haben RWP, EWP und SWP.

Die Korrelationen zur $\langle \text{PPL} \rangle$ fallen für $\Theta_0 = 0^\circ$ drastisch ab im Vergleich zu den beiden flacheren Sonnenständen. Der stärkste Zusammenhang existiert mit

Tabelle 6.4: Pearson-Rangkorrelationen der Wolkenparameter untereinander.

	τ	ΔH	H^{top}	H^{bot}	LAGEN	N	GWP	WWP	β_x	INHOM
τ	1,00	0,86	0,44	-0,28	0,73	0,84	0,83	0,74	0,89	0,38
ΔH		1,00	0,87	-0,15	0,88	0,81	0,77	0,59	0,68	0,49
H^{top}			1,00	0,25	0,52	0,07	0,34	0,08	-0,14	0,39
H^{bot}				1,00	-0,14	-0,23	-0,22	-0,20	-0,28	-0,04
LAGEN					1,00	0,81	0,66	0,52	0,65	0,22
N						1,00	0,77	0,69	0,85	0,26
GWP							1,00	0,90	0,76	0,26
WWP								1,00	0,74	0,00
β_x									1,00	0,10
INHOM										1,00

H^{top} ($r_S = 0,43$), gefolgt von H^{bot} ($r_S = -0,37$) und den Wolkeneigenschaften RWP und INHOM (beide $r_S = 0,36$).

Auch wenn alle Wolken unterschiedlich sind, ist im Zuge der Entwicklung einer Konvektionswolke zu erwarten, dass beispielsweise die Wolkendicke, die Wolkenobergrenze, die optische Dicke oder der Wolkenwassergehalt eine gewisse Zeitlang gleichsinnig zunehmen. So lassen sich etliche Wolkenvariablen über einen gemeinsamen Bezug zur allgemeinen Entwicklung der Wolkenmächtigkeit verknüpfen, was eine gewisse statistische Abhängigkeit zwischen diesen Wolkenparametern bewirkt. Darum wird in Tabelle 6.4 die Korrelationsmatrix der Wolkenparameter untereinander gezeigt. Die Variablen IWP, RWP und SWP sind nicht aufgeführt, ihre Korrelation zu den übrigen Parametern ist in allen Fällen kleiner als 0,51. Einzig die Beziehung zwischen EWP und SWP beträgt $r_S = 0,99$.

Die bereits angenommene interne Abhängigkeit der Wolkenparameter untereinander zeigt sich deutlich. Maximale Korrelation ist $r_S = 0,90$ zwischen GWP und WWP. Diese Dominanz des Wolkenwassers im Gesamtwasserpfad erklärt auch den schwachen Einfluss der übrigen Hydrometeorklassen auf die PPL-PDF. τ ist mit den meisten Wolkeneigenschaften stark verknüpft, mit nur drei Ausnahmen, darunter INHOM. Die interne Wolkeninhomogenität zeigt keine starke Abhängigkeit zu einer der anderen Wolkengrößen, außer zur Wolkendicke und Höhe der Wolkenobergrenze mit $r_S < 0,5$. Dies steht im Gegensatz zu N und LAGEN, die die externe Wolkeninhomogenität beschreiben und mit vielen Wolkenparametern mit $r_S > 0,7$ gekoppelt sind. Somit ergänzen sich die interne und die externe Inhomogenität in der Beschreibung einer Wolkensituation.

Die große Anzahl an Wolkeneigenschaften, die eine sehr gute Korrelation mit der $\langle \text{PPL} \rangle$ besitzen lässt sich somit auf die interne Abhängigkeit dieser Wolkenparameter untereinander zurückführen. Dieses Verhalten liegt sicherlich in einer gemeinsamen Eigenart aller Wolken im GESIMA-Datensatz, nämlich dass sie konvektiv entstanden sind, begründet. Bei anderen Wolkenarten wie stratiformer Aufgleitbewölkung oder Stratocumulus wird sowohl ein anderer Zusammenhang zwischen den Wolkenattributen als auch zwischen Wolke und PPL-PDF gegeben sein.

Das hervorstechendste Merkmal in der Beziehung der Wolkeneigenschaften zu $\sigma(\text{PPL})$ (Abbildung 6.5 rechts) ist die große Anzahl an Korrelationen nahe $r_S = 0,7$ für $\Theta_0 = 60^\circ$. So besitzen N, LAGEN, ΔH , τ , β_x und GWP einen Koeffizienten von $0,67 < r_S < 0,70$. Die verbleibenden Parameter haben eine deutlich schwächere Korrelation.

Für $\Theta_0 = 0^\circ$ und $\Theta_0 = 30^\circ$ zeigen die Korrelationen mit $\sigma(\text{PPL})$ ein übereinstimmendes Verhalten zu den Korrelationen mit der $\langle \text{PPL} \rangle$. So sind auch hier die stärksten Zusammenhänge mit H^{top} , H^{bot} , INHOM und RWP beziehungsweise mit τ , GWP und ΔH .

Zusammenfassend sind die Korrelationen zwischen den zentralen Momenten der PPL-PDF und den Wolkeneigenschaften direkt über dem Detektor für schräge Einstrahlung deutlich höher wie für einen Sonnenstand in Zenitrichtung. Unter $\Theta_0 = 30^\circ$ und 60° hat die optische Dicke τ die stärkste Verbindung zur $\langle \text{PPL} \rangle$. Jedoch sind mehrere Wolkeneigenschaften über physikalische Zusammenhänge und über die Wolkenentwicklung stark mit τ korreliert, sodass diese auch einen guten Zusammenhang zur $\langle \text{PPL} \rangle$ besitzen. Die Beziehung zwischen $\sigma(\text{PPL})$ und den Wolkeneigenschaften zeigt für die beiden höheren Sonnenstände ähnliche Präferenzen wie in der Beziehung zur $\langle \text{PPL} \rangle$. Unter $\Theta_0 = 60^\circ$ steigt bei sechs verschiedenen Wolkeneigenschaften der Zusammenhang mit $\sigma(\text{PPL})$ auf Werte an, die der hohen Korrelation von $\sigma(\text{PPL})$ mit τ entsprechen.

Wie bereits erwähnt, ist die Photonenweglänge eine integrale Größe für Wolkeninformationen eines weiteren Wolkenumfelds. Darum werden im Folgenden die Zusammenhänge der PPL-PDF mit den Wolkeneigenschaften auf verschieden großen Einflussbereichen um den Detektor herum untersucht.

6.2 Einfluss des Wolkenumfelds

Die PPL-PDF enthält durch den Horizontaltransport der Photonen auch Informationen der Umgebung, sodass die Möglichkeit einer verbesserten Beziehung zwi-

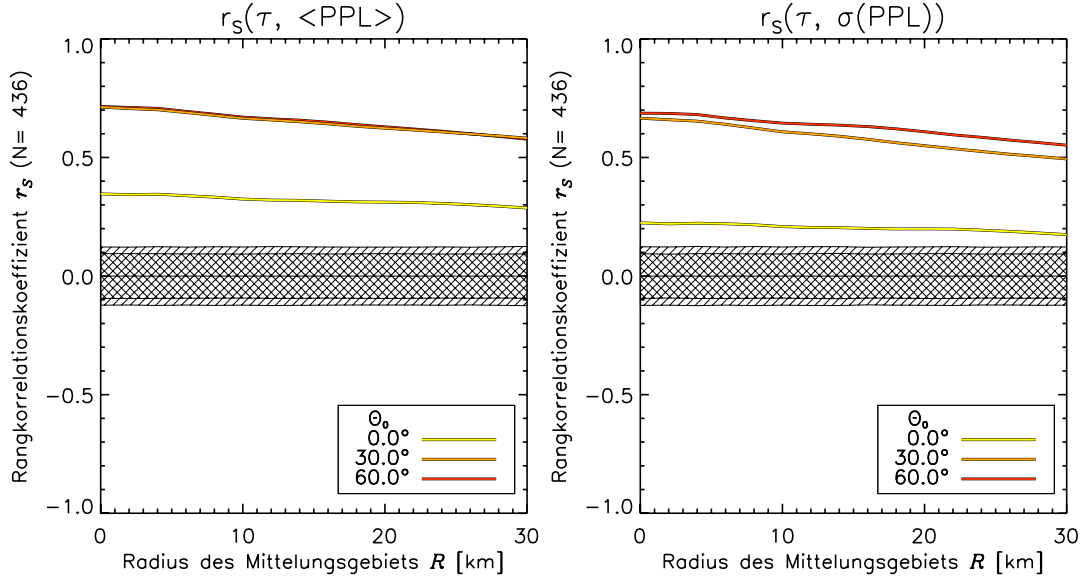


Abbildung 6.6: Rangkorrelation zwischen $\langle \text{PPL} \rangle$ und τ (links) bzw. $\sigma(\text{PPL})$ und τ (rechts) für verschieden große Einflussbereiche von τ . Farblich kodiert sind die drei verschiedenen Sonnenzenitwinkel. Das 95%-Signifikanzniveau ist kariert, das 99%-Niveau gestreift, der Stichprobenumfang auf der Ordinate angegeben.

schen den Momenten der PPL-PDF und den Wolkenparametern besteht, wenn die Wolkenparameter nicht für die lokale Säule über dem Detektor gelten, sondern ihr Gültigkeitsbereich eine gewisse horizontale Ausdehnung besitzt. Es stellt sich die Frage, ob der Einfluss einzelner Wolkenparameter aus einem größeren Einzugsgebiet stammt oder ob er schnell mit der Entfernung vom Detektor abnimmt.

Hierzu zeigt Abbildung 6.6 die Änderung der Rangkorrelation r_S zwischen τ und der $\langle \text{PPL} \rangle$ beziehungsweise $\sigma(\text{PPL})$ mit größer werdender Fläche, über die die optische Dicke gemittelt wurde. Das Gültigkeitsgebiet von τ ist kreisförmig und es ist der Radius R um den Detektor herum angegeben. Die schraffierten Gebiete markieren das Intervall, in dem 95% und 99% der statistischen Unsicherheit für $r_S = 0$ liegen. Diese Wahrscheinlichkeitsintervalle wurden wieder durch das bootstrap-Verfahren mit $2 \cdot 10^4$ zufällig gezogenen Realisierungen für jeden Radius ermittelt. $r_S(R = 0 \text{ km})$ entspricht den bereits im vorhergehenden Kapitel vorgestellten lokalen Korrelationskoeffizienten. Während dort die absolute Stärke der Beziehung bereits abgehandelt wurde, wollen wir uns hier auf die Änderung mit R konzentrieren.

Die Korrelation der $\langle \text{PPL} \rangle$ mit τ sinkt für $\Theta_0 = 30^\circ$ und $\Theta_0 = 60^\circ$ nur leicht und fast linear um $\Delta r_S(30^\circ) = 0,13$ und um $\Delta r_S(60^\circ) = 0,14$ auf $\Delta R = 30 \text{ km}$. Die Änderung für $\Theta_0 = 0^\circ$ ist noch schwächer. Auch für die Korrelation zwischen

$\sigma(\text{PPL})$ und τ sind die Änderungen auf $\Delta R = 30$ km nur schwach: $\Delta r_S = 0,17$ beziehungsweise $\Delta r_S = 0,14$ für $\Theta_0 = 30^\circ$ und $\Theta_0 = 60^\circ$ sowie $\Delta r_S < 0,1$ für $\Theta_0 = 0^\circ$. Diese Persistenz der Korrelation steht im Gegensatz zu der schnellen Änderung der $\langle \text{PPL} \rangle$ und der optischen Dicke selbst in den Beispielen aus Kapitel 4.2.

Der Verlauf der Korrelationen zwischen $\langle \text{PPL} \rangle$ und allen übrigen Wolkenparametern mit größer werdendem Einflussbereich der Wolkenvariablen ist in Abbildung 6.7 zusammengestellt sowie die Korrelationen mit $\sigma(\text{PPL})$ in Abbildung 6.8. Die lokalen Korrelationskoeffizienten aus Kapitel 6.1 finden sich für die Parameter N und β_x bei $R = 6$ km wieder, alles Übrige gilt wie in der Beschreibung zu Abbildung 6.6. Da sich in wolkenlosen Bereichen H^{top} , H^{bot} und INHOM nicht definieren lassen, sinkt die Anzahl verfügbarer Datenpunkte für deren Korrelationen mit kleiner werdendem Mittelungsareal der Wolkenparameter.

Es fällt auf, dass der Verlauf der Korrelationen für ΔH , GWP und WWP fast identisch ist zu dem von τ , was durch die starke Kopplung zwischen diesen Parametern und τ hervorgerufen wird. Die Korrelation des Bedeckungsgrads, der einen ebenso starken Bezug zu τ besitzt, steigt anfangs an bis R zwischen 2 km und 8 km, und fällt dann wieder leicht ab. Der Bedeckungsgrad ist selbst eine statistische Angabe über ein vorgegebenes Areal. Bezieht er sich auf nur eine Wolkensäule, besteht er ausschließlich aus einem reduzierten Wertesatz aus 0 und 1, wodurch die Korrelation geschwächt wird. Mit zunehmendem Geltungsbereich wird die Angabe von N realistischer und die Korrelationen mit den PPL-PDF-Momenten \mathcal{M} wachsen leicht an. Danach übernimmt $r_S^N(R)$ das Verhalten von $r_S^{\tau}(R)$.

Dieselbe Argumentation der anwachsenden Aussagekraft mit R gilt auch für RWP, EWP und SWP, die weniger vertretenen Hydrometeoriklassen, die in dem eingeschränkten Gebiet direkt über dem Detektor häufig Werte von Null besitzen, sowie für INHOM. Bei letzterem ist der anfängliche Anstieg von r_S allerdings größer als bei den anderen genannten Wolkenparametern (bis $\Delta r_S = 0,21$), weswegen nicht ausgeschlossen werden kann, dass dieser Anstieg auch eine physikalische Grundlage enthält. Durch dieses Verhalten verbessern sich die in Abbildung 6.5 schwächer erscheinenden Zusammenhänge von RWP, EWP, SWP und LAGEN mit der $\langle \text{PPL} \rangle$ und teilweise schwächer auch mit $\sigma(\text{PPL})$ auf Entfernungen von 6 km bis 10 km.

Eine deutliche Abhängigkeit der Korrelationen mit $\langle \text{PPL} \rangle$ und $\sigma(\text{PPL})$ von dem Einflussradius R zeigt sich nur bei INHOM, RWP und β_x , die für alle Sonnenzenitwinkel $\Delta r_S = 0,1$ übersteigt und bei einigen Sonnenzenitwinkeln ebenso die Schwelle $\Delta r_S = 0,2$. In der Änderung der Korrelation ausschließlich mit $\sigma(\text{PPL})$ werden diese beiden noch ergänzt durch H^{top} und ΔH . Auch sinkt eine anfangs deutliche Korrelation mit anwachsendem R nur in Ausnahmefällen in den nichtsignifikanten Bereich ab.

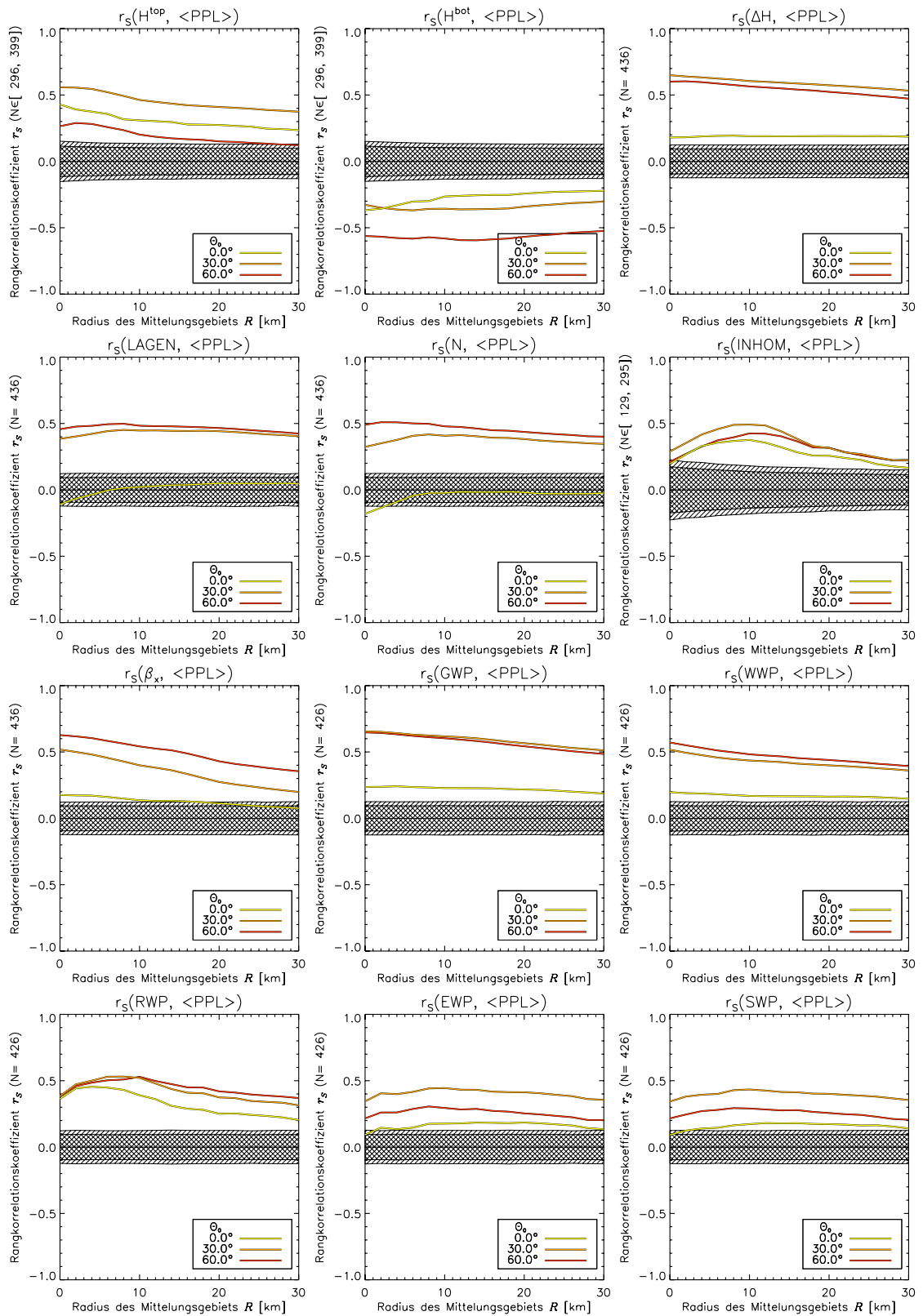


Abbildung 6.7: Wie Abbildung 6.6, nur für die Rangkorrelationen zwischen $\langle PPL \rangle$ und den verbleibenden Wolkenvariablen.

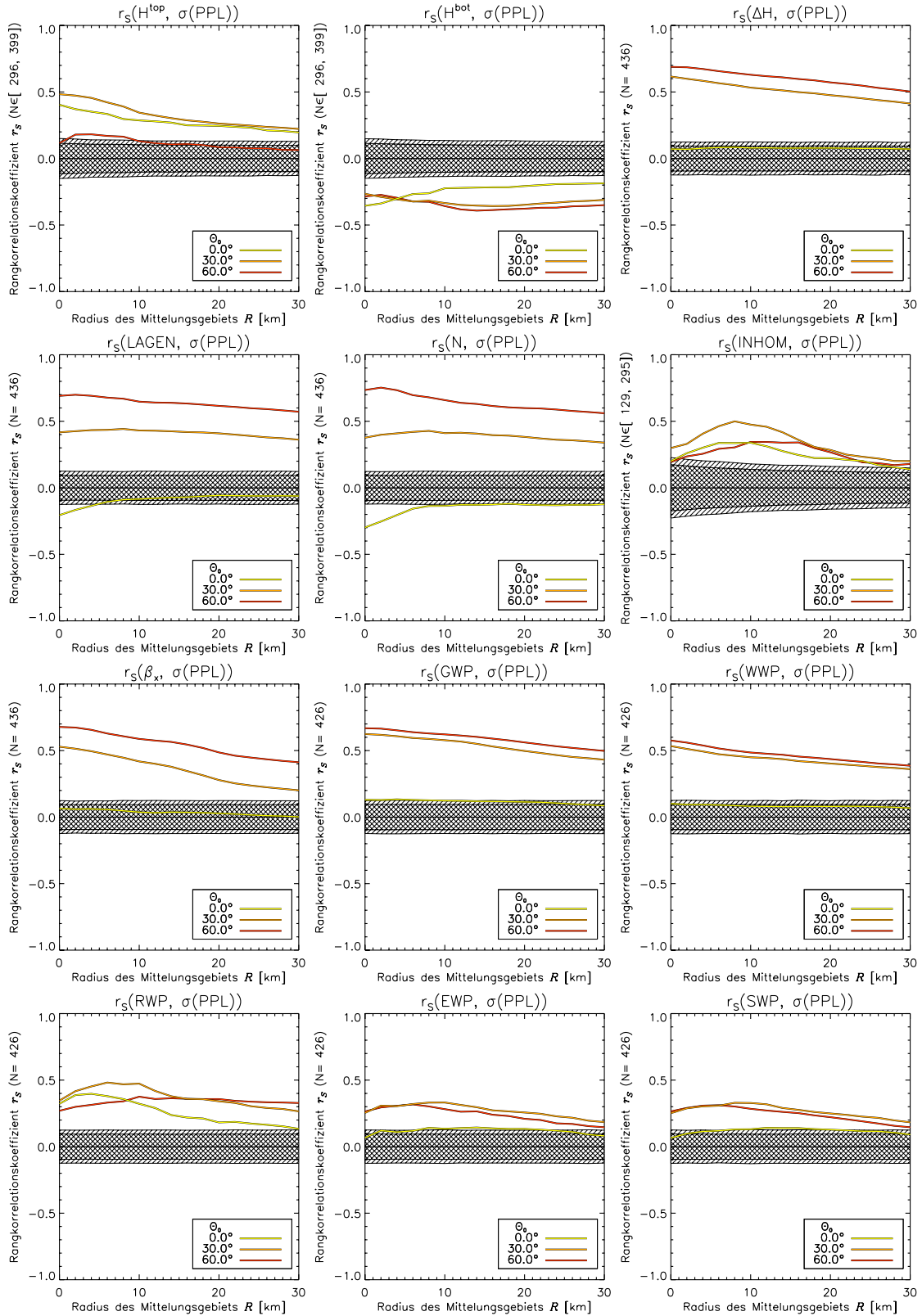


Abbildung 6.8: Wie Abbildung 6.6, nur für die Rangkorrelationen zwischen $\sigma(\text{PPL})$ und den verbleibenden Wolkenvariablen.

Wenn die Korrelationslänge der optischen Dicke aus Kapitel 4.2 als allgemeiner Richtwert genommen wird, dann sind die Wolkenvariablen in einer Entfernung von maximal 20 km dekorreliert, also nicht mehr voneinander abhängig. Dagegen ändern sich die Beziehungen zwischen den PPL-PDF-Momenten \mathcal{M} und vielen Wolkenvariablen C auf Einflussbereichen zwischen 0 km und 30 km nicht stark. Dafür spricht einerseits, dass im Umkreis von 30 km auch die nahe Umgebung des Detektors mit eingeschlossen ist. Aber andererseits enthält die innere Gebietsfläche von beispielsweise $R = 10$ km nur 11% des Areal von $R = 30$ km und hat damit nur noch wenig Gewicht in der Berechnung der Korrelation bei $R = 30$ km.

Eine Persistenz von r_S innerhalb der ersten 10 km Mittelungsradius erfüllt noch die Vorgaben des Wolkenfelds, da dieses bei $\lambda = 10$ km eine Autokorrelation von $\rho_\tau(10 \text{ km}) \geq 1/e$ besitzt. Darüber hinaus hängt die anhaltende Persistenz von r_S mit der generellen Charakteristik der einzelnen Wolken zusammen. Die Korrelationslänge beispielsweise von τ spiegelt die Änderung innerhalb einer Wolke wider. Die Korrelationen in Kapitel 6 geben aber die wolkenübergreifenden Zusammenhänge zwischen \mathcal{M} und C an. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass die Änderung der Wolkenbeschaffenheit von Wolke zu Wolke einen stärkeren Einfluss auf die PPL-PDF hat als die wolkeninterne räumliche Änderung von C . Die PPL-PDF wird vielmehr durch die typische Charakteristik eines Wolkenfeldes, die es auch über größere Entfernungen beibehält und durch die es sich von anderen Wolkenfeldern unterscheidet, bestimmt.

Im Folgenden soll untersucht werden, ob sich die hier gezeigten Korrelationen und ihre Variation mit dem Einflussradius der Wolkengrößen ändern, wenn die vorhandene Datenbasis in zwei Klassen mit unterschiedlichen Wolkenkonditionen bei der Platzierung des Detektors aufgespalten wird.

6.3 Wolkenlücken über dem Detektor

Der in dieser Arbeit erstellte Datensatz an PPL-PDFs lässt sich wie folgt aufspalten: in die Fälle, bei denen sich direkt über dem Detektor ein Wolkelement befindet und die Fälle, in denen die Luftsäule direkt über dem Detektor wolkenfrei ist. Aufgrund der stärkeren Streuung an Wolkenpartikeln ist der letzte Streuprozess eines Photons in einen wolkenbedeckten Detektor hinein meist Mie-Streuung an Hydrometeoren, während das letzte Streuereignis in einen unbewölkten Detektor hinein meist Rayleigh-Streuung ist, die mit längeren freien Wegen in der wolkenfreien Atmosphäre verbunden ist. Es sind also in beiden Situationen unterschiedliche Auswirkungen auf die PPL zu erwarten, zum Beispiel eine unterschiedlich starke Ausprägung der auf Seite 79 beschriebenen und in Abbildung 6.2 skizzierten PPL-verlängernden und PPL-verkürzenden Vorgänge.

Im Folgenden wird die Analyse aus Kapitel 6.2 auf die beiden Teildatensätze mit bedecktem und mit wolkenfreiem Detektor angewendet. Da sich die optische Dicke bereits als einer der wichtigsten Einflüsse auf die PPL-PDF herausstellte, wird in Abbildung 6.9 die Änderung der Korrelationen zwischen τ und $\langle \text{PPL} \rangle$ beziehungsweise $\sigma(\text{PPL})$ mit dem Radius R des Bereichs, für den τ bestimmt wurde, für ebendiese beiden Detektorfälle gezeigt. Die schattierten 95% und 99% Unsicherheitsbereiche von Null wurden für jede Korrelation mit 10^4 Zufallsexperimenten im bootstrap-Verfahren bestimmt.

Beziehung mit τ für bedeckte Detektoren

In den separaten Korrelationen für bedeckte Detektoren verbessern sich die Beziehungen zwischen τ und $\langle \text{PPL} \rangle$ für die beiden höheren Sonnenstände im Vergleich zum gesamten Datensatz (Abbildung 6.6) deutlich und erreichen maximal $r_S = 0,94$ bei $\Theta = 0^\circ$ und $R = 2$ km. Die Korrelation für $\Theta = 60^\circ$ verbleibt auf ihrem bereits sehr hohen Wert. Da mit dem Ausschluss von Wolkenlücken direkt über dem Detektor Fälle mit definitiv hoher externer Inhomogenität und voraussichtlich auch mit hoher interner Inhomogenität wegfallen, geht damit eine bessere Erfüllung der Homogenitätsvoraussetzung in der Beziehung (2.56) einher, sodass sich diese außerordentlichen Korrelationskoeffizienten ergeben. Ein ähnliches Verhalten durch Ausschließung der unbewölkten Detektoren legt die Korrelation von τ mit $\sigma(\text{PPL})$ an den Tag, allerdings verschoben im Sonnenzenitwinkel. So verbessert sich die Korrelation für $\Theta_0 = 0^\circ$ beispielsweise bei $R = 0$ km von $r_S = 0,22$ auf $r_S = 0,94$. Auch die Korrelation für $\Theta_0 = 30^\circ$ wächst noch an, für $\Theta_0 = 60^\circ$ wird sie hingegen deutlich schwächer.

Beziehung mit τ für unbedeckte Detektoren

Die Beziehung für die Fälle mit Detektoren unter einer wolkenfreien Atmosphärensäule unterscheidet sich grundlegend vom gesamten berechneten PPL-PDF-Datensatz. So existiert kein Zusammenhang zwischen $\langle \text{PPL} \rangle$ und τ in der unmittelbaren Umgebung des Detektors, da der wolkenfreie Bereich um den Detektor meist mehr als nur eine einzelne Modellsäule umfasst und die Wahrscheinlichkeit für eine wolkenfreie nähere Umgebung des Detektors hoch ist. Im weiteren Einzugsbereich um den Detektor herum entwickelt sich eine deutliche negative Korrelation zwischen $\langle \text{PPL} \rangle$ und τ . Ein typisches PPL-Histogramm für einen wolkenfreien Detektor unter $\Theta_0 = 60^\circ$ ist in Abbildung 6.10 gezeigt. Dabei überwiegen die direkten Photonenwege trotz des niedrigen Sonnenstands. Es existieren lange Photonenwege — das Maximum ist in diesem Beispiel $l_{geom} = 790,2$ km — jedoch kommen sie seltener vor und haben weniger Gewicht als die verkürzten Photonenwege, die

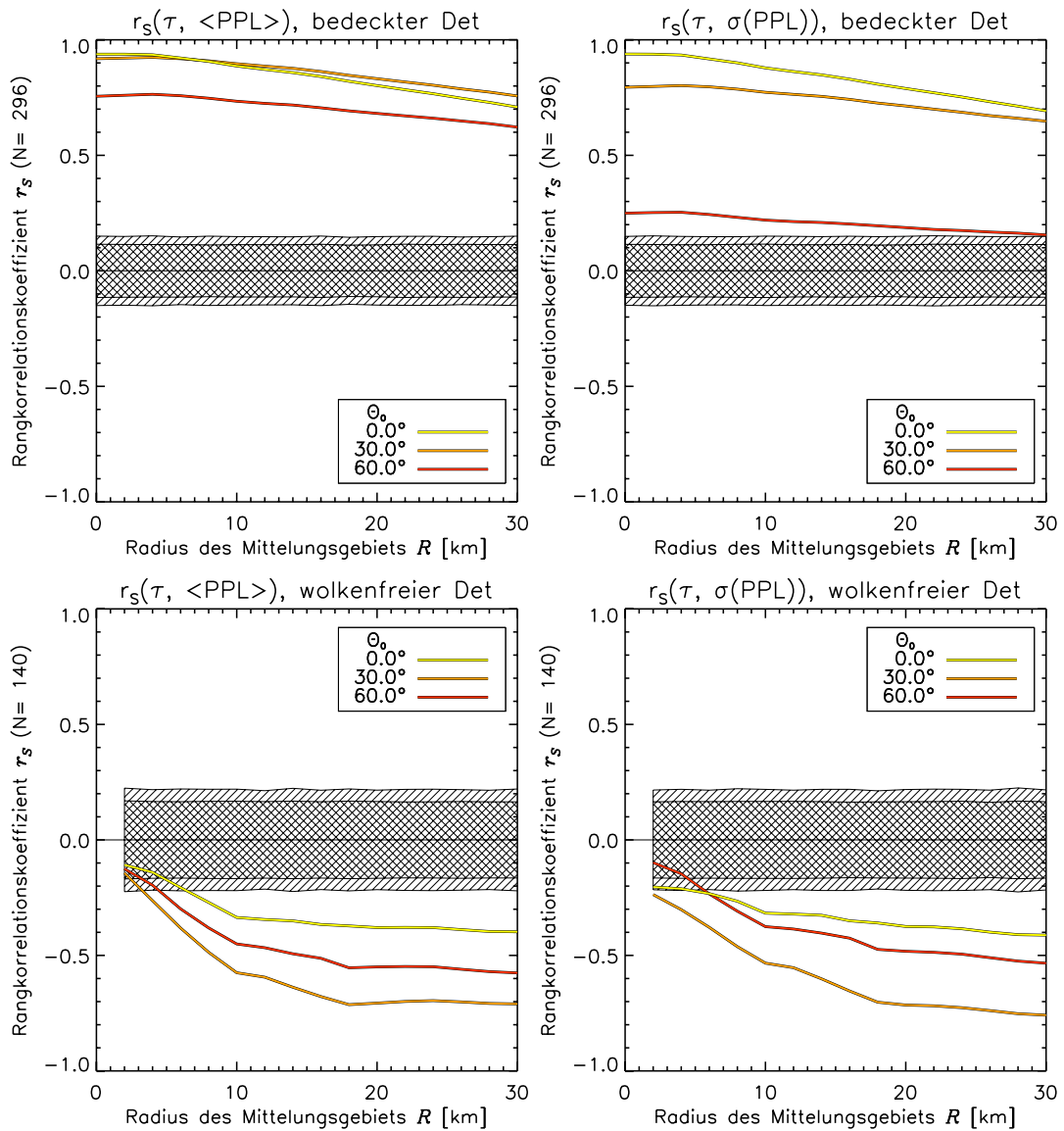


Abbildung 6.9: Rangkorrelationen zwischen optischer Dicke und $\langle \text{PPL} \rangle$ (links) bzw. $\sigma(\text{PPL})$ (rechts) in Abhängigkeit des Einflussradius R für die drei Sonnenzenitwinkel (farbig). Oben nur für die Simulationen mit Wolken in der Säule über dem Detektor, unten nur die Fälle mit wolkenfreier Säule über dem Detektor. Der schattierte Bereich gibt das 95% bzw. 99% Wahrscheinlichkeitsintervall für $r_s = 0$ an.

bereits in den oberen Modellschichten in Nadirrichtung abgelenkt werden. Daher ist das Mittel der PPL geringer als der Referenzwert der wolkenfreien Atmosphäre.

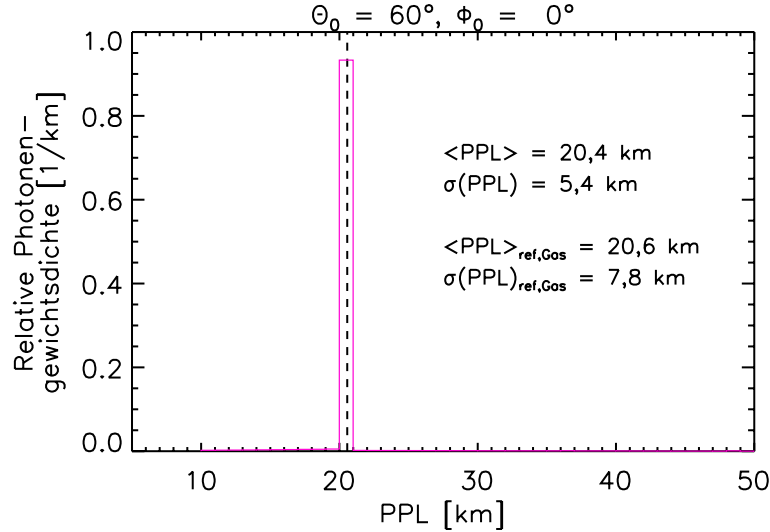


Abbildung 6.10: Typische PPL-PDF eines Detektors unter einer wolkenfreien Atmosphäre bei $\Theta_0 = 60^\circ$. Gestrichelt die mittlere Weglänge $\langle \text{PPL} \rangle_{\text{Gas,ref}}$ aus den wolkenfreien Referenzsituationen.

Wie in diesem Beispiel liegen die mittleren Photonenwege der unbedeckten Detektoren bei den meisten Wolkensituationen auf oder knapp unter der $\langle \text{PPL} \rangle$ der neun vollkommen wolkenlosen Simulationsgebiete mit maximal 300 m Abweichung von der $\langle \text{PPL} \rangle$ dieser Referenzfälle. Es werden also die langen Photonenwege, die durch Rayleigh-Streuung im direkten, meist wolkenfreien Strahlengang ausgelöst werden, durch die Reflexion an den Wolkelementen der Umgebung abgekürzt und abgeschwächt, was die $\langle \text{PPL} \rangle$ verringert und die negative Korrelation zwischen $\langle \text{PPL} \rangle$ und τ für die unbewölkten Detektoren erzeugt. Je optisch dicker die umgebenden Wolken sind, desto schneller können die Photonen die Wolkenseite wieder verlassen, weil die freie Weglänge und damit die mittlere Eindringtiefe in die Wolken mit steigender Extinktion abnimmt. Auch die Abschwächung der Photonenpakete auf gleich langen Wegen innerhalb der Wolken nimmt mit der Extinktion zu.

Diese Einwirkungen auf die Photonenwege, die vom direkten Strahlengang abweichen, zeigt sich auch in $\sigma(\text{PPL})$, da durch die Verkürzung und Abschwächung der langen Wege mit zunehmender Wolkenmächtigkeit in der Umgebung die Breite der PPL-PDF abnimmt. Dieses Verhalten wird auch in der Korrelation von $\sigma(\text{PPL})$ mit τ für wolkenfreie Detektoren in Abbildung 6.9 deutlich, die direkt über dem Detektor nicht signifikant ist, aber mit zunehmender Berücksichtigung der umgebenden Wolken negativ wird und an Stärke zunimmt. Dabei liegt $\sigma(\text{PPL})$ für die meisten wolkenfreien Detektoren entweder dicht bei $\sigma(\text{PPL})$ der wolkenfreien Referenzatmosphären für die entsprechenden Sonnenzenitwinkel oder ist bis

zu 3,5 km kleiner.

Der Einfluss der optischen Dicke auf die PPL-PDF ist am deutlichsten bei $\Theta_0 = 30^\circ$ und nimmt nach $\Theta_0 = 60^\circ$ und noch stärker bei Einstrahlung in Nadirrichtung ab. Nur bei den schwachen Korrelationen mit $\sigma(\text{PPL})$ bei kleinem R ist die Beziehung für $\Theta_0 = 0^\circ$ nahe der für $\Theta_0 = 30^\circ$. Dass der Einfluss der Wolken bei unbedecktem Detektor für den senkrechten Sonnenstand am schwächsten ist, erklärt sich mit der Wichtigkeit des direkten Photonwegs durch die wolkenfreie Säule und der geringeren Häufigkeit von Photonen, die durch Rayleigh-Streuung aus dem direkten Strahlengang herausgelenkt werden, um dann mit dem Wolkenumfeld in Kontakt kommen zu können.

Beziehung aller Wolkenparameter für bedeckte Detektoren

Die Rangkorrelationen zwischen der $\langle \text{PPL} \rangle$ beziehungsweise $\sigma(\text{PPL})$ und allen weiteren untersuchten Wolkenparametern in Abhängigkeit des Einflussradius der Wolkeneigenschaften R für die beiden Fälle bedeckter und wolkenfreier Detektoren ist in den Abbildungen 6.11 bis 6.14 gezeigt.

In den Beziehungen für wolkenbedeckte Detektoren (Abbildung 6.11 für $\langle \text{PPL} \rangle$ und Abbildung 6.12 für $\sigma(\text{PPL})$) zeigt sich eine Gruppe von Wolkenattributen, deren absolute Korrelationen zwar niedriger als die der optischen Dicke sind, die aber einen Verlauf von r_S mit R ähnlich zu τ haben. Dies sind H^{top} , ΔH , GWP und WWP, eingeschränkt auch β_x , dessen Korrelation wieder deutlich mit R abfällt. Zu der Ähnlichkeit zu τ zählt ebenso die Verbesserung der Korrelation im Vergleich zum gesamten PPL-PDF-Datensatz wie auch die Güte von r_S für die verschiedenen Sonnenzenitwinkel untereinander.

Im Vergleich zu der Korrelation mit allen gerechneten Wolkenfällen besitzt der Bedeckungsgrad N einen schwächeren Einfluss auf die Photonweglänge. Ausnahme hiervon ist die Korrelation mit N für $\Theta_0 = 0^\circ$, die in der gesamten Datenbasis nicht signifikant ist und im Fall bedeckter Sensoren deutlich positiv korreliert ist. Die bereits auf Seite 89 angeführte Argumentation der eingeschränkten Wertevielfalt einiger Wolkenattribute in unmittelbarer Detektornähe schlägt sich bei der Betrachtung nur bewölkter Detektoren erwartungsgemäß sehr stark im Bedeckungsgrad N nieder, tritt nun aber auch bei LAGEN deutlich auf. H^{top} und H^{bot} haben im bedeckten Detektorfall einen glatteren und ungestörteren Verlauf ihrer Korrelationen mit R als im gesamten PPL-PDF-Datensatz, die kleinräumigen Schwankungen bei der Gesamtkorrelation sind also auf die Fälle mit wolkenfreien Detektoren zurückzuführen. Die Korrelationen mit der internen Wolkeninhomogenität INHOM unterscheiden sich für bedeckte Detektoren nur geringfügig von denen für alle Detektoren. Die aufgezählten Änderungen zwischen allen berechne-

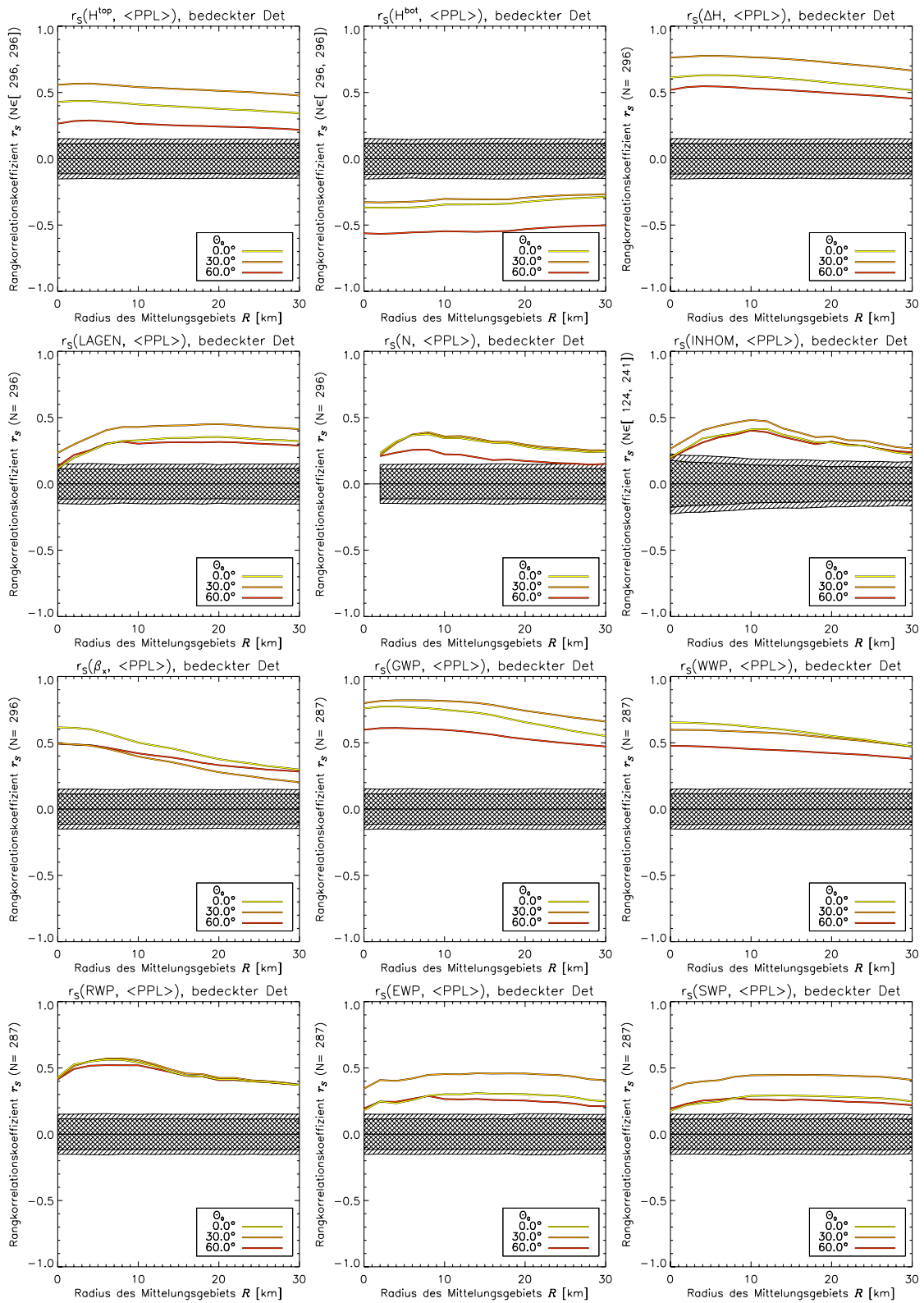


Abbildung 6.11: Wie Abbildung 6.9 für Rangkorrelationen aller Wolkenparameter mit $\langle \text{PPL} \rangle$ in den Fällen eines **bedeckten** Detektors.

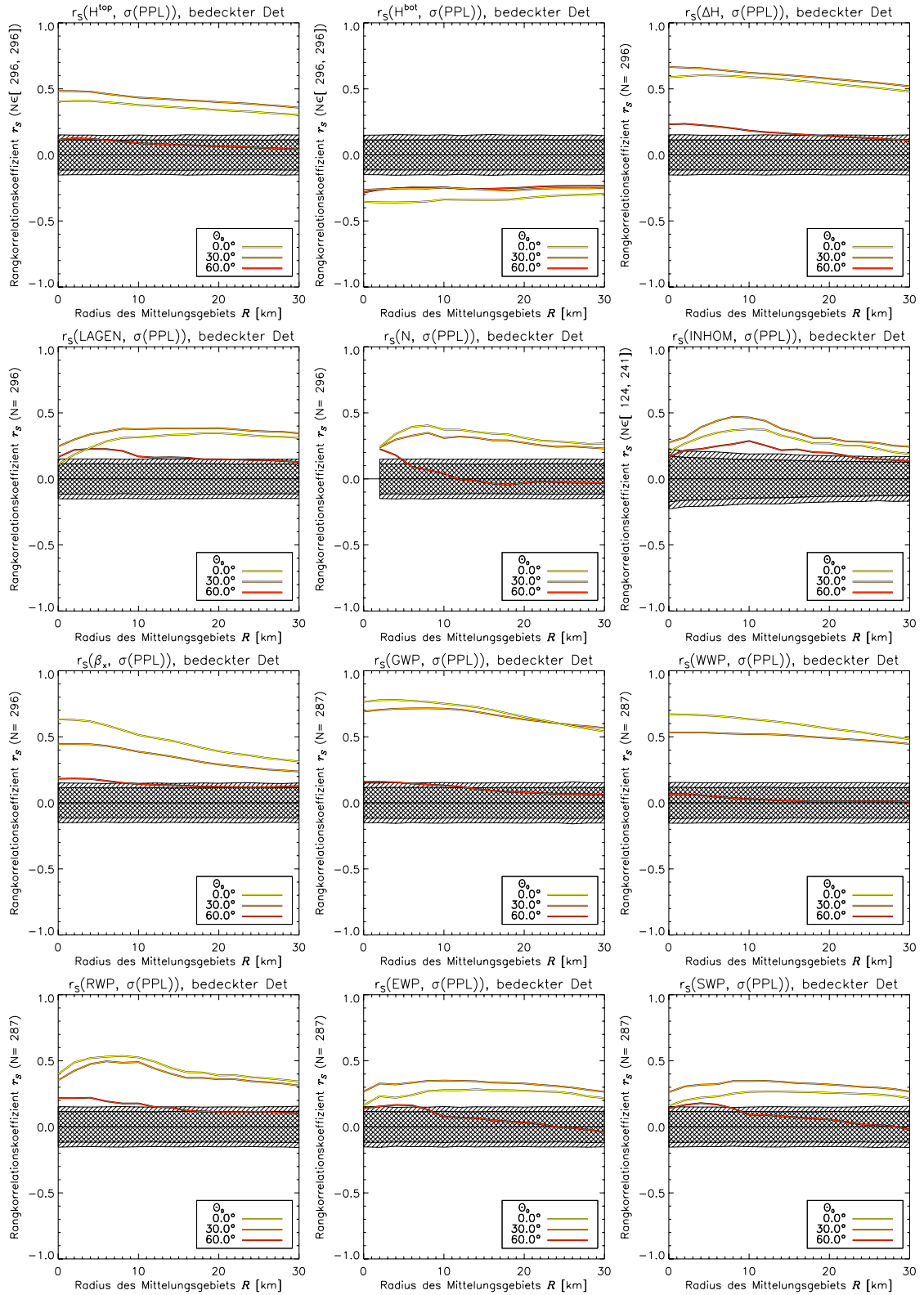


Abbildung 6.12: Wie Abbildung 6.9 für Rangkorrelationen aller Wolkenparameter mit $\sigma(\text{PPL})$ in den Fällen eines **bedeckten** Detektors.

ten PPL-PDFs und denen nur für bewölkte Detektoren treten gleichermaßen in der Korrelation mit $\langle \text{PPL} \rangle$ als auch mit $\sigma(\text{PPL})$ auf.

Beziehung aller Wolkenparameter für unbedeckte Detektoren

Die Beziehungen für wolkenfreie Detektoren zwischen den Wolkenattributen und der $\langle \text{PPL} \rangle$ (Abbildung 6.13) beziehungsweise $\sigma(\text{PPL})$ (Abbildung 6.14) weisen aufgrund des geringeren Stichprobenumfangs größere 95% bzw. 99% Wahrscheinlichkeitsintervalle für $r_S = 0$ auf. Da sich H^{top} , H^{bot} und INHOM in wolkenfreien Säulen nicht definieren lassen, nimmt ihre statistische Unsicherheit von Null für kleine Mittelungsbereiche noch mehr zu. Die übrigen Wolkenparameter sind bei $R = 0$ km für wolkenfreie Detektoren definitionsgemäß alle Null, sodass sich hier keine Korrelation angeben lässt.

Auch im Falle unbedeckter Detektoren gibt es eine Gruppe von Wolkeneigenschaften, die sich sehr ähnlich zueinander verhalten und die sich mit der Gruppe an Wolkenattributen, die sich innerhalb des gesamten Datensatzes oder im Datensatz für bedeckte Detektoren gleichartig ändern, überschneiden. Diese Gruppe umfasst ΔH , LAGEN, N, β_x , GWP und WWP und ihre Korrelationen verhalten sich identisch zu dem bereits ab Seite 93 beschriebenen Zusammenhang zwischen τ und den beiden Momenten der PPL-PDF für Detektoren unter einer wolkenfreien Atmosphärensäule. Auch für den Zusammenhang mit dem Bedeckungsgrad bei senkrechtem Sonnenstand existiert eine negative Korrelation. Für N spaltet sich somit die nicht vorhandene Beziehung mit N für $\Theta_0 = 0^\circ$ des gesamten Datensatzes bei Untersuchung der Beziehung für bewölkte und unbewölkte Detektoren auf in einen positiven und einen negativen Zusammenhang.

Die Beziehungen von $\langle \text{PPL} \rangle$ und $\sigma(\text{PPL})$ zu den übrigen sechs Wolkenparametern sind entweder nicht signifikant oder erreichen nur schwache negative Korrelationskoeffizienten. Regen, Eiskristalle und Schnee treten meist im Wolkeninneren und nicht gleich am Wolkenrand auf, weswegen sie im betrachteten Einflussgebiet um die wolkenlose Säule herum häufiger nicht vertreten oder ansonsten über die allgemeine Stärke der Wolkenentwicklung mit dem GWP verbunden sind. Dies führt zu dem nur schwachen Zusammenhang mit der PPL-PDF. Bei H^{top} , H^{bot} und INHOM ist die Unsicherheit der Korrelation wieder durch den Effekt des bereits beschriebenen reduzierten Datenumfangs gegeben.

Zusammenfassend zeigt sich durch die Aufspaltung der Strahlungstransport-simulationen eine Gruppe verwandter Wolkenparameter aus τ , ΔH , LAGEN, β_x , GWP und WWP,

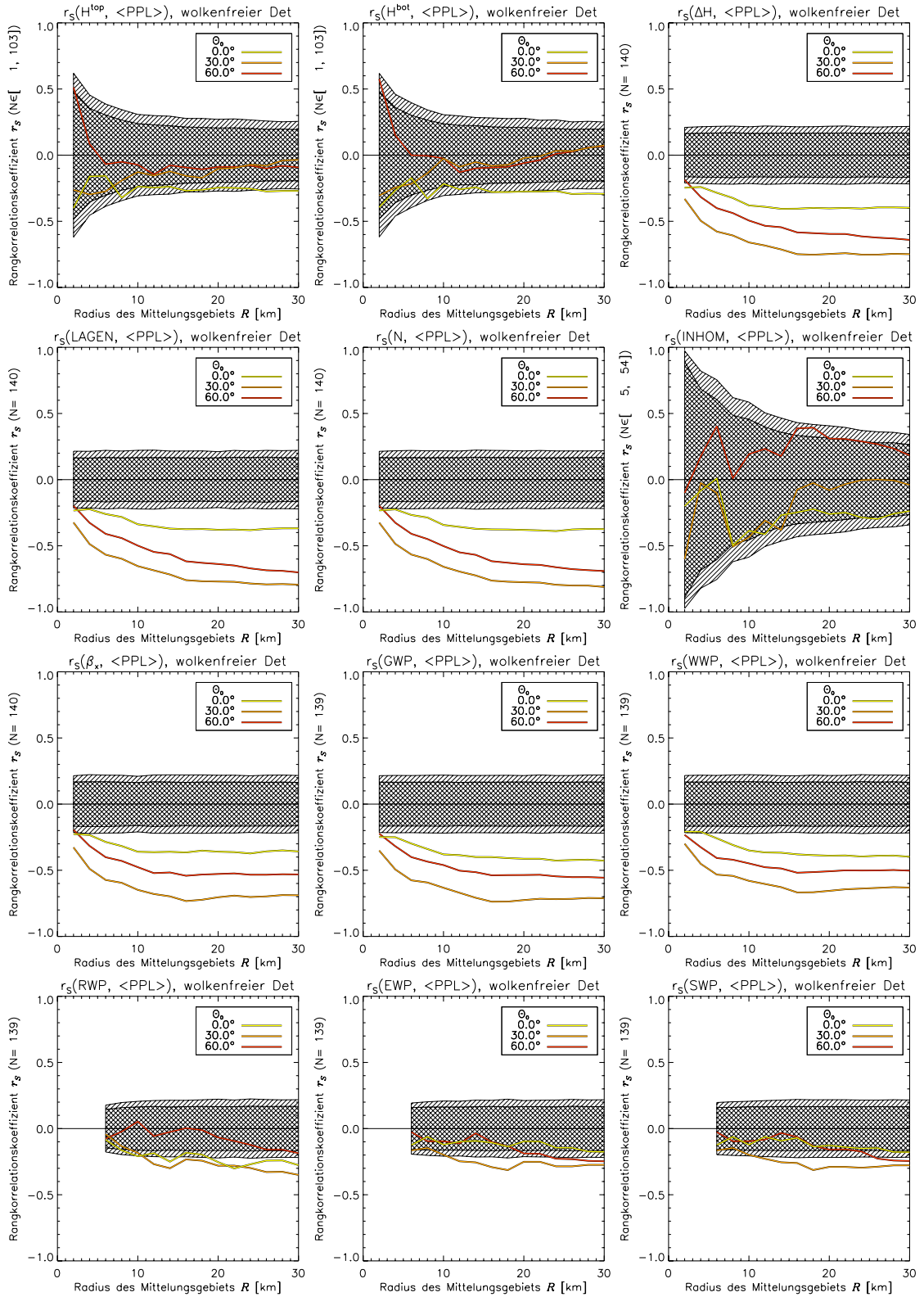


Abbildung 6.13: Wie Abbildung 6.9 für Rangkorrelationen aller Wolkenparameter mit $\langle \text{PPL} \rangle$ in den Fällen eines **wolkenfreien** Detektors.

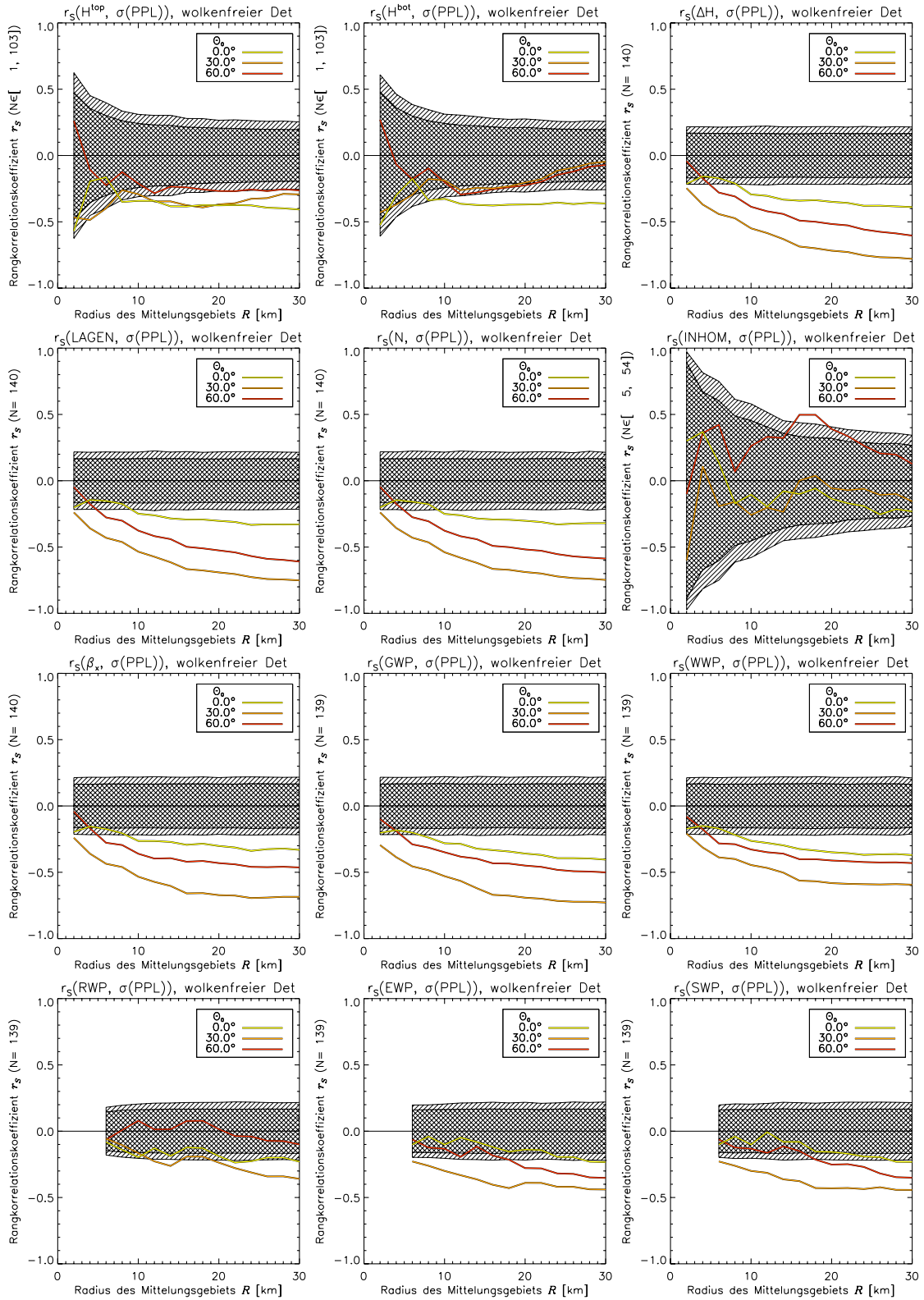


Abbildung 6.14: Wie Abbildung 6.9 für Rangkorrelationen aller Wolkenparameter mit $\sigma(\text{PPL})$ in den Fällen eines **wolkenfreien** Detektors.

- die im gesamten simulierten PPL-PDF-Datensatz positiv mit $\langle \text{PPL} \rangle$ und $\sigma(\text{PPL})$ korreliert sind für die Sonnenzenitwinkel $\Theta_0 = 30^\circ$ und 60° und für $\Theta_0 = 0^\circ$ eine schwache oder nicht signifikante Korrelation aufweisen;
- deren Korrelationen sich in dem Teildatensatz mit wolkenbedeckten Detektoren noch erhöhen und auch für $\Theta_0 = 0^\circ$ höhere Werte annehmen, deren Korrelationen mit $\sigma(\text{PPL})$ für den flacheren Sonnenstand $\Theta_0 = 60^\circ$ aber deutlich nachlassen beziehungsweise nicht signifikant sind;
- die im Falle wolkenfreier Detektoren mit größer werdendem R von schwachen Korrelationen mit $\langle \text{PPL} \rangle$ und $\sigma(\text{PPL})$ zu starken negativen Korrelationen anwachsen und dabei eine deutliche Aufspaltung mit dem Sonnenstand aufweisen.

So kann für den Zusammenhang der $\langle \text{PPL} \rangle$ mit dieser Wolkenparameterfamilie davon ausgegangen werden, dass unter $\Theta_0 = 0^\circ$ die gegenläufigen Beziehungen für die bedeckten und für die wolkenfreien Detektoren die Gesamtkorrelation beeinträchtigen. Unter $\Theta_0 = 30^\circ$ und 60° schwächen die negativen Korrelationen der wolkenfreien Detektoren die sehr hohe positive Beziehung der bedeckten Fälle in der Gesamtkorrelation nur wenig. In der Gesamtkorrelationen von $\sigma(\text{PPL})$ mit der genannten Gruppe von Wolkenattributen heben sich die Beziehungen für bewölkte und wolkenfreie Detektoren unter $\Theta_0 = 0^\circ$ gegenseitig auf und unter $\Theta_0 = 30^\circ$ schwächen die unbedeckten Detektorfälle nur wenig die Korrelation mit den bewölkten Fällen. Für $\Theta_0 = 60^\circ$ bilden die Standardabweichungen der PPL-PDF für beide Detektorfälle nebeneinanderliegende, getrennte Punktwolken, die in einem neuen, hohen Korrelationskoeffizienten für den gesamten Datensatz allein aus der Unterscheidung zwischen den Bedeckungszuständen senkrecht über dem Detektor resultieren.

Kapitel 7

Schlussbetrachtung

Die Photonenweglängenstatistik hat das Potential, selbst im Falle dreidimensional inhomogener Bewölkung Informationen über gebietsgemittelte Wolkeneigenschaften zu liefern. Inwieweit dies realisierbar ist, wurde in der vorliegenden Arbeit untersucht, indem der Zusammenhang zwischen der transmittierten Photonenweglängenverteilung (PPL-PDF) und den Eigenschaften der dabei durchquerten Luftmassen und Wolken analysiert wurde. Dabei ist besonders von Interesse, wie sich die Beziehung der PPL-PDF zu den lokalen und räumlich gemittelten Wolkengrößen unter der Bedingung einer inhomogenen Wolkenverteilung verhält. Um diese Frage zu beantworten, wurde ein Strahlungstransportmodell entsprechend den Anforderungen der Aufgabenstellung weiterentwickelt und ein Datensatz von 436 PPL-PDFs in dreidimensionalen, konvektiven Wolkenfeldern simuliert und analysiert.

In real stattfindenden Messungen wird die PPL-PDF aus spektral hochaufgelösten Transmissionsspektren in der Sauerstoff A-Bande gewonnen. Das dabei verwendete Ableiteschema enthält zum einen eine allgemeine Vorgabe an die Form der PPL-Verteilungsfunktion, zum anderen basiert seine theoretische Grundlage auf der Annahme eines vollkommen isotropen Mediums. Funk (2000) zeigte, dass sich für in sich homogene, aber vertikal begrenzte Schichtwolken zwar die Form der PPL-PDF von der vorgegebenen Gammaverteilung unterscheidet, die ersten beiden zentralen Momente der abgeleiteten PPL-PDF jedoch mit den tatsächlichen Momenten übereinstimmen.

In der vorliegenden Arbeit wurde die direkt simulierte PPL-PDF für eine realistische, dreidimensional inhomogene Wolke mit der PPL-PDF, die für die gleiche Wolke aus einem simulierten Transmissionsspektrum abgeleitet wurde, verglichen. Durch die Existenz der internen Wolkeninhomogenität unterscheiden sich die beiden PPL-PDFs nicht nur in der Form ihrer Verteilung, sondern auch in ihrem

Mittelwert voneinander. Die Differenz im zweiten statistischen Moment ist geringer. Somit macht sich die räumliche Variation der Wolke auch in der Ableitung der PPL-PDF aus Messungen bemerkbar.

Dies stimmt überein mit der Untersuchung der räumlichen Änderung der PPL-PDF in Abhängigkeit von der räumlichen Variation der optischen Dicke der Wolke. Auf drei 104 km langen Streifen wurden für zwei Sonnenzenitwinkel die Autokorrelationsfunktionen von $\langle \text{PPL} \rangle$ und τ über den Detektoren miteinander verglichen. In allen Fällen sind die Autokorrelationen der beiden Variablen nahezu identisch. Das heißt, der räumliche Zusammenhang der $\langle \text{PPL} \rangle$ für die aufgereihten Detektoren entspricht dem Zusammenhang der stellvertretenden Wolkenvariable τ mit ihrem Umfeld. Unter flacherem Sonnenstand ist das statistische Rauschen in $\sigma(\text{PPL})$ noch so stark, dass eine mögliche Antwort auf die räumliche Variation von τ überdeckt wird. Dort, wo bei senkrechter Einstrahlung dieses Rauschen geringer wird, nähert sich die Autokorrelationsfunktion von $\sigma(\text{PPL})$ wieder der von τ und $\langle \text{PPL} \rangle$ an.

Nicht nur der starke Einfluss der Wolken auf die PPL-PDF wurde gezeigt, es konnte mit zunehmender Gasabsorption auch eine Änderung der PPL-PDF hin zu kürzeren Photonenwegen festgestellt werden. Eine Variation des Gasextinktionskoeffizienten um 4 Größenordnungen ergab bei einer berücksichtigten Atmosphärenhöhe von 10 km eine Änderung der $\langle \text{PPL} \rangle$ von ca. 2 km für senkrechten Sonnenstand und von ca. 10 km für $\Theta_0 = 60^\circ$. Durch tatsächlich vorkommende räumliche Wasserdampfschwankungen hervorgerufene PPL-PDF-Änderungen sind jedoch so gering, dass sie im statistischen Rauschen des Monte-Carlo Strahlungstransportmodells untergehen werden und auch in der PPL-PDF-Messung vernachlässigbar bleiben.

Im Gegensatz zu der Verknüpfung der Variationen von Wolke und PPL-PDF mit dem Ort wurden nachfolgend die Abhängigkeiten der beiden zentralen Momente der PPL-PDF von 13 verschiedenen Wolkenattributen über 436 Detektoren in 218 verschiedenen Wolkenszenarien untersucht und welchem räumlichen Einflussgebiet sie sich zuordnen lassen. Dabei wurde zwischen den Sonnenzenitwinkeln $\Theta_0 = 0^\circ$, 30° und 60° unterschieden.

Für $\Theta_0 = 30^\circ$ und 60° trägt die optische Dicke τ mit $r_S = 0,71$ die höchste Rangkorrelation mit der $\langle \text{PPL} \rangle$. Es folgen der Gesamtwasserpfad GWP, die geometrische Wolkendicke ΔH und die mittlere Extinktion der Wolkenboxen β_x mit Korrelationskoeffizienten von $0,63 < r_S < 0,66$. Für $\Theta_0 = 0^\circ$ fallen die Beziehungen schwächer aus, die höchsten Korrelationen besitzen der Regenwasserpfad RWP und die Wolkenobergrenzhöhe H^{top} mit $r_S = 0,45$ bzw. $0,43$.

Die Rangkorrelation mit $\sigma(\text{PPL})$ verhält sich für $\Theta_0 = 0^\circ$ ähnlich zu der Korrelation mit $\langle \text{PPL} \rangle$. Dagegen zeigt sich bei $\Theta_0 = 30^\circ$ und 60° ein grundlegend anderes Bild. Hier korreliert der Bedeckungsgrad N am stärksten mit $\sigma(\text{PPL})$ und erreicht $r_S = 0,75$ bei einer Ausdehnung des Einflussradius von $R = 2$ km. Dicht darauf folgen die „Anzahl voneinander unabhängiger Wolkenschichten“ LAGEN, ΔH , τ , β_x und GWP mit Koeffizienten von $0,67 < r_S < 0,70$.

Nur die interne Wolkeninhomogenität INHOM, ausgedrückt durch die Standardabweichung des Gesamtwassergehalts der bewölkten Gitterboxen, β_x und RWP zeigen eine deutliche Änderung der Korrelation mit der Größe des Einflussgebiets. Die Korrelationen mit den übrigen Wolkenparametern weisen meist eine Abschwächung hin zu großen Einflussradien auf, die aber kleiner bleibt als $|\Delta r_S| = 0,2$ auf $\Delta R = 30$ km. Es existiert eine Gruppe von Wolkenparametern aus τ , ΔH , β_x , GWP und WWP, die sich sehr ähnlich sind in ihrem Verhalten mit der Änderung des Einflussradius und die alle eine gute Korrelation zu $\langle \text{PPL} \rangle$ unter schrägem Strahlungseinfall zeigen. Diese Parameter sind physikalisch stark miteinander gekoppelt, was sich auch in einer hohen Korrelation dieser Eigenschaften untereinander ausdrückt.

Die Wolkeneigenschaften lassen sich systematisch in drei Kategorien untergliedern:

- Beschreibung der räumlichen Variation der Wolke in Form der internen Wolkeninhomogenität: INHOM
- Beschreibung der räumlichen Variation der Wolke durch Indikatoren der externen Wolkeninhomogenität oder der Wolkenform: N in horizontaler und LAGEN in vertikaler Richtung
- Beschreibung des stofflichen, optischen und geometrischen Wolkenzustands an einem Punkt oder in einer Säule, wie er in vielen Wolkenfernerkundungsverfahren gemessen wird: H^{bot} , H^{top} , ΔH , τ , β_x , GWP, WWP, RWP, EWP und SWP

Auch diese Klassen sind über den Entwicklungsprozess einer Wolke noch miteinander verknüpft, jedoch besitzen die Variablen verschiedener Gruppierungen eine größere Unabhängigkeit voneinander als innerhalb der Gruppierung. Die Stellvertreter der Klassen mit der jeweils stärksten Korrelation zur PPL-PDF sind τ , N und INHOM. Ihre maximale erklärte Varianz an $\langle \text{PPL} \rangle$ und $\sigma(\text{PPL})$ aus den Korrelationen in Abbildung 6.6, 6.7 und 6.8 für $\Theta_0 = 30^\circ$ und 60° ist in Tabelle 7.1 gegeben. Somit erklären die stofflichen Wolkengrößen zwar die meiste Varianz der $\langle \text{PPL} \rangle$, trotzdem nur gleichviel wie die interne und die externe Inhomogenität zusammen. An der Variabilität von $\sigma(\text{PPL})$ trägt die externe Inhomogenität

Tabelle 7.1: Durch die stofflichen/optischen Wolkeneigenschaften und die externe und interne Wolkeninhomogenität erklärten Varianzen in den beiden zentralen Momenten der PPL-PDF.

	erklärte Varianz von	
	$\langle \text{PPL} \rangle$	$\sigma(\text{PPL})$
τ	51,1%	47,2%
N	25,9%	56,7%
INHOM	24,2%	25,0%

den größten Anteil, mehr als doppelt so viel wie an der Variabilität der $\langle \text{PPL} \rangle$, während die erklärte Varianz der stofflichen Größen und der internen Wolkeninhomogenität von $\sigma(\text{PPL})$ der von $\langle \text{PPL} \rangle$ entspricht. Dies zeigt, dass die Wolkeninhomogenität einen sehr großen Einfluss in der Fernerkundung von Wolken durch Photonenweglängen besitzt, belegt aber auch das Potential, bei Kenntnis des lokalen Wolkenzustands zusätzlich Informationen über die Wolkenstruktur erhalten zu können.

Der PPL-PDF-Datensatz wurde auch getrennt untersucht für Fälle mit bedeckter und Fälle mit wolkenfreier Atmosphärensäule direkt über dem Detektor. Im Allgemeinen verbessern sich dabei die Korrelationen für bewölkte Detektoren in der Parameterkategorie der stofflichen Wolkengrößen im Vergleich zum gesamten Datensatz. Die Korrelationen unter $\Theta_0 = 0^\circ$, die im gesamten Datensatz schwach ausgeprägt oder nicht signifikant waren, sind nun vergleichbar mit denen der anderen beiden Sonnenzenitwinkel. Dafür geht für $\Theta_0 = 60^\circ$ im Falle bedeckter Detektoren der Zusammenhang mit $\sigma(\text{PPL})$ verloren. Die Einflüsse der Inhomogenitätskategorie schwächen sich leicht ab oder bleiben gleich im Bezug zu allen PPL-PDFs.

Die Korrelationen mit $\langle \text{PPL} \rangle$ und $\sigma(\text{PPL})$ für wolkenfreie Detektoren unterscheiden sich grundlegend von denen des gesamten Datensatzes. Die Parameter N, LAGEN, ΔH , τ , β_x , GWP und WWP korrelieren negativ mit den Momenten der PPL-PDF, schwach bei kleinem Einflussgebiet über dem Detektor und stärker werdend mit zunehmendem Einflussradius R . RWP, EWP und SWP deuten einen ähnlichen Verlauf der Korrelationen mit R an, nur viel schwächer und die Korrelationen sind häufig nicht signifikant. Die Korrelationen mit H^{top} und H^{bot} bleiben schwach, während INHOM zwar höhere Korrelationen aufweisen kann, diese aufgrund des reduzierten Datenumfangs jedoch meist nicht signifikant sind.

In optisch dicken, isotropen Wolken besteht ein linearer Zusammenhang zwischen transmittierter $\langle \text{PPL} \rangle$ und τ (z. B. Marshak und Davis, 2005, Kapitel 13.3). In der vorliegenden Arbeit wird unter anderem der Einfluss der Wolkeninhomogenität auf diese Beziehung dargestellt. Im Umkreis wolkenbedeckter Detektoren ist eine geringere Inhomogenität zu erwarten als in der Umgebung wolkenfreier Detektoren. Während im ersten Fall maximal 88% der Varianz der $\langle \text{PPL} \rangle$ durch τ erklärt werden, sind dies im zweiten Fall maximal 50%. Durch das Zusammenführen der beiden Detektorsituationen mit ihren unterschiedlichen typischen Strahlengängen in einen gesamten PPL-PDF-Datensatz sinkt die durch τ erklärte Varianz auf 51%. Die hier verwendeten GESIMA-Wolken sind alle konvektiver Natur. Das heißt, sie besitzen eine höhere räumliche Variabilität als beispielsweise großräumige Aufgleitbewölkung und vertreten den oberen Bereich der natürlich vorkommenden Wolkeninhomogenität.

Allgemein gilt, die Qualität der Beziehung der Wolkenparameter zu den Momenten der PPL-PDF ändert sich stark mit dem Sonnenstand. Auch kann mit dem Sonnenstand die Rangfolge in den Korrelationen der verschiedenen Wolkenparameter wechseln, sodass sich aus der PPL-PDF je nach Sonnenstand auf andere Wolkeneigenschaften schließen lässt.

Für die Auswertung zukünftiger PPL-PDF-Messungen ergibt sich aus den Ergebnissen dieser Arbeit, dass es sinnvoll ist, Zusatzinformationen aus anderen Messungen über das beobachtete Wolkenfeld zu besitzen. Da der Informationsgehalt der PPL-PDF eine integrative Größe über das durchlaufene Wolkenvolumen ist, ist so auch eine Kombination mit Messverfahren vorstellbar, die nicht nur punktuell eine Wolkensäule fernerkunden, sondern über einen gewissen Öffnungswinkel verfügen, im Extremfall Pyranometermessungen der abwärts gerichteten Strahlungsflussdichte.

Alleine die Kenntnis, ob sich eine Wolke direkt über dem Detektor befindet, lässt eine Unterscheidung in unterschiedliche Strahlungstransportsituationen mit verschiedenartigen Beziehungen zu den Wolkeneigenschaften zu und lässt sich leicht durch ein Ceilometer oder Lidar gewinnen. Umgekehrt bietet sich aus der beidseitigen Einwirkung der Wolkeninhomogenität und der stofflichen Wolkenvariablen auf die PPL-PDF die Möglichkeit, bei bekannten Wolkengrößen aus anderen Fernerkundungsverfahren Informationen über die interne Wolkenvariabilität oder die äußere Wolkenstruktur zu gewinnen. Einen solchen Zusammenhang nutzte beispielsweise Pfeilsticker (1999), der in 33 Beobachtungssituationen eine allgemeine Beziehung zwischen der Wolkengattung und dem Lévy-Index, der sich aus der gemessenen mittleren Photonenweglänge und der vertikalen Wolkenausdehnung abschätzen lässt, fand.

Durch die gute Übereinstimmung in dem räumlichen Verhalten von PPL-PDF und optischer Dicke bietet sich auch die Erweiterung auf eine abtastende PPL-PDF-Messung an. Dadurch kann die PPL-PDF nicht nur auf einem Schnitt vorbeiziehender Wolken gemessen werden, sondern die momentane räumliche Variation der PPL-PDF in einem größeren Himmelsbereich ohne Überlagerung mit der zeitlichen Entwicklung festgehalten werden.

In dieser Arbeit hat sich der potentielle Nutzen der Photonenweglängenstatistik zur Wolkenfernerkundung gezeigt, nicht nur zur Gewinnung von Kenntnissen über den Strahlungstransport innerhalb von Wolken, sondern in der direkten Fernerkundung von Wolkeninformationen und Wolkeneigenschaften.

Literaturverzeichnis

- Ackerman, T. P. und Stokes, G. M., 2003. The atmospheric radiation measurement program. *Physics Today*, 56(1), 38–44.
- Bakan, S. und Quenzel, H., 1976. Path length distributions of photons scattered in turbid atmospheres. *Beiträge zur Physik der Atmosphäre*, 49(4), 272–284.
- Barker, H. W. und Davies, J. A., 1992. Solar radiative fluxes for stochastic, scale-invariant broken cloud fields. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 49(13), 1115–1126.
- Bäumel, G., 2002. *Influence of Sub-Grid Scale Variability of Clouds on the Solar Radiative Transfer Computations in the ECHAM5 Climate Model*. Doktorarbeit, Universität Hamburg.
- Bennartz, R. und Preusker, R., 2006. Representation of the photon pathlength distribution in a cloudy atmosphere using finite elements. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 98, 202–219.
- Bucholtz, A., 1995. Rayleigh-scattering calculations for the terrestrial atmosphere. *Applied Optics*, 34, 2765–2773.
- Cahalan, R. F., 1994. Bounded cascade clouds: albedo and effective thickness. *Nonlinear Processes in Geophysics*, 1(2), 156–167.
- Cahalan, R. F., Ridgway, W., Wiscombe, W. J., Bell, T. L., und Snicer, J. B., 1994. The albedo of fractal stratocumulus clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 51(16), 2434–2455.
- Chandrasekhar, S., 1944. On the radiative equilibrium of a stellar atmosphere. II. *Astrophysical Journal*, 100, 76–86.
- Chandrasekhar, S., 1950. *Radiative Transfer*. Clarendon Press, Oxford. Reprinted by Dover Publications, New York, 393 pp., 1960.

- Chlond, A., Müller, F., und Sednev, I., 2004. Numerical simulation of the diurnal cycle of marine stratocumulus during FIRE—An LES and SCM modelling study. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 130(604), 3297–3321. Part C.
- Chou, M.-D. und Arking, A., 1981. An efficient method for computing the absorption of solar radiation by water vapor. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 38(4), 798–807.
- Chou, M.-D. und Kouvaris, L., 1986. Monochromatic calculations of atmospheric radiative transfer due to molecular line absorption. *Journal of Geophysical Research*, 91(D3), 4047–4055.
- Crewell, S., Bloemink, H., Feijt, A., García, S. G., Jolivet, D., Krasnov, O. A., van Lammeren, A., Löhnert, U., van Meijgaard, E., Meywerk, J., Quante, M., Pfeilsticker, K., Schmidt, S., Scholl, T., Simmer, C., Schröder, M., Trautmann, T., Venema, V., Wendisch, M., und Willén, U., 2004. The BALTEX Bridge Campaign – an integrated approach for a better understanding of clouds. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 85(10), 1565–1584.
- Davis, A., Gabriel, P., Lovejoy, S., Schertzer, D., und Austin, G. L., 1990. Discrete angle radiative transfer. 3. Numerical results and meteorological applications. *Journal of Geophysical Research*, 95(D8), 11 729–11 742.
- Davis, A. B., Barker, H. W., Min, Q.-L., und Pfeilsticker, K., 2006. Towards an assessment of realism (validity) of short-wave radiation transport schemes in GCMs using pathlength statistics from fine O₂ A-band spectroscopy. 12th AMS Conference on Atmospheric Radiation.
- Davis, A. B. und Marshak, A., 2002. Space-time characteristics of light transmitted through dense clouds: A green’s function analysis. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 59, 2713–2727.
- Duykerke, P. G., de Roode, S. R., van Zanten, M. C., Calvo, J., Cuxart, J., Cheinet, S., Chlond, A., Grenier, H., Jonker, P. J., Köhler, M., Lenderink, G., Lewellen, D., Lappen, C.-L., Lock, A. P., Moeng, C.-H., Müller, F., Olmeda, D., Piriou, J.-M., Sanchez, E., und Sednev, I., 2004. Observations and numerical simulations of the diurnal cycle of the EUROCS stratocumulus case. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 130(604), 3269–3296. Part C.
- Eppel, D., Kapitza, H., Claußen, M., Jacob, D., Koch, W., Levkov, L., Mengelkamp, H.-T., Werrmann, N., und Resch, E., 1992. GESIMA – Geesthach-

- ter Simulationsmodell der Atmosphäre. Externer Bericht 92/I/2–10, GKSS-Forschungszentrum Geesthacht GmbH, Geesthacht.
- Eppel, D. P., Kapitza, H., Claußen, M., Jacob, D., Koch, W., Levkov, L., Mengelkamp, H.-T., und Werrmann, N., 1995. The non-hydrostatic mesoscale model GESIMA. Part II: Parameterizations and applications. *Contributions to Atmospheric Physics*, 68(1), 15–41.
- Erle, F., Pfeilsticker, K., und Platt, U., 1995. On the influence of tropospheric clouds on zenith-scattered-light measurements of stratospheric species. *Geophysical Research Letters*, 22(20), 2725–2728.
- ESSA, NASA, und US-Airforce, 1962. *U.S. Standard Atmosphere*. U.S. Government Printing Office, Washington, D.C.
- Etling, D., 1981. Meso-Scale Modelle. *PROMET*, Jan. '81, 2–26.
- Evans, K., 1998. The spherical harmonics discrete ordinate method for three-dimensional atmospheric radiative transfer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 55, 429–466.
- Funk, O., 2000. *Photon Pathlength Distributions for Cloudy Skies – Oxygen A-Band Measurements and Radiative Transfer Model Calculations*. Doktorarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg.
- Funk, O. und Pfeilsticker, K., 2003. Photon path length distributions for cloudy skies – oxygen A-Band measurements and model calculations. *Annales Geophysicae*, 21(3), 615–626.
- Genkova, I. und Davies, R., 2003. Spatial heterogeneity of reflected radiance from globally distributed clouds. *Geophysical Research Letters*, 30(21).
- Goody, R. M. und Yung, Y. L., 1989. *Atmospheric Radiation, Theoretical Basis*. Oxford University Press, New York, Oxford, zweite Auflage.
- Großklaus, M., Uhlig, K., und Hasse, L., 1998. An optical disdrometer for use in high wind speeds. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 15(4), 1051–1059.
- Hagedorn, R., 1996. *Hydrologiebilanz im Geesthachter Simulationsmodell der Atmosphäre (GESIMA) als Test der mikrophysikalischen Parametrisierungen*. Diplomarbeit, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel.

- Hanel, R. A., 1961. Determination of cloud altitude from a satellite. *Journal of Geophysical Research*, 66(4), 1300.
- Hansen, J. und Travis, L., 1974. Light scattering in planetary atmospheres. *Space Science Reviews*, 16, 527–610.
- Harrison, E. F., Minnis, P., Barkstrom, B. R., Ramanathan, V., Cess, R. D., und Gibson, G. G., 1990. Seasonal variation of cloud radiative forcing derived from the earth radiation budget experiment. *Journal of Geophysical Research*, 95, 18 687–18 703.
- Harrison, I. C. und Min, Q., 1997. Photon path distributions from O₂ A-Band absorption. In W. L. Smith und K. Stamnes, Herausgeber, *IRS'96 Current Problems in Atmospheric Radiation*, Proc. Intl. Rad. Symposium, Fairbanks AK, Seiten 594–598. A. Deepak Press, Hampton (VA).
- Heidinger, A. K. und Stephens, G. L., 2000. Molecular line absorption in a scattering atmosphere. Part II: Application to remote sensing in the O₂ A band. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 57, 1615–1634.
- Heidinger, A. K. und Stephens, G. L., 2002. Molecular line absorption in a scattering atmosphere. Part III: Path length characteristics and effects of spatially heterogeneous clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 59, 1641–1654.
- Horváth, A. und Davies, R., 2004. Anisotropy of water cloud reflectance: A comparison of measurements and 1d theory. *Geophysical Research Letters*, 31(1).
- Irvine, W. M., 1963. The formation of absorption bands and the distribution of photon optical paths in a scattering atmosphere. *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands*, 17(4), 266–279.
- Jacob, D., 1991. Numerische Simulation der Wolkenbildung in einer Land-Seewind-Zirkulation. Externer Bericht 91/E/40, GKSS-Forschungszentrum Geesthacht.
- Kapitza, H. und Eppel, D. P., 1992. The non-hydrostatic mesoscale model GESIMA. Part I: Dynamical equations and tests. *Contributions to Atmospheric Physics*, 65(2), 129–146.
- Kiehl, J. und Trenberth, K., 1997. Earth's annual global mean energy budget. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 78(2), 197–208.
- Kogan, Z. N., Lilly, D. K., Kogan, Y. L., und Filyushkin, V., 1995. Evaluation of radiative parameterizations using an explicit cloud microphysical model. *Atmospheric Research*, 35(2–4), 157–172.

- Kurosu, T., Rozanov, V. V., und Burrows, J. P., 1997. Parameterization schemes for terrestrial water clouds in the radiative transfer model GOMETRAN. *Journal of Geophysical Research*, 102(D18), 21 809–21 823.
- Lenoble, J., 1993. *Atmospheric Radiative Transfer*. A. DEEPAK Publishing, Hampton, Virginia, USA.
- Levkov, L., Rockel, B., Kapitza, H., und Raschke, E., 1992. 3D mesoscale numerical studies of cirrus and stratus clouds by their time and space evolution. *Contributions to Atmospheric Physics*, 65, 35–58.
- Löhnert, U., Crewell, S., und Simmer, C., 2004. An integrated approach toward retrieving physically consistent profiles of temperature, humidity, and cloud liquid water. *Journal of Applied Meteorology*, 43(9), 1295–1307.
- Love, S. P., Davis, A. B., Ho, C., und Rohde, C. A., 2001. Remote sensing of cloud thickness and liquid water content with Wide-Angle Imaging Lidar (WAIL). *Atmospheric Research*, 59–60, 295–312.
- Macke, A., Mitchell, D. L., und von Bremen, L., 1999. Monte carlo radiative transfer calculations for inhomogeneous mixed phase clouds. *Physics and Chemistry of the Earth (B)*, 24(3), 237–241.
- Macke, A., Mueller, J., und Raschke, E., 1996. Single scattering properties of atmospheric ice crystals. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 53(19), 2813–2825.
- Majewski, D. und Ritter, B., 2002. Das Global-Modell GME. *promet*, 27(3/4), 111–122.
- Marchuk, G., Mikhailov, G., Nazaraliev, M., Darbinjan, R., Kargin, B., und Elepov, B., 1980. *The Monte Carlo Methods in Atmospheric Optics*, Band 12 von *Springer Series in Optical Sciences*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York.
- Marshak, A. und Davis, A., Herausgeber, 2005. *3D Radiative Transfer in Cloudy Atmospheres*, Kapitel 11. Springer, erste Auflage.
- Marshak, A., Davis, A., Wiscombe, W., und Cahalan, R., 1995. Radiative smoothing in fractal clouds. *Journal of Geophysical Research*, 100(D12), 26 247–26 261.

- Marshak, A., Martins, J. V., Zubko, V., und Kaufman, Y. J., 2006. What does reflection from cloud sides tell us about vertical distribution of cloud droplet sizes? *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, 6, 7207–7233.
- Marshall, J. S. und Palmer, W. M., 1948. The distribution of raindrops with size. *Journal of Meteorology*, 5, 165–166.
- Mie, G., 1908. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Annalen der Physik*, 25(3), 377–445.
- Min, Q. und Clothiaux, E. E., 2003. Photon path length distributions inferred from rotating shadowband spectrometer measurements at the Atmospheric Radiation Measurements Program Southern Great Plains site. *Journal of Geophysical Research*, 108(D15), 8 – 1–8 – 10.
- Min, Q. und Harrison, L., 1999. Joint statistics of photon pathlength and cloud optical depth. *Geophysical Research Letters*, 26(10), 1425–1428.
- Min, Q., Harrison, L. C., und Clothiaux, Eugene, E., 2001. Joint statistics of photon path length and cloud optical depth: Case studies. *Journal of Geophysical Research*, 106(D7), 7375–7385.
- Min, Q.-L., Harrison, L. C., Kiedron, P., und Berndt, J., 2004. A high-resolution oxygen A-band and water vapor band spectrometer. *Journal of Geophysical Research*, 109.
- Mitchell, D., Cai, S., Liu, Y., Heymsfield, A., und Dong, Y., 1996. Modeling cirrus clouds. Part I: Treatment of bimodal size spectra and case study analysis. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 53, 2952–2966.
- Mitchell, D. L., 1988. Evolution of snow size spectra in cyclonic storms. Part I: Snow growth by vapor deposition and aggregation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 45, 3431–3451.
- Mitchell, D. L., 1991. Evolution of snow size spectra in cyclonic storms. Part II: Deviations from the exponential form. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 48, 1885–1899.
- Oreopoulos, L. und Davies, R., 1998a. Plane parallel albedo biases from satellite observations. Part I: Dependence on resolution and other factors. *Journal of Climate*, 11(5), 919–932.

- Oreopoulos, L. und Davies, R., 1998b. Plane parallel albedo biases from satellite observations. Part II: Parameterizations for bias removal. *Journal of Climate*, 11(5), 933–944.
- Partain, P. T., Heidinger, A. K., und Stephens, G. L., 2000. High spectral resolution atmospheric radiative transfer: Application of the equivalence theorem. *Journal of Geophysical Research – Atmospheres*, 105(D2), 2163–2177.
- Pfeilsticker, K., 1999. First geometrical path length probability density function derivation of the skylight from high-resolution oxygen A-band spectroscopy – 2. Derivation of the Lévy index for the skylight transmitted by midlatitude clouds. *Journal of Geophysical Research*, 104(D4), 4101–4116.
- Pfeilsticker, K., Erle, F., Funk, O., Marquard, L., Wagner, T., und Platt, U., 1998a. Optical path modifications due to tropospheric clouds: Implications for zenith sky measurements of stratospheric gases. *Journal of Geophysical Research*, 103(D19), 25 323–25 335.
- Pfeilsticker, K., Erle, F., Funk, O., Veitel, H., und Platt, U., 1998b. First geometrical pathlengths probability density function derivation of the skylight from spectroscopically highly resolving oxygen A-band observations – 1. Measurement technique, atmospheric observations and model calculations. *Journal of Geophysical Research*, 103(D10), 11 483–11 504.
- Plass, G. N., Kattawar, G. W., und Catchings, F. E., 1973. Matrix operator theory of radiative transfer. I: Rayleigh scattering. *Applied Optics*, 12(2), 314–329.
- Portmann, R. W., Solomon, S., Sanders, R. W., Daniel, J. S., und Dutton, E. G., 2001. Cloud modulation of zenith sky oxygen photon path lengths over Boulder, Colorado: Measurement versus model. *Journal of Geophysical Research*, 106(D1), 1139–1155.
- Ramaswamy, V., Boucher, O., Haigh, J., Hauglustaine, D., Haywood, J., Myhre, G., Nakajima, T., Shi, G. Y., und Solomon, S., 2001. *Climate Change 2001: The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, Kapitel 6: Radiative Forcing of Climate Change, Seiten 347–416. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.
- Raschke, E., Ohmura, A., Rossow, W. B., Carlson, B. E., Zhang, Y.-C., Stubenrauch, C., Kottke, M., und Wild, M., 2005. Cloud effects on the radiation budget based on ISCCP data (1991 to 1995). *International Journal of Climatology*, 25, 1103–1125.

- Rayleigh, L. J., 1899. On the transmission of light through an atmosphere containing small particles in suspension. *Philosophical Magazine*, 47, 357–384.
- Roeckner, E., Brokopf, R., Esch, M., Giorgetta, M., Hagemann, S., Kornbluh, L., Manzini, E., Schlese, U., und Schulzweida, U., 2004. the atmospheric general circulation model ECHAM5 – part II: Sensitivity of simulated climate to horizontal and vertical resolution. Report 354, Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg.
- Rossow, W. B. und Schiffer, R. A., 1999. Advances in understanding clouds from ISCCP. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 80, 2261–2287.
- Rothman, L., Gamache, R., Goldman, A., Brown, L., Toth, R., Picket, H., Poynter, R., Flaud, J.-M., Camet-Peyret, C., Barbe, A., Husson, N., Rinsland, C., und Smith, M., 1987. The HITRAN database: 1986 edition. *Applied Optics*, 26, 4058–4097.
- Rothman, L. S., Barbe, A., Benner, D. C., Brown, L. R., Camy-Peyret, C., Carleer, M. R., Chance, K., Clerbaux, C., Dana, V., Devi, V. M., Fayt, A., Flaud, J.-M., Gamache, R. R., Goldman, A., Jacquemart, D., Jucks, K. W., Lafferty, W. J., Mandin, J.-Y., Massie, S. T., Nemtchinov, V., Newnham, D. A., Perrin, A., Rinsland, C. P., Schroeder, J., Smith, K. M., Smith, M. A. H., Tang, K., Toth, R. A., Vander Auwera, J., Varanasi, P., und Yoshino, K., 2003. The HITRAN molecular spectroscopic database: edition of 2000 including updates through 2001. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 82, 5–44.
- Rothman, L. S., Rinsland, C. P., Goldman, A., Massie, S. T., Edwards, D. P., Flaud, J.-M., Perrin, A., Camy-Peyret, C., Dana, V., Mandin, J.-Y., Schroeder, J., McCann, A., Gamache, R. R., Wattson, R. B., Yoshino, K., Chance, K. V., Jucks, K. W., Brown, L. R., Nemtchinov, V., und Varanasi, P., 1998. The HITRAN molecular spectroscopic database and HAWKS (HITRAN atmospheric workstation): 1996 edition. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 60(5), 665–710.
- Scheirer, R., 2001. *Solarer Strahlungstransport in der inhomogenen Atmosphäre*. Doktorarbeit, Institut für Meereskunde an der Christin-Albrechts-Universität zu Kiel.
- Scheirer, R. und Macke, A., 2000. Influence of the gaseous atmosphere on solar fluxes of inhomogeneous clouds. *Physics and Chemistry of the Earth, Part B*, 25(2), 73–76.

- Scheirer, R. und Macke, A., 2001. 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), 14 301–14 312.
- Schewski, M., 2001. *Einfluss dreidimensionaler Bewölkung auf den breitbandigen solaren Strahlungstransport*. Diplomarbeit, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel.
- Schlimme, I., Macke, A., und Reichardt, J., 2005. The impact of ice crystal shapes, size distributions, and spatial structures of cirrus clouds on solar radiative fluxes. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 62(7), 2274–2283.
- Scholl, T., 2006. *Photon Path Length Distributions for Cloudy Skies – Their first and second-order moments inferred from high resolution oxygen A-Band spectroscopy*. Doktorarbeit, Institut für Umweltphysik an der Universität Heidelberg.
- Scholl, T., Pfeilsticker, K., Davis, A. B., Klein Baltink, H., Crewell, S., Löhnert, U., Simmer, C., Meywerk, J., und Quante, M., 2006. Path length distributions for solar photons under cloudy skies: Comparison of measured first and second moments with predictions from classical and anomalous diffusion theories. *Journal of Geophysical Research*, 111(D12), D12 211.
- Stephens, G. L. und Heidinger, A., 2000. Molecular line absorption in a scattering atmosphere. Part I: Theory. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 57, 1599–1614.
- Stocker, T. F., Clarke, G. K. C., Le Treut, H., Lindzen, R. S., Meleshko, V. P., Mugara, R. K., Palmer, T. N., Pierrehumbert, R. T., Sellers, P. J., Trenberth, K. E., und Willebrand, J., 2001. *Climate Change 2001: The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, Kapitel 7: Physical Climate Processes and Feedbacks, Seiten 417–470. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.
- Tiedtke, M., 1996. An extension of cloud-radiation parameterization in the ECMWF model: The representation of subgrid-scale variations of optical depth. *Monthly Weather Review*, 124(4), 745–750.
- Twomey, S., 1977. The influence of pollution on the shortwave albedo of clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 34(7), 1149–1152.
- van de Hulst, H. C., 1963. A new look at multiple scattering. Technischer Bericht, Institute for Space Studies, NASA, New York.

- van de Hulst, H. C., 1980. *Multiple Light Scattering, Tables, Formulas and Applications*. Academic Press, New York.
- Várnai, T. und Davies, R., 1999. Effects of cloud heterogeneities on shortwave radiation: Comparison of cloud-top variability and internal heterogeneity. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 56(24), 4206–4224.
- Venema, V., Meyer, S., García, S. G., Kniffka, A., Simmer, C., Crewell, S., Löhnert, U., Trautmann, T., und Macke, A., 2006. Surrogate cloud fields generated with the Iterative Amplitude Adapted Fourier Transform algorithm. *Tellus*, 58A(1), 104–120.
- Viik, T. o., 1995. Average photon path-length of radiation emerging from finite atmospheres. I Henyey-Greenstein phase function. *Astrophysics and Space Science*, 232, 37–48.
- von Bremen, L., 2001. *Mikrowellenfernerkundung bei inhomogener Bewölkung*. Doktorarbeit, Institut für Meereskunde an der Christin-Albrechts-Universität zu Kiel. S. 10 ff.
- von Storch, H. und Zwiers, F. W., 1999. *Statistical Analysis in Climate Research*. Cambridge University Press.
- Wagner, T., Erle, F., Marquard, L., Otten, C., Pfeisticker, K., Senne, T., Stutz, J., und Platt, U., 1998. Cloudy sky optical paths as derived from differential optical absorption spectroscopy observations. *Journal of Geophysical Research*, 103(D19), 25 307–25 321.
- Wick, G. C., 1943. Über ebene Diffusionsprobleme. *Zeitschrift für Physik A*, 121(11-12), 702–718.
- Wielicki, B. A., Cess, R. D., King, M. D., Randall, D. A., und Harrison, E. F., 1995. Mission to planet earth: Role of clouds and radiation in climate. *Bulletin of the American Meteorological Society*, Seiten 2125–2153.
- Yamamoto, G. A. und Wark, D. Q., 1961. Discussion of the letter by R.A. Hanel, determination of cloud altitude from satellite. *Journal of Geophysical Research*, 66, 3596.

Danksagung

An erster Stelle bedanke ich mich bei Prof. Dr. Andreas Macke. Er unterstützte mich auf ganzer Linie und wusste immer eine Lösung. Ganz besonders danke ich ihm für die Geduld, die er mir gegenüber aufbrachte.

Mein Dank gilt außerdem allen Korrekturlesern, von denen ich vor allem Dr. Karl Bumke und Dr. Nadja Saleck nennen will, ohne deren Ratschläge diese Arbeit sicherlich anders aussehen würde.

Den Mitarbeitern unserer „Maritimen Meteorologie“ danke ich, all den freundlichen Gesichtern. Es ist wundervoll, wie gewisse Traditionen gepflegt werden und dass man hier immer gut aufgehoben ist.

Dadurch, dass das BMBF 4D-Wolken finanzierte, durfte ich viele interessante Menschen kennenlernen, fachlich und privat, hatte die Möglichkeit auf der Messkampagne BBC2 mitzuwirken und konnte viele neue Erfahrungen sammeln. Auch dafür gilt mein Dank.

Ich bin dankbar, die Arbeitsgruppe Wolken und Strahlung kennengelernt zu haben. Auch wenn die Besetzung schnell wechselte, so blieb sie immer eine Runde, in der man sich wohl fühlen konnte.

Und dann ist da Steffen Meyer, der glücklicherweise nicht nur Fachliches im Kopf hat und in meinem Leben sicherlich die eine oder andere Spur zurücklassen wird. Ich bin froh, ihn getroffen zu haben.

Ich möchte meinen Eltern danken und meiner Schwester. Es ist gut zu wissen, dass es jemanden gibt, der immer für einen da ist.

Und ein großes Dankeschön geht an das Schicksal, das mir Katrin Gebel über den Weg führte, mit der es niemals langweilig ist.

Erklärung

Hiermit bestätige ich, dass ich die vorliegende Dissertation selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe. Ich versichere, dass diese Arbeit noch nicht zur Erlangung eines Doktorgrades an anderer Stelle vorgelegen hat.

Ich erkläre, dass die vorliegende Arbeit gemäß der Grundsätze zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis der Deutschen Forschungsgemeinschaft erstellt wurde.

Kiel, 30. November 2006

(Mario Schewski)

