Einfluss der Bodenalbedo und Bodenreflektivität von urbanen Oberflächen auf die Ableitung der optischen Dicke von Aerosolpartikeln aus Satellitenmessungen

Von der Fakultät für Physik und Geowissenschaften
der Universität Leipzig

genehmigte

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades

doctor rerum naturalium
Dr. rer. nat.

vorgelegt

von Britta Stefanie Mey

geboren am 13. April 1980 in Limburg a. d. Lahn

Gutachter: Prof. Dr. Manfred Wendisch
Prof. Dr. Thomas Trautmann

Tag der Verleihung: 22. April 2013

Was wir wissen ist ein Tropfen;
Was wir nicht wissen, ein Ozean

Isaac Newton

Bibliographische Beschreibung:

Mey, Britta Stefanie

Einfluss der Bodenalbedo und Bodenreflektivität von urbanen Oberflächen auf die Ableitung der optischen Dicke von Aerosolpartikeln aus Satellitenmessungen

Universität Leipzig, Dissertation

135 S., 96 Lit., 58 Abb., 13 Tab.

Referat

Diese Dissertation ist innerhalb eines Teilprojekts des Schwerpunktprogramms SPP1233 „Megacities Megachallenge - Informal Dynamics of Global Change“ entstanden. Thema der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung der heterogenen Reflexion der Sonnenstrahlung an urbanen Bodenoberflächen, sowie deren Einfluss auf die Bestimmung der optischen Dicke von Aerosolpartikeln aus Satellitendaten. Zu diesem Zweck wurden flugzeuggetragene Messungen der spektral aufgelösten, reflektierten solaren Strahlung durchgeführt. In dieser Arbeit werden Messungen mit dem SMART-Albedometer (Spectral Modular Airborne Radiation measurement sysTem) präsentiert, die im Rahmen zweier Messkampagnen in Leipzig im September 2007 und in Zhongshan, China im Dezember 2009 erfasst wurden. Die spektrale Bodenreflektivität und Bodenalbedo wurden aus den spektalen Messungen der aufwärtsgerichteten Stahldichte (Radianz) und Strahlungsflussdichte (Irradianz) bestimmt. Dazu wurden eindimensionale Strahlungsübertragungsrechnungen durchgeführt. Der Einfluss der Flughöhe auf die Bodenreflektivität und Bodenalbedo wird anhand eines Messbeispiels, sowie einer Modellstudie mit ein- und dreidimensionalen Strahlungsübertragungsrechnungen diskutiert. Für beide Untersuchungsgebiete, Leipzig und Zhongshan, wird die Heterogenität der Reflexion solarer Strahlung an urbanen Oberflächen gezeigt. Der Einfluss der im operationellen Aerosolalgorithmus des satellitengetragenen Instrumentes MODIS (MODerate resolution Imaging Spectroradiometer) getroffenen Annahmen zur Bodenreflektivität auf die optische Dicke von Aerosolpartikeln, wurde mittels der gemessenen spektralen Bodenreflektivität und einer auf Strahlungsübertragungsrechnungen basierenden Modellstudie quantifiziert. Ein linearer Zusammenhang zwischen Bodenreflektivität und optischer Dicke von Aerosolpartikeln wird für beide Fallbeispiele gezeigt. Mittels der Messungen in Zhongshan kann bestätigt werden, dass die Bodenreflektivität für urbane Oberflächen im Aerosolalgorithmus unterschätzt wird. Im Rahmen der Modellstudie wird die Sensitivität des Aerosolalgorithmus auf die programminternen Annahmen zur Bodenreflektivität quantifiziert.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

1.1 Megastädte als Quelle anthropogener Aerosolpartikel 1
1.2 Messung der Bodenalbedo und Bodenreflektivität 2
1.3 Fernerkundung von Aerosolpartikeln mittels Satellitenmessungen 2
1.4 Zielsetzung 6

2 Atmosphärische Strahlungsübertragung **7**

2.1 Grundgrößen 7
2.2 Reflexionseigenschaften des Erdbodens 9
2.3 Optische Eigenschaften einzelner Partikel 11
2.4 Volumetrische optische Eigenschaften 13
2.5 Strahlungsübertragungsgleichung 14
2.6 Atmosphärenkorrektur zur Bestimmung der Bodenalbedo 17
2.6.1 Methodik 17
2.6.2 Angepasste Atmosphärenkorrektur 19

3 Messungen **23**

3.1 Spektroradiometer 23
3.1.1 Allgemeiner Aufbau 23
3.1.2 Optische Einlässe und Lichtwellenleiter 25
3.1.3 Spektrometer 27
3.1.4 Kalibrierung 28
3.1.5 Messunsicherheit der Spektrometersysteme 34
3.2 Weitere bodengebundene Messgeräte 36
3.2.1 Sonnenphotometer 36
3.2.2 Light Detection And Ranging - LIDAR 37
3.3 Satellitendaten 38
3.3.1 Das Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer 38
3.4 Messkampagnen 40
3.4.1 Leipzig 2007 41

3.4.2 Zhongshan 2009 46

4 Lokale Heterogenität und Anisotropie der Bodenreflexion 53
4.1 Sensitivität der abgeleiteten Bodenalbedo und Bodenreflektivität 54
4.2 Einfluss heterogener Bodenflächen in der Atmosphärenkorrektur 56
4.2.1 Qualitative Effekte 56
4.2.2 Quantitative Abschätzung 59
4.3 Typische Spektren der Bodenalbedo und Bodenreflektivität 62
4.4 Räumliche Variabilität von Bodenalbedo und Bodenreflektivität 64
4.5 Anisotropie der am Boden reflektierten Strahlung 67
4.5.1 Spektrale Abhängigkeit des Anisotropie-Index 67
4.5.2 Räumliche Variabilität des Anisotropie-Index 69

5 Optische Dicke von Aerosolpartikeln aus Stallitenmessungen 71
5.1 Ableitung der optischen Dicke von Aerosolpartikeln über Land 71
5.2 Modifikation des MODIS Aerosolalgorithmus 77
5.3 Bodenreflektivität in MODIS 77
5.4 Einfluss der Bodenreflektivität auf den MODIS Aerosolalgorithmus 81
5.5 Modellstudie zur Sensitivität des MODIS Aerosolalgorithmus 84

6 Zusammenfassung und Ausblick 87
6.1 Flugzeuggetragene Messungen von Radianz und Irradianz über Stadtflächen 87
6.2 Heterogene Bodenreflektivität und Bodenalbedo 88
6.2.1 Einfluss heterogener Bodenreflektivität auf die Atmosphärenkorrektur 88
6.2.2 Heterogenität und Anisotropie der Bodenreflexion 88
6.3 Einfluss der Bodenreflektivität auf die MODIS Aerosolableitung 89
6.3.1 Sensitivitätsstudie basierend auf Messungen 89
6.3.2 Modellstudie 90
6.4 Weiterführende Arbeiten 91

Literaturverzeichnis 93

Symbolverzeichnis 103

Abkürzungsverzeichnis 109

Firmenverzeichnis 111

Abbildungsverzeichnis 115

Tabellenverzeichnis **121**

Danksagung **123**

1 Einleitung

1.1 Megastädte als Quelle anthropogener Aerosolpartikel

Aerosolpartikel beeinflussen verschiedene Bereiche des Ökosystems Erde. Als Aerosol wird eine Suspension (keine Lösung) aus flüssigen oder festen Teilchen in einem Trägergas (hier üblicherweise Luft als Gasgemisch) bezeichnet. Dementsprechend sind Aerosolpartikel die suspendierten Teilchen in diesem Trägergas. Inhalierte Aerosolpartikel können negative gesundheitliche Effekte hervorbringen, wie zum Beispiel kardiovaskuläre und respiratorische Erkrankungen (Dockery and Pope, 1994; Molina and Molina, 2004; Pope et al., 2002; Samet et al., 2000). Zudem beeinflussen sie den Strahlungshaushalt der Erde, indem sie solare Strahlung streuen (Charlson et al., 1987, 1992; Tegen et al., 2000), oder absorbieren (Jacobson, 2001; Ramanathan et al., 2001) und mit geringerer Energie emittieren. Auf diese Weise haben Aerosolpartikel Einfluss auf das Klima der Erde (Charlson et al., 1987; Houghton et al., 2001; Menon et al., 2002; Yu et al., 2007). Neben natürlichen Partikelquellen, wie z.B. Wüstenregionen für Staubaerosol, stellen urbane Ballungsräume eine wichtige Quelle für anthropogene Aerosolpartikel dar (Lawrence et al., 2007). Urbane Ballungszentren mit mehr als 10 Millionen Einwohnern werden als Megastadt bezeichnet und sind Zentren wirtschaftlichen Wachstums sowie technologischen Fortschritts (Molina and Molina, 2004). Die Bevölkerung von Megastädten ist erhöhten Aerosolpartikelkonzentrationen ausgesetzt, wodurch gesundheitliche Risiken eine mögliche Folge sind (Tie and Cao, 2009; Tie et al., 2005). Exzessive Verbrennung fossiler Brennstoffe führten zu einer erhöhten Aerosolbelastung an der Ostküste Chinas (Cao et al., 2003; Deng et al., 2008; Sun et al., 2004; Wu et al., 2006, 2005; Zhang et al., 2006). Wang et al. (2010) identifizierten im Südosten Chinas anthropogene Partikelquellen, sowie Quellen für Staubpartikel im Nordwesten des Landes. Megastädte stellen eine Punktquelle für Aerosolpartikel im globalen Kontext dar. Der Transport von Aerosolpartikeln und Gasen aus Megastädten in die obere Troposphäre, kann für verschiedene globale, klimarelevante Themen, wie der globalen Verteilung von Eiswolken, von Bedeutung sein (Lawrence et al., 2007). Globale atmosphärische Modelle haben aufgrund ihrer groben räumlichen Auflösung (z.B. 20 km im Global Modell des Deutschen Wetterdienstes) Schwierigkeiten die räumliche und zeitliche Entwicklung der Emissionen aus Megastädten zu erfassen (Gurjar et al., 2004).

1.2 Messung der Bodenalbedo und Bodenreflektivität

Spektrale Bodenalbedo und Bodenreflektivität, welche als Verhältnis von einfallender zu reflektierter Strahlung definiert sind (siehe Kapitel 2.2), sind wichtige Parameter bei der Fernerkundung von Aerosol- und Wolkenparametern, da sie die untere Randbedingung in Strahlungstransfersimulationen bilden. Des weiteren beeinflusst die Reflexion solarer Strahlung am Boden den Strahlungshaushalt der Erde (Coddington et al., 2008). Spektrale Messungen der Bodenalbedo werden mit bodengebundenen, flugzeuggetragenen oder satellitengetragenen Instrumenten durchgeführt. Bodengebundene Spektrometermessungen liefern die direkte Bodenalbedo, sind jedoch räumlich beschränkt (Castro et al., 2001; Michalsky et al., 2003). Satellitengetragene Instrumente wie das **MOD**erate Resolution **I**maging **S**pectroradiometer (MODIS) (Schaaf et al., 2002) oder das **M**ultiangle **I**maging **S**pectro**R**adiometer (MISR) (Martonchik, 1997) liefern eine globale räumliche Abdeckung; ihre Daten müssen jedoch hinsichtlich des Einflusses der Atmosphäre zwischen Instrument und Boden korrigiert werden. Flugzeuggetragene Spektrometersysteme bilden eine Brücke zwischen beiden Methoden. Sie bieten räumlich beschränkte, flächendeckende Messungen; allerdings müssen die Daten hinsichtlich des Atmosphäreneinflusses unterhalb des Instrumentes korrigiert werden (Wendisch et al., 2004). Coddington et al. (2008) zeigten mit einer Sensitivitätsstudie, dass im Falle variabler Aerosolbedingungen oder ungenauer Messungen von Aerosoleigenschaften die Unsicherheit der aus Flugzeugmessungen abgeleiteten Bodenalbedo, größer als die instrumentenbedingte Messunsicherheit sein kann.

1.3 Fernerkundung von Aerosolpartikeln mittels Satellitenmessungen

Die Fernerkundung von Aerosolpartikeleigenschaften mit satellitengetragenen Messsystemen bietet die Möglichkeit, auf globaler Skala die räumliche und zeitliche Variabilität der physikalischen und chemischen Eigenschaften von Aerosolpartikeln zu untersuchen, auch in Regionen in denen kein bodengebundenes Messnetz zur Verfügung steht. Ein typisches Aerosolmaß von satellitengestützten Messsystemen ist die optische Dicke von Aerosolpartikeln, welche ein Maß für die Abschwächung der solaren Strahlung durch Aerosolpartikel darstellt (siehe Kapitel 2.5). Eine akkurate, globale Charakterisierung der optischen Dicke von Aerosolpartikeln ist essentiell in Bezug auf die Energiebilanz in Klimastudien (Charlson et al., 1992), sowie für Luftqualitätsüberwachungen auf lokaler und regionaler Skala (Al-Saadi et al., 2005; Liu et al., 2007). Eine Schwierigkeit von satellitengestützten Messungen ist die Entkopplung

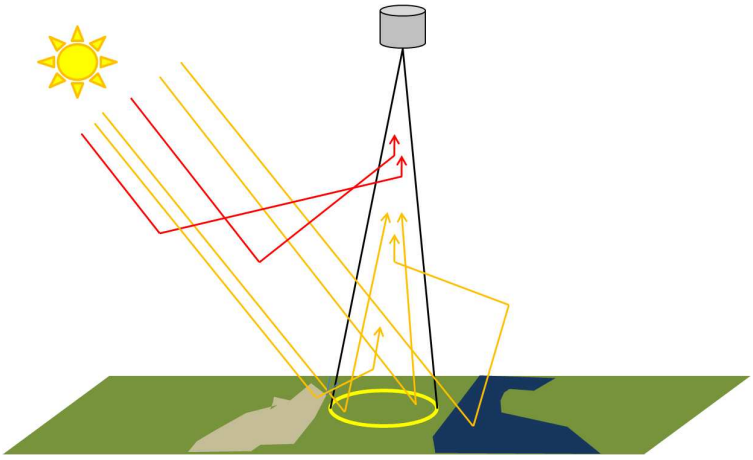


Abbildung 1.1: Schemaskizze zur Strahlungsübertragung. Solare Strahlung wird zum einen an atmosphärischen Bestandteilen gestreut, sowie absorbiert und emittiert (rote Pfeile), zum anderen am Erdboden reflektiert (gelbe Pfeile). Satelliten- und flugzeuggetragene Sensoren messen das gesamte Signal, mit Anteilen von Atmosphäre und Erdboden.

der atmosphärischen Anteile von den Bodenoberflächenanteilen, da die Sensoren immer das gesamte Signal aus Reflexion des Bodens und Rückstreuung der Atmosphäre am Oberrand der Atmosphäre messen (Abbildung 1.1). Über dunklen Wasserflächen ist die Trennung der Signalanteile möglich, da in diesem Fall die Erdoberfläche einen vergleichsweise geringen Beitrag liefert. Über Land, mit helleren und heterogenen Oberflächen ist dies schwieriger und somit eine Unsicherheit in den aus dem Messsignal abgeleiteten Größen, wie der optischen Dicke von Aerosolpartikeln (Kaufman et al., 1997b).

Zahlreiche Studien haben gezeigt, dass die Abschätzung der Bodenreflektivität mit entsprechenden Unsicherheiten eine Hauptfehlerquelle in der Ableitung der optischen Dicke von Aerosolpartikeln aus Satellitenmessungen ist (Kaufman et al., 1997b; Kokhanovsky and de Leeuw, 2009; Popp et al., 2007; Seidel et al., 2012). Seidel et al. (2012) bestimmen die Unsicherheit der optischen Dicke von Aerosolpartikeln zu ± 0.2 für eine Unsicherheit der Bodenalbedo von ± 0.01. Seidel and Popp (2012) zeigen, dass der Effekt der Unsicherheit der Bodenalbedo auf die abgeleitete optische Dicke von Aerosolpartikeln davon abhängt, ob die Bodenalbedo größer oder geringer als die kritische Bodenalbedo ist. Die kritische Bodenalbedo ist definiert als die Bodenalbedo, bei der Änderungen der optischen Dicke von Aerosolpartikeln nahezu keinen Einfluss auf die Reflektivität am Oberrand der Atmosphäre haben. Die kritische Bodenalbedo ist abhängig von der optischen Dicke, sowie den Streu- und Absorptionseigenschaften der Aerosolpartikel. Für eine Bodenalbedo kleiner als die kritische Bodenalbedo führt eine Überschätzung der Bodenalbedo zu einer Unterschätzung der abgeleiteten optischen Dicke von Aerosolpartikeln. Für Bodenalbedowerte größer als die kritische Bodenalbedo führt eine Überschätzung der Bodenalbedo zu einer Überschätzung der optischen Dicke von Aerosolpartikeln, wie in Abbildung 1.2 dargestellt.

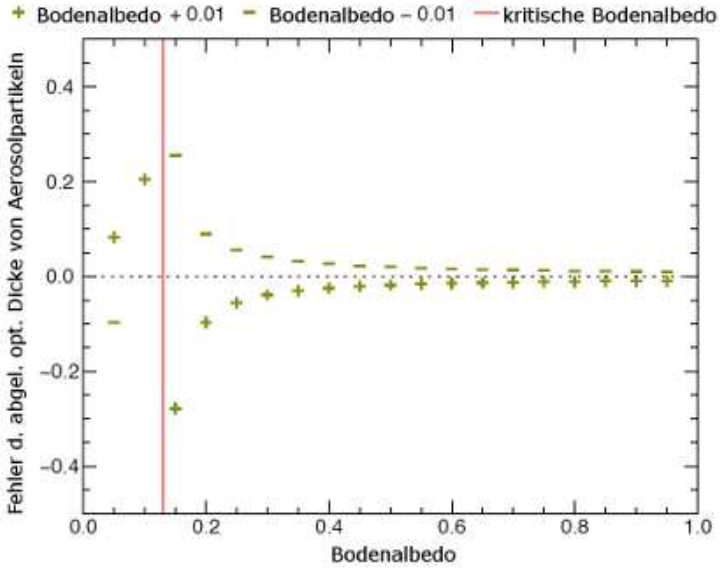


Abbildung 1.2: Fehler der abgeleiteten optischen Dicke von Aerosolpartikeln in Abhängigkeit der Bodenalbedo bei 550 nm. Die Plus-Symbole geben eine Überschätzung der Bodenalbedo von +0.01 und die Minus-Symbole eine Unterschätzung von -0.01 an. Die kritische Bodenalbedo ist mittels senkrechter, roter Linie markiert. (adaptiert aus: Seidel and Popp, 2012)

Es existieren verschiedene Ansätze, um die Genauigkeit der aus satellitengetragenen Messungen abgeleiteten optischen Dicke von Aerosolpartikeln über Land zu verbessern. Levy et al. (2007b) präsentierten die *Collection 5* (C005) des MODIS Aerosolalgorithmus über Land. Sie zeigten, dass durch verbesserte Annahmen zur Bestimmung der Bodenreflektivität innerhalb des Algorithmus, sowie Änderung der im Modell verwendeten Aerosoleigenschaften und Aerosoldatenbanken, die Genauigkeit der abgeleiteten optischen Dicke von Aerosolpartikeln verbessert werden konnte. Drury et al. (2008) bestimmten die Bodenreflektivität lokal aus Satellitenmessungen für Tage mit möglichst geringer optischer Dicke. Zudem nutzen sie ein chemisches Transportmodell, um die Aerosoleigenschaften besser im MODIS Aerosolalgorithmus zu repräsentieren. Wong et al. (2011) entwickelten einen Aerosolalgorithmus für MODIS Daten in 500 m Auflösung für Hong Kong und die Perlflussdelta Region. Die Bodenreflektivität bestimmten sie mittels einer *Minimum Reflectance Technique*. Dazu wurden die Pixel mit niedrigster Reflektivität eines MODIS Bildes mit 500 m Auflösung gewählt, und durch Überlagerung ausgewählter Pixel aus Bildern mehrerer Monate ein Bild mit minimaler Reflektivität erzeugt. Sonnenphotometerdaten des **AE**rosol **RO**botic **NET**work (AERONET) aus drei Jahren wurden verwendet, um die Aerosoleigenschaften an die lokalen Gegebenheiten anzupassen. Zha et al. (2011) verwendeten bodengebundene Sonnenphotometerdaten und Strahlungsübertragungsrechnungen, um die Bodenreflektivität im MODIS Algorithmus besser zu repräsentieren. Sie zeigen, dass der Zusammenhang zwischen der Bodenreflektivität für 466 nm und 644 nm, und derjenigen bei 2120 nm für die Stadt Nanjing mit der Jahreszeit vari-

iert und somit konstante Annahmen zur Berechnung der Bodenreflektivität zu Fehlern in der bestimmten optischen Dicke von Aerosolpartikeln führen. De Almeida Castanho et al. (2008) verbesserten die Ableitung der optischen Dicke von Aerosolpartikeln aus MODIS Messungen über Sao Paulo, Brasilien, indem sie die sogenannte kritische Bodenalbedo verwendeten, um die Einfachstreualbedo, d.h. das Streuvermögen der Aerosolpartikel im Vergleich zu deren Absorption (siehe Kapitel 2.3), vor der eigentlichen Aerosolinversion bestimmten. Oo et al. (2010) zeigten, dass die Annahmen, die zur Abschätzung der Bodenreflektivität im C005 MODIS Aerosolalgorithmus verwendet werden, nicht für urbane Oberflächen zutreffen und eine lokale Anpassung dieser Annahmen zu einer Verbesserung der Genauigkeit der abgeleiteten optischen Dicke von Aerosolpartikeln führt. Kürzlich veröffentlichten Li et al. (2012) eine Studie zur Ableitung der optischen Dicke von Aerosolpartikeln über Stadtgebieten in Nordchina. Sie zeigen, dass die Annahmen bezüglich der Bodenreflektivität innerhalb des operationellen MODIS Aerosolalgorithmus nicht für helle urbane Oberflächen gültig sind. Sie verwendeten stattdessen das MODIS Produkt der Bodenreflektiviät (MOD09) für Tage niedriger optischer Dicke, sowie lokale Sonnenphotometermessungen des AERONET, um die optische Dicke von Aerosolpartikeln über hellen Oberflächen zu bestimmen. Es existieren verschiedene Ansätze um die aus MODIS Messungen abgeleitete optische Dicke von Aerosolpartikeln zu verbessern. Diese Ansätze beschränken sich zumeist auf lokale Studien und präsentieren neu entwickelte Algorithmen.

Die hier vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Sensitivität des operationellen MODIS Algorithmus der C005 zur Bestimmung der optischen Dicke von Aerosolpartikeln auf die innerhalb des Algorithmus getroffenen Annahmen zur Bodenreflektivität. Im Gegensatz zu anderen Studien, die zumeist Satellitendaten zur Bestimmung der Bodenreflektivität verwendeten, ist die Grundlage in dieser Arbeit die lokal gemessene, urbane Bodenreflektivität. Die Messungen zweier Flugmesskampagnen, die nahezu simultan zu MODIS Messungen bei wolkenlosen Bedingungen stattfanden, wurden verwendet um die spektrale Bodenreflektivität zu bestimmen. Dabei wurde darauf Wert gelegt, sowohl ein Fallbeispiel mit hoher optischer Dicke, als auch eines mit niedriger optischer Dicke von Aerosolpartikeln anzuwenden. Zudem wird mittels einer rein auf Simulationen basierende Sensitivitätsstudie, die Sensitivität des operationellen MODIS Algorithmus näher quantifiziert.

1.4 Zielsetzung

Die Arbeit quantifiziert die Heterogenität und Anisotropie urbaner Oberflächen, und zeigt den Einfluss variabler Bodenreflektivität auf den operationellen MODIS Aerosolalgorithmus C005 anhand der Daten zweier Messkampagnen. Dazu wurden zwei Flugkampagnen über urbanen Gebieten (Leipzig und Zhongshan) durchgeführt. Bei diesen Messkampagnen wurden in Flughöhe auf- und abwärtsgerichtete spektrale Irradianz und Radianz gemessen, und aus diesen die Bodenalbedo und Bodenreflektivität bestimmt. Die Sensitivität des operationellen MODIS Aerosolalgorithmus auf die Bodenreflektivität wurde anhand der Messungen untersucht.
Die Arbeit ist in fünf Hauptteile gegliedert. Im ersten Abschnitt, Kapitel 2, werden die grundlegenden Definitionen zur Beschreibung der solaren Strahlung, Reflexion von Strahlung an Oberflächen und optischen Aerosoleigenschaften eingeführt. Am Ende des ersten Abschnitts wird die Atmosphärenkorrektur vorgestellt, mit derer die Bodenalbedo und Bodenreflektivität aus den flugzeuggetragenen Messungen der aufwärtsgerichteten Irradianz und Radianz bestimmt wurden. In Kapitel 3 werden die verwendeten Messgeräte vorgestellt, im speziellen die Spektrometersysteme, sowie deren Messunsicherheit und Kalibration. Des weiteren werden die zwei Messkampagnen beschrieben, deren Daten in dieser Arbeit verwendet wurden, sowie einige Messbeispiele präsentiert. In Kapitel 4 wird der Einfluss heterogener Oberflächen und unterschiedliche Flughöhen auf die Atmosphärenkorrektur gezeigt. Es werden urbane Spektren der Bodenalbedo und Bodenreflektivität diskutiert, und die räumliche Variabilität dieser untersucht. Dieses Kapitel schließt mit der Analyse der Anisotropie urbaner Oberflächen ab. Die Sensitivität des operationellen MODIS Algorithmus auf die variable, urbane Bodenreflektivität wird in Kapitel 5 dargestellt. Abschließend werden die Ergebnisse zusammenfassend dargestellt und ein Ausblick auf fortführende Arbeiten gegeben.

2 Atmosphärische Strahlungsübertragung

Bei den nachfolgend eingeführten Größen wird die in Wendisch and Yang (2012) beschriebene Nomenklatur verwendet.

2.1 Grundgrößen

Die Leistung der von der Sonne ausgehenden elektromagnetischen Strahlung an einem bestimmten Ort und zu einer festen Zeit kann durch den Strahlungsfluss Φ mit der Einheit Watt (W) beschrieben werden:

$$\Phi = \frac{\mathrm{d}E_{\mathrm{rad}}}{\mathrm{d}t}\,, \tag{2.1}$$

mit der Strahlungsenergie E_{rad} in J und der Zeit t in s. In Hinblick auf Messung und Interpretation werden zwei flächennormierte Größen, Strahlungsflussdichte (Irradianz) und Strahldichte (Radianz), eingeführt (Bohren and Clothiaux, 2006; Petty, 2006; Wendisch and Yang, 2012). Die Irradianz F in $\mathrm{W\,m^{-2}}$ ist definiert als der Strahlungsfluss durch ein horizontales Flächenelement d^2A in m^2:

$$F = \frac{\mathrm{d}^2\Phi}{\mathrm{d}^2A}\,. \tag{2.2}$$

Die zweite Potenz beim Differentiationszeichen deutet an, dass es sich hier um ein zweidimensionales Differential handelt, wie z.B. $\mathrm{d}^2A = \mathrm{d}x\,\mathrm{d}y$, mit x und y den Seitenlängen der Fläche A. Allgemein wird in dieser Arbeit d^n als Indikation für ein n-dimensionales Differential verwendet.
Die Radianz I in $\mathrm{W\,m^{-2}\,sr^{-1}}$ ist gegeben als der Strahlungsfluss innerhalb eines Raumwinkelelements $\mathrm{d}^2\Omega$ durch ein beliebig orientiertes Flächenelement d^2A:

$$I = \frac{\mathrm{d}^4\Phi}{\cos\theta \cdot \mathrm{d}^2A\,\mathrm{d}^2\Omega}\,, \tag{2.3}$$

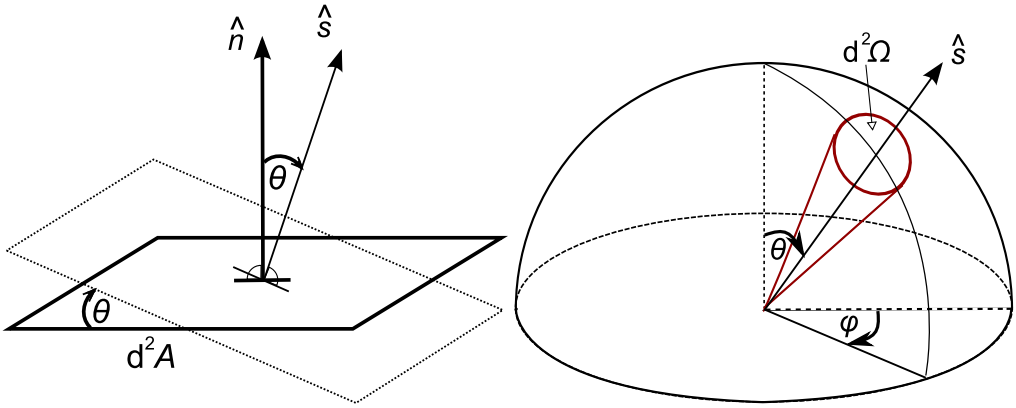


Abbildung 2.1: Für das Verständnis der Radianz relevante Geometrie. (a) Strahlungsfluss durch ein horizontales Flächenelement, (b) Raumwinkel.

wobei das Raumwinkelelement $\mathrm{d}^2\Omega$ gegeben ist durch $\mathrm{d}^2\Omega = \sin\theta\,\mathrm{d}\theta\,\mathrm{d}\varphi$, mit dem Zenitwinkel θ und dem Azimutwinkel φ [siehe Abbildung 2.1 (b)]. θ ist hierbei der Winkel zwischen Ausbreitungsrichtung der Strahlung $\hat{s}$ und dem Vektor der Flächen-Normalen $\hat{n}$, siehe Abbildung 2.1 (a). Die Integration der Radianz über alle Raumwinkelelemente mit Wichtung entsprechend $\cos\theta$, führt zur Irradianz:

$$F = \iint\limits_{4\pi} I \cdot \cos\theta\,\mathrm{d}^2\Omega = \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} I(\theta,\varphi)\cdot\cos\theta\cdot\sin\theta\,\mathrm{d}\theta\,\mathrm{d}\varphi\,. \tag{2.4}$$

Bezieht man die Irradianz auf eine horizontale Fläche, kann F in eine abwärtsgerichtete Irradianz $F^{\downarrow}$ und aufwärtsgerichtete Irradianz $F^{\uparrow}$ aufgeteilt werden. Die Integrationsgrenzen in Gleichung (2.4) beschränken sich entsprechend auf den oberen Halbraum ($\theta \in [0, \pi/2]\,, \varphi \in [0, 2\pi]$), beziehungsweise den unteren Halbraum ($\theta \in [\pi/2, \pi]\,, \varphi \in [0, 2\pi]$):

$$F^{\uparrow} = \int_0^{2\pi}\int_0^{\frac{\pi}{2}} I(\theta,\varphi)\cdot\cos\theta\cdot\sin\theta\,\mathrm{d}\theta\,\mathrm{d}\varphi\,, \tag{2.5}$$

$$F^{\downarrow} = -\int_0^{2\pi}\int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} I(\theta,\varphi)\cdot\cos\theta\cdot\sin\theta\,\mathrm{d}\theta\,\mathrm{d}\varphi\,. \tag{2.6}$$

Im Fall eines isotropen Strahldichtefeldes ist die Radianz I unabhängig von der Ausbreitungsrichtung (θ, φ) und Gleichungen (2.5) und (2.6) ergeben:

$$F^{\downarrow} = F^{\uparrow} = \pi \cdot I\,. \tag{2.7}$$

Häufig ist die Strahlung jedoch anisotrop verteilt. Aus diesem Grund wird $F^{\downarrow}$ in direkte

Sonnenstrahlung $F^{\downarrow}_{\text{dir}}$ und diffuse Himmelsstrahlung $F^{\downarrow}_{\text{diff}}$ unterteilt mit:

$$F^{\downarrow} = F^{\downarrow}_{\text{dir}} + F^{\downarrow}_{\text{diff}} \,. \tag{2.8}$$

Bei Betrachtung reflektierter Strahlung entfällt die direkte Komponente der Irradianz.

2.2 Reflexionseigenschaften des Erdbodens

Die Reflexion solarer Strahlung, d.h. der von der Sonne emittierten Strahlung (Wellenlängenbereich: 200 nm bis 5 µm), am Erdboden ist im Bereich der Fernerkundung von Interesse (Liang and Strahler, 1994; Moran et al., 1998; Ranson et al., 1991; Wanner et al., 1997). Je nach Fragestellung werden verschiedene abgeleitete Größen betrachtet. Allgemein wird die Reflexion von Strahlung durch die bidirektionale Reflektanzverteilungsfunktion, englisch ***B**idirectional **R**eflectance **D**istribution **F**unction*, *BRDF* (Nicodemus et al., 1977; von Schönermark et al., 2004; Wendisch and Yang, 2012), beschrieben. Sie beschreibt, wie die direkte, aus der Richtung (θ_i, φ_i) einfallende, Irradianz F_{i} durch eine Oberfläche in die Richtung $(\theta_{\text{r}}, \varphi_{\text{r}})$ reflektiert wird. Die reflektierte Strahlung wird bezeichnet als Radianz $I_{\text{r}}(\theta_{\text{r}}, \varphi_{\text{r}})$. Die *BRDF* ist definiert als:

$$BRDF(\theta_{\text{i}}, \varphi_{\text{i}}, \theta_{\text{r}}, \varphi_{\text{r}}) = \frac{I_{\text{r}}(\theta_{\text{i}}, \varphi_{\text{i}}, \theta_{\text{r}}, \varphi_{\text{r}}) \cdot \pi}{F_{\text{i}}(\theta_{\text{i}}, \varphi_{\text{i}}) \cdot \cos\theta_{\text{i}}} \,. \tag{2.9}$$

Die gesamte, an einer Oberfläche einfallende Strahlung wird unterteilt in einen direkten (gerichteten) Anteil, aus Richtung der Strahlungsquelle, und einen diffusen (hemisphärischen) Anteil, bei dem die Strahlung ungeordnet aus allen Raumrichtungen auf die Oberfläche trifft. Bei der reflektierten Strahlung wird ebenfalls zwischen hemisphärischer Reflexion und gerichteter Reflexion unterschieden.
Die Reflektivität ρ ist definiert als der Anteil der gesamten Strahlung, welche gerichtet in Nadir-Richtung ($\theta_{\text{r}} = \pi$) reflektiert wird. Dabei setzt sich die gesamte einfallende Irradianz aus der diffusen Himmelsstrahlung $F^{\downarrow}_{\text{diff}}$ und der direkten solaren Strahlung $F^{\downarrow}_{\text{dir}}$ zusammen. Die Reflektivität ist dementsprechend die Summe der gewichteten *BRDF* für diffuse und direkte solare Strahlung (siehe Abbildung 2.2). Mit dem Wichtungsfaktor $a_{\text{dir}} = F^{\downarrow}_{\text{dir}}/F^{\downarrow} = F^{\downarrow}_{\text{dir}}/(F^{\downarrow}_{\text{dir}} + F^{\downarrow}_{\text{diff}})$, der den Anteil der direkten solaren Strahlung angibt folgt:

$$\begin{aligned} \rho &= BRDF(\theta_i, \varphi_i, \theta_{\text{r}} = \pi) \cdot a_{\text{dir}} + BRDF(2\pi, \theta_{\text{r}} = \pi) \cdot (1 - a_{\text{dir}}) \\ &= \frac{\pi \cdot I^{\uparrow}(\theta_{\text{r}} = \pi)}{F^{\downarrow}} \,. \end{aligned} \tag{2.10}$$

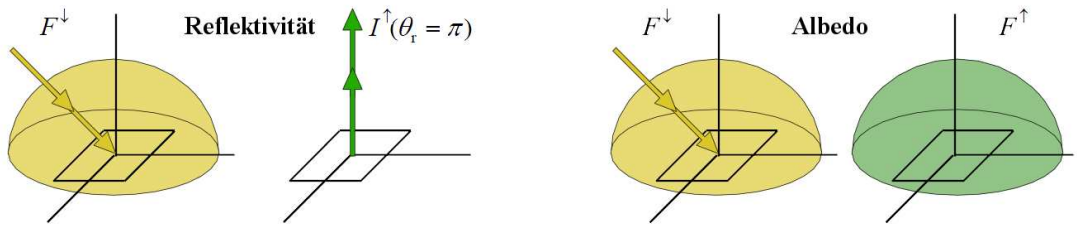


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der einfallenden direkten (Pfeile) und diffusen (Halbkugeln) Irradianz $F^{\downarrow}$ in gelb, sowie reflektierten Radianz $I^{\uparrow}$ und Irradianz $F^{\uparrow}$ in grün zur Berechnung der Reflektivität (links) und Albedo (rechts). (adaptiert aus: Ehrlich, 2009)

Der Azimutwinkel der Reflexion φ_r spielt hier keine Rolle, da die Radianz in Nadir-Richtung betrachtet wird. Die Albedo α (siehe Abbildung 2.2) kann entsprechend über die *BRDF*, in diesem Fall für hemisphärische Reflexion, bestimmt werden:

$$\begin{aligned} \alpha &= BRDF(\theta_i, \varphi_i, 2\pi) \cdot a_{\text{dir}} + BRDF(2\pi, 2\pi) \cdot (1 - a_{\text{dir}}) \\ &= \frac{F^{\uparrow}}{F^{\downarrow}} \,. \end{aligned} \tag{2.11}$$

$BRDF(\theta_i, \varphi_i, 2\pi)$ wird auch direktional, hemisphärische Albedo (*blacksky Albedo*), genannt; $BRDF(2\pi, 2\pi)$ ist die bihemisphärische Albedo (*whitesky Albedo*). Die Albedo kann im Sinne der Energieerhaltung Werte zwischen 0 und 1, die Reflektivität kann auch Werte größer 1 annehmen. Im Falle einer Lambertschen, das heißt isotrop reflektierenden, Oberfläche gilt $\pi \cdot I^{\uparrow}(\theta_r = \pi) = F^{\uparrow}$ und demzufolge $\rho = \alpha$.

Eine Aussage über die winkelabhängige Reflexion einer Oberfläche ist nur durch die Bestimmung der *BRDF* möglich, allerdings können bereits aus kombinierten Albedo- und Reflektivitätsmessungen, Aussagen über die Reflexionseigenschaften in Hinblick auf Homogenität/Heterogenität sowie Isotropie/Anisotropie getroffen werden. Der Quotient aus Albedo und Reflektivität ermöglicht bei homogenem Untergrund eine Abschätzung der Isotropie in Bezug auf Reflexion solarer Strahlung:

$$\beta_I = \frac{\rho}{\alpha} = \frac{\pi \cdot I^{\uparrow}(\theta_r = \pi) \cdot F^{\downarrow}}{F^{\uparrow} \cdot F^{\downarrow}} = \frac{\pi \cdot I^{\uparrow}(\theta_r = \pi)}{F^{\uparrow}} \,. \tag{2.12}$$

Für eine Lambertsche Oberfläche gilt $\beta_I = 1$. Werte größer 1 zeigen an, dass die Strahlung stärker in Nadir-Richtung reflektiert als im Mittel in die übrigen Richtungen, Werte kleiner 1 deuten entsprechend auf geringere Reflexion in Nadir-Richtung hin. Auch wenn für eine isotrop reflektierende Oberfläche $\beta_I = 1$ gilt, so ist der Umkehrschluss nur begrenzt möglich, da lediglich die Strahlung in Nadir-Richtung betrachtet wird und keine Aussage über die räumliche Verteilung des Strahlungsfeldes getroffen werden kann (Abbildung 2.3).

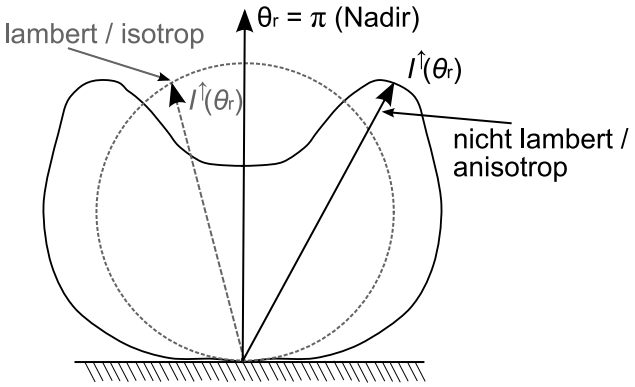


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des Anisotropie-Index.

Bisher wurden alle Größen spektral integriert betrachtet. Die Darstellung spektraler Größen erfordert zusätzlich die Normierung der entsprechenden Größe auf ein Wellenlängenintervall $\Delta\lambda$. Als Wellenlänge λ wird die Entfernung zweier benachbarter Maxima einer elektromagnetischen, harmonischen Welle bezeichnet (Wendisch and Yang, 2012). Sie ist antiproportional zur Energie elektromagnetischer Strahlung. Als Beispiel ist die spektrale Irradianz (Index λ) mit der Einheit $\mathrm{W\,m^{-2}\,nm^{-1}}$ gegeben durch:

$$F_\lambda = \frac{\mathrm{d}^3\Phi}{\mathrm{d}^2 A\,\mathrm{d}\lambda}\,. \tag{2.13}$$

2.3 Optische Eigenschaften einzelner Partikel

Streuung und Absorption von elektromagnetischer Strahlung an einzelnen Partikeln in der Atmosphäre können durch drei Größen beschrieben werden. Der Extinktionsquerschnitt C_{ext} in $\mathrm{m^2}$ ist ein Maß für die Abschwächung der Strahlung durch ein einzelnes Aerosolpartikel. Er ist definiert als die Summe aus Streuquerschnitt C_{sca} und Absorptionsquerschnitt C_{abs}, jeweils in $\mathrm{m^2}$:

$$C_{\mathrm{ext}} = C_{\mathrm{sca}} + C_{\mathrm{abs}}\,. \tag{2.14}$$

Die dimensionslose Einfachstreualbedo der Partikel, $\tilde{\omega}$, ist ein Maß für das Verhältnis von Streuung und Absorption an einem Teilchen. $\tilde{\omega}$ ist definiert als der Quotient aus Streuquerschnitt und Extinktionsquerschnitt:

$$\tilde{\omega} = \frac{C_{\mathrm{sca}}}{C_{\mathrm{ext}}} = \frac{C_{\mathrm{ext}} - C_{\mathrm{abs}}}{C_{\mathrm{ext}}} = 1 - \frac{C_{\mathrm{abs}}}{C_{\mathrm{ext}}}\,. \tag{2.15}$$

Dabei steht $\tilde{\omega} = 0$ für rein absorbierende Partikel und $\tilde{\omega} = 1$ für ausschließlich streuende Partikel.
Die Streuphasenfunktion $\mathcal{P}$ charakterisiert die winkelabhängige Streuung aus der Richtung der einfallenden Strahlung $[\mu_i, \varphi_i]$ in eine beliebige Richtung $[\mu, \varphi]$, wobei μ der Cosinus des Zenitwinkels θ ist. Bei Normierung auf 4π sr ist die Streuphasenfunktion einheitenlos:

$$\int_0^{2\pi} \int_{-1}^{1} \mathcal{P}([\mu_i, \varphi_i] \to [\mu, \varphi]) \, \mathrm{d}\mu \, \mathrm{d}\varphi = 4\pi \, . \tag{2.16}$$

Der Streuwinkel ϑ (Abbildung 2.4) ist durch den Zenit- und Azimutwinkel der einfallenden und der gestreuten Strahlung bestimmt:

$$\cos\vartheta = \mu \cdot \mu_i + \sqrt{1-\mu^2} \cdot \sqrt{1-\mu_i^2} \cdot \cos(\varphi_i - \varphi) \, . \tag{2.17}$$

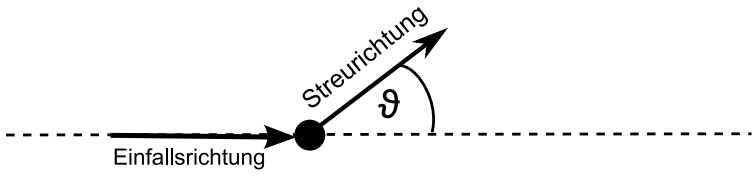


Abbildung 2.4: Geometrie des Streuwinkels ϑ.

In der Praxis finden zumeist vereinfachte Formeln zur Beschreibung der Streuphasenfunktion Anwendung. So wird in der für diese Arbeit verwendeten Strahlungstransferbibliothek **lib**rary for **Rad**iative **trans**fer (libRadtran) (Mayer and Kylling, 2005) bei Verwendung des Eingabeparameters `aerosol_files` die Streuphasenfuktion als Näherung in Form der Henyey-Greenstein-Phasenfunktion (Henyey and Greenstein, 1941) beschrieben:

$$\mathcal{P}_{\mathrm{HG}}(\cos\vartheta) = \frac{1-g^2}{(1+g^2-2g\cos\vartheta)^{3/2}} \, . \tag{2.18}$$

Diese Formel enthält den dimensionslosen Asymmetrieparameter g:

$$g = \frac{1}{2} \int_{-1}^{1} \cos\vartheta \cdot \mathcal{P}(\cos\vartheta) \, \mathrm{d}\cos\vartheta \, , \tag{2.19}$$

definiert im Wertebereich von -1 bis 1. Dabei ist $g = -1$ gleichbedeutend mit Rückwärtsstreuung ($\vartheta = 180°, \cos\vartheta = -1$), $g = 1$ steht für Vorwärtsstreuung ($\vartheta = 0°, \cos\vartheta = 1$). Abbildung 2.5 zeigt den Vergleich zwischen einer Phasenfunktion nach Mie-Theorie für kugelförmige Teilchen eines Radius von 1 µm und der genäherten Henyey-Greenstein-Phasenfunktion für einen Asymmetrieparameter von $g = 0.72$. Es ist zu sehen, dass die Henyey-Greenstein-Phasenfunktion die Abhängigkeit der Streuung vom Streuwinkel ϑ nur grob wiedergibt.

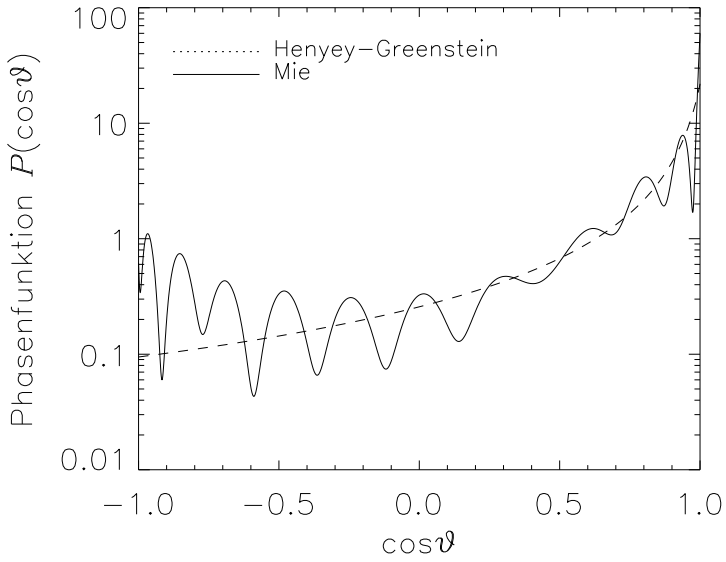


Abbildung 2.5: Phasenfunktion für kugelförmige Partikel eines Radius von 1 µm nach Mie-Theorie (durchgezogene Linie), sowie Henyey-Greenstein-Phasenfunktion für Partikel mit einem Asymmetrieparameter von $g = 0.72$ (gestrichelte Linie).

2.4 Volumetrische optische Eigenschaften

Die optischen Eigenschaften eines Volumens werden über Integration der Einfachstreuparameter C_{ext}, $\tilde{\omega}$, $\mathcal{P}$ gewichtet mit der Anzahlgrößenverteilung der Aerosolpartikel $\mathrm{d}N/\mathrm{d}D$ erhalten. Entsprechend ist der volumetrische Extinktionskoeffizient b_{ext} in m^{-1} definiert als:

$$b_{\text{ext}} = \int C_{\text{ext}}(\tilde{D}) \cdot \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}D}\,\mathrm{d}\tilde{D}\,, \tag{2.20}$$

mit dem Partikeldurchmesser D. Analog hierzu kann die volumetrische Einfachstreualbedo $\langle\tilde{\omega}\rangle$ (dimensionslos) aus der Einfachstreualbedo $\tilde{\omega}$ berechnet werden:

$$\langle\tilde{\omega}\rangle = \frac{1}{b_{\text{ext}}} \int \tilde{\omega}(\tilde{D}) \cdot C_{\text{ext}}(\tilde{D}) \cdot \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}D}\,\mathrm{d}\tilde{D}\,. \tag{2.21}$$

Die volumetrische Phasenfunktion $\langle\mathcal{P}\rangle$ wird über die Phasenfunktion $\mathcal{P}$ bestimmt:

$$\langle\mathcal{P}\rangle = \frac{1}{b_{\text{sca}}} \int \mathcal{P} \cdot C_{\text{sca}}(\tilde{D}) \cdot \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}D}\,\mathrm{d}\tilde{D}\,. \tag{2.22}$$

2.5 Strahlungsübertragungsgleichung

Die Abschwächung der Radianz in Form von Absorption und Streuung (Extinktion) entlang eines beliebig orientierten geraden Wegabschnittes der Länge s in einem Medium wird für direkte Strahlung durch das Gesetz von Bouguer-Lambert-Beer (Beer, 1852; Bouguer, 1729; Lambert, 1760) beschrieben:

$$\mathrm{d}I = -b_{\mathrm{ext}}(s)\,\mathrm{d}s \cdot I\,. \tag{2.23}$$

Wird eine vertikale Strecke, das heißt die Höhe z, anstelle eines beliebigen Weges s betrachtet, so gilt:

$$\mathrm{d}z = \cos\theta_0\,\mathrm{d}s\,, \tag{2.24}$$

mit dem solaren Zenitwinkel θ_0. Integration des volumetrischen Extinktionskoeffizienten b_{ext} über die Höhe z führt zur optischen Dicke von Aerosolpartikeln τ:

$$\tau = \int_0^z b_{\mathrm{ext}}(z')\,\mathrm{d}z'\,. \tag{2.25}$$

Integration von Gleichung (2.23) über die betrachtete Wegstrecke führt zur integralen Form des Bouguer-Lambert-Beer Gesetz, welches die exponentielle Abnahme der Radianz durch ein Medium beschreibt:

$$I = I_0 \cdot e^{-\tau/\cos\theta_0}\,, \tag{2.26}$$

mit der Radianz am Oberrand der Atmosphäre I_0.
Der spektrale Verlauf der optischen Dicke von Aerosolpartikeln kann dazu verwendet werden, die Größenverteilung der Aerosolpartikel abzuschätzen. Die Ångström-Formel (Angström, 1929) beschreibt diese Relation:

$$\tau(\lambda) = \beta_{\mathring{\mathrm{A}}} \cdot \lambda^{-\alpha_{\mathring{\mathrm{A}}}}\,, \tag{2.27}$$

wobei die Wellenlänge λ hier in µm angegeben wird. Der Ångströmkoeffizient $\beta_{\mathring{\mathrm{A}}}$ ist die optische Dicke der Aerosolpartikel bei 1 µm und liegt typischerweise zwischen 0 und 0.5 (Bokoye et al., 1997). Der Ångströmexponent $\alpha_{\mathring{\mathrm{A}}}$ ist ein Maß für die Größenverteilung der Aerosolpartikel und liegt im Bereich von 0.5 bis 2.5 (Junge, 1952). Große Werte von $\alpha_{\mathring{\mathrm{A}}}$ deuten darauf hin, dass kleine Partikel den dominanten Anteil an der optischen Dicke der Aerosolpartikel liefern im Vergleich zu größeren Partikeln.
Für den diffusen Anteil der solaren Strahlung lässt sich die Strahlungsübertragung nicht mehr

allein durch das Bouguer-Lambert-Beer Gesetz beschreiben und man erhält die eindimensionale Strahlungsübertragungsgleichung für diffuse solare Radianz in einer planparallelen, horizontal homogenen Atmosphäre ohne thermische Emission:

$$\mu \frac{\mathrm{d}I_{\mathrm{diff},\lambda}(\tau,\mu,\varphi)}{\mathrm{d}\tau} = I_{\mathrm{diff},\lambda} - \{J_{\mathrm{dir},\lambda} + J_{\mathrm{diff},\lambda}\} \,. \tag{2.28}$$

Diese Gleichung wird auch Schwarzschild-Emden Differentialgleichung genannt und stellt die allgemeine Strahlungstransfergleichung solarer Strahlung für ein planparalleles Medium dar (hier ohne thermische Emission). Hierbei ist $I_{\mathrm{diff},\lambda}(\tau,\mu,\varphi)$ der diffuse Anteil der Radianz, J steht für die jeweiligen Quellfunktionen der Radianz:

- $J_{\mathrm{dir},\lambda}$, Streuung erster Ordnung von direkter solarer Strahlung in Richtung (μ, φ):

$$J_{\mathrm{dir},\lambda}(\tau,\mu,\varphi) = \tilde{\omega}(\lambda,\tau) \cdot F_{\mathrm{dir},\lambda,\mathrm{TOA}} \cdot \mathrm{e}^{-\tau/\mu_0} \cdot \frac{\mathcal{P}(\lambda,\tau,-\mu_0,\varphi_0,\mu,\varphi)}{4\pi} \,, \tag{2.29}$$

  d.h. die einfallende solare Irradianz $F_{\mathrm{dir},\lambda,\mathrm{TOA}}$ wird gemäß dem Gesetz von Bouguer-Lambert-Beer exponentiell abgeschwächt bis sie in Richtung (μ, φ) gestreut wird. Auf diese Weise wird $I_{\mathrm{diff},\lambda}(\tau,\mu,\varphi)$ erhöht. $\tilde{\omega}$ ist die Einfachstreualbedo, $\mathcal{P}(\lambda,\tau,-\mu_0,\varphi_0,\mu,\varphi)$ ist die dimensionslose Streuphasenfunktion normiert auf 4π.

- $J_{\mathrm{diff},\lambda}$, Mehrfachstreuung:

$$J_{\mathrm{diff},\lambda}(\tau,\mu,\varphi) = \tilde{\omega} \cdot \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{1} I_{\mathrm{diff},\lambda}(\tau,\mu',\varphi') \cdot \frac{\mathcal{P}(\lambda,\tau,\mu',\varphi',\mu,\varphi)}{4\pi} \,\mathrm{d}\mu'\mathrm{d}\varphi' \,, \tag{2.30}$$

  d.h. diffuse Radianzen gestreut in Richtung (μ, φ).

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Programmpaket libRadtran (Mayer and Kylling, 2005) für die Berechnung der Strahlungsübertragung verwendet. libRadtran ist eine Sammlung von Strahlungsübertragungsroutinen und -programmen. Das zentrale Programm ist das Strahlungsübertragungstool *uvspec*, welches ursprünglich dazu entwickelt wurde, spektrale Irradianz und aktinische Flussdichten im ultravioletten und sichtbaren Teil des solaren Spektrums zu berechnen (Kylling, 1994). Die in dieser Arbeit verwendete Version 1.6 ermöglicht Simulationen von Radianzen, Irradianzen und aktinischen Flussdichten im solaren und terrestrischen (Wellenlängenbereich: 3-100 µm) Spektrum von 120 nm bis 100 µm. In Abbildung 2.6 ist der Funktionsaufbau von *uvspec* schematisch dargestellt. Mit libRadtran werden Strahlungsgrößen in gewünschter Höhe innerhalb der Atmosphäre berechnet. Notwendige Eingabeparameter sind die extraterrestrische Strahlung, die Zusammensetzung der Atmosphäre sowie die Eigenschaften ihrer Bestandteile, und Reflexionseigenschaften des Bodens. Stehen Messwerte der Parameter zur Verfügung, können diese verwendet werden, andernfalls kann

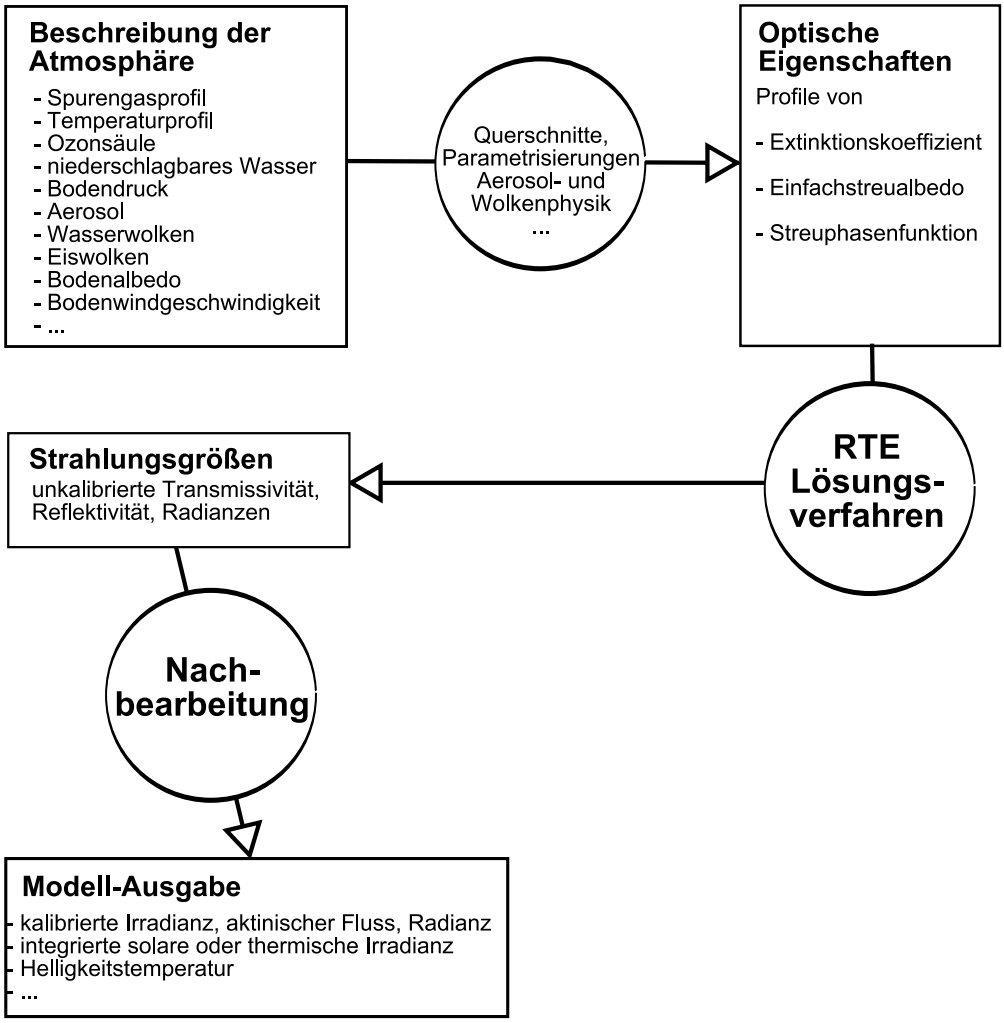


Abbildung 2.6: Struktur des *uvspec* Modell. (adaptiert aus: Mayer et al., 2011)

auf Datenbanken und Standardannahmen zurückgegriffen werden.
Für dreidimensionale Strahlungsübertragungsrechnungen steht der **M**onte Carlo code for the ph**YS**ically correct tracing of photons **I**n **C**loudy atmospheres (MYSTIC, Mayer, 1999, 2000) zur Verfügung.

2.6 Atmosphärenkorrektur zur Bestimmung der Bodenalbedo

2.6.1 Methodik

Albedo und Reflektivität können für unterschiedliche Oberflächen gemessen werden und setzen sich bei flugzeuggetragenen oder satellitengetragenen Messmethoden aus Erdbodenanteilen und atmosphärischen Anteilen zusammen (siehe Abbildung 1.1). Somit ist die auf Flughöhe gemessene Albedo zusammengesetzt aus der Bodenalbedo und der Albedo der Aerosolschicht. Wendisch et al. (2004) entwickelten eine Methode, um aus flugzeuggetragenen Messungen der Albedo in Flughöhe die Bodenalbedo zu berechnen. Es wurde gezeigt, dass eine lineare Extrapolation nicht angewandt werden kann, weshalb ein iteratives Verfahren linearer Extrapolationen verwendet wird. Dieses wird über sukzessive durchgeführte Strahlungsübertragungsrechnungen realisiert.
Als Grundvoraussetzung müssen die berechnete, $F^{\downarrow}_{\mathrm{calc},\lambda}$, und gemessene, $F^{\downarrow}_{\mathrm{meas},\lambda}$, abwärtsgerichtete Irradianz auf Flughöhe z_{F} innerhalb der Messungenauigkeit übereinstimmen:

$$F^{\downarrow}_{\mathrm{calc},\lambda}\left(z_{\mathrm{F}}\right) \simeq F^{\downarrow}_{\mathrm{meas},\lambda}\left(z_{\mathrm{F}}\right) \ . \tag{2.31}$$

Diese Annahme kann auch ohne genaue Kenntnis der Bodenalbedo erfüllt werden, da die abwärtsgerichtete Irradianz im wolkenlosen Fall wenig sensitiv in Bezug auf die Bodenalbedo ist. Mit Hilfe der im zweiten Schritt berechneten Transmissivität,

$$T_{\mathrm{calc},\lambda} = \frac{F^{\downarrow}_{\mathrm{calc},\lambda}(z_0)}{F^{\downarrow}_{\mathrm{calc},\lambda}(z_{\mathrm{F}})} \ , \tag{2.32}$$

wird die gemessene, abwärtsgerichtete Irradianz auf Flugniveau $F^{\downarrow}_{\mathrm{meas},\lambda}(z_{\mathrm{F}})$ auf Bodenniveau z_0 extrapoliert. Somit erhält man die spektrale, abwärtsgerichtete Irradianz am Boden $F^{\downarrow}_{\mathrm{ext},\lambda}(z_0)$:

$$F^{\downarrow}_{\mathrm{ext},\lambda}(z_0) = F^{\downarrow}_{\mathrm{meas},\lambda}(z_{\mathrm{F}}) \cdot T_{\mathrm{calc},\lambda} \ . \tag{2.33}$$

Die zweite Annahme für dieses Verfahren ist, dass das Verhältnis der aufwärtsgerichteten Irradianz am Boden und auf Flugniveau identisch für Messung und Rechnung ist, entsprechend gilt:

$$\frac{F^{\uparrow}_{\mathrm{ext},\lambda}\left(z_0\right)}{F^{\uparrow}_{\mathrm{meas},\lambda}\left(z_{\mathrm{F}}\right)} = \frac{F^{\uparrow}_{\mathrm{calc},\lambda}\left(z_0\right)}{F^{\uparrow}_{\mathrm{calc},\lambda}\left(z_{\mathrm{F}}\right)} \ . \tag{2.34}$$

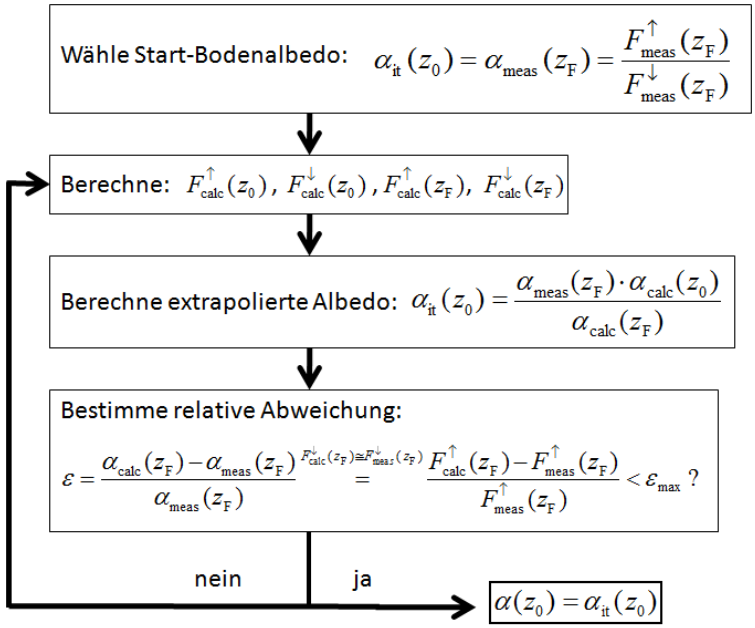


Abbildung 2.7: Flussdiagramm der Atmosphärenkorrektur. Alle Variablen sind spektral, das λ Symbol wurde aus Übersichtszwecken ausgelassen.

Hierbei wird nicht angenommen, dass gemessene und berechnete aufwärtsgerichtete Irradianzen innerhalb der Messungenauigkeit übereinstimmen, vielmehr werden die Unterschiede zwischen $F^{\uparrow}_{\mathrm{meas},\lambda}(z_\mathrm{F})$ und $F^{\uparrow}_{\mathrm{calc},\lambda}(z_\mathrm{F})$ den Unterschieden zwischen tatsächlicher und angenommener Bodenalbedo zugeschrieben. Auf diese Weise kann die angenommene Bodenalbedo $\alpha_{\mathrm{it},\lambda}$ so angepasst werden, dass die berechneten und gemessenen diffusen, aufwärtsgerichteten Irradianzen übereinstimmen. Schlussendlich kann die gesuchte spektrale Bodenalbedo $\alpha_{\mathrm{s},\lambda}$ berechnet werden:

$$\begin{aligned}
\alpha_{\mathrm{it},\lambda} &= \frac{F^{\uparrow}_{\mathrm{ext},\lambda}(z_0)}{F^{\downarrow}_{\mathrm{ext},\lambda}(z_0)} \\
&\overset{(2.34),\,(2.33)}{=} \frac{F^{\uparrow}_{\mathrm{calc},\lambda}(z_0)}{F^{\uparrow}_{\mathrm{calc},\lambda}(z_\mathrm{F})} \cdot F^{\uparrow}_{\mathrm{meas},\lambda}(z_\mathrm{F}) \cdot \frac{1}{F^{\downarrow}_{\mathrm{meas},\lambda}(z_\mathrm{F}) \cdot T_{\mathrm{calc},\lambda}} \\
&\overset{(2.32)}{=} \frac{F^{\uparrow}_{\mathrm{calc},\lambda}(z_0)}{F^{\uparrow}_{\mathrm{calc},\lambda}(z_\mathrm{F})} \cdot F^{\uparrow}_{\mathrm{meas},\lambda}(z_\mathrm{F}) \cdot \frac{F^{\downarrow}_{\mathrm{calc},\lambda}(z_\mathrm{F})}{F^{\downarrow}_{\mathrm{meas},\lambda}(z_\mathrm{F}) \cdot F^{\downarrow}_{\mathrm{calc},\lambda}(z_0)}
\end{aligned} \tag{2.35}$$

$$\Rightarrow \alpha_{\mathrm{it},\lambda} = \alpha_{\mathrm{calc},\lambda}(z_0) \cdot \frac{\alpha_{\mathrm{meas},\lambda}(z_\mathrm{F})}{\alpha_{\mathrm{calc},\lambda}(z_\mathrm{F})} \,. \tag{2.36}$$

Abbildung 2.7 zeigt schematisch die praktische Ausführung der Atmosphärenkorrektur mittels Strahlungsübertragungsrechnungen. Zunächst wird eine Bodenalbedo α_{it} als untere Randbedingung angenommen. Dies kann jeder beliebige Wert sein, es hat sich jedoch als sinnvoll erwiesen, dazu die gemessene Albedo auf Flugniveau zu verwenden. Mit dieser Bodenalbedo sowie bekannten atmosphärischen und Aerosolprofilen werden nun auf- und abwärtsgerichtete Irradianzen auf Flugniveau und am Erdboden berechnet und die neue extrapolierte Bodenalbedo mittels Gleichung (2.36) bestimmt. Anschließend wird die relative Abweichung ϵ zwischen gemessener und simulierter aufwärtsgerichteter Irradianz auf Flugniveau berechnet:

$$\epsilon = \frac{F^{\uparrow}_{\mathrm{calc}}(z_{\mathrm{F}}) - F^{\uparrow}_{\mathrm{meas}}(z_{\mathrm{F}})}{F^{\uparrow}_{\mathrm{meas}}(z_{\mathrm{F}})} \,. \tag{2.37}$$

Ist die relative Abweichung größer als ein zuvor definiertes ϵ_{max}, wird die extrapolierte Bodenalbedo als neue untere Randbedingung der Strahlungstransferrechnungen verwendet. Dies wird so lange fortgesetzt bis die relative Abweichung ϵ kleiner als ϵ_{max}, und die extrapolierte Albedo die Bodenalbedo ist. In dieser Arbeit wurde eine relative Abweichung von $\epsilon_{\mathrm{max}} = 0.04$ gewählt, entsprechend der Messunsicherheit der aufwärtsgerichteten Irradianz $F^{\uparrow}$ (siehe Tabelle 3.2).

2.6.2 Angepasste Atmosphärenkorrektur

Zur Bestimmung der Bodenreflektivität und für den Fall, dass keine Messungen der abwärtsgerichteten Irradianz vorliegen, wird die Atmosphärenkorrektur angepasst.
Bei fehlenden Messungen der abwärtsgerichteten Irradianz auf Flughöhe ist eine hinreichend gute Simulation dieser essenziell. Hinreichend gut bedeutet in diesem Fall, dass die simulierte Irradianz innerhalb der Messunsicherheit der vergleichbaren Messung liegt. Abbildung 2.8 (a) zeigt einen Vergleich des im Untersuchungsgebiet Zhongshan am Boden gemessenen und mit libRadtran simulierten Spektrums der abwärtsgerichteten Irradianz. Es ist ersichtlich, dass die Simulation mit der Messung in weiten Teilen des Spektrums innerhalb der Messunsicherheit des Messinstruments, dargestellt als vertikale Balken, übereinstimmt. Dies zeigt, dass das Modell mit den entsprechenden Eingangsparametern (Atmosphäre, Aerosol) die Messungen innerhalb der Messungenauigkeit simulieren kann. Abbildung 2.8 (b) zeigt die relativen Abweichung der simulierten von der gemessenen Irradianz. Die relative Abweichung wurde wie folgt bestimmt:

$$r = \left(\frac{F^{\downarrow}_{\mathrm{calc},\lambda} - F^{\downarrow}_{\mathrm{meas},\lambda}}{F^{\downarrow}_{\mathrm{meas},\lambda}} \right) \cdot 100\% \,, \tag{2.38}$$

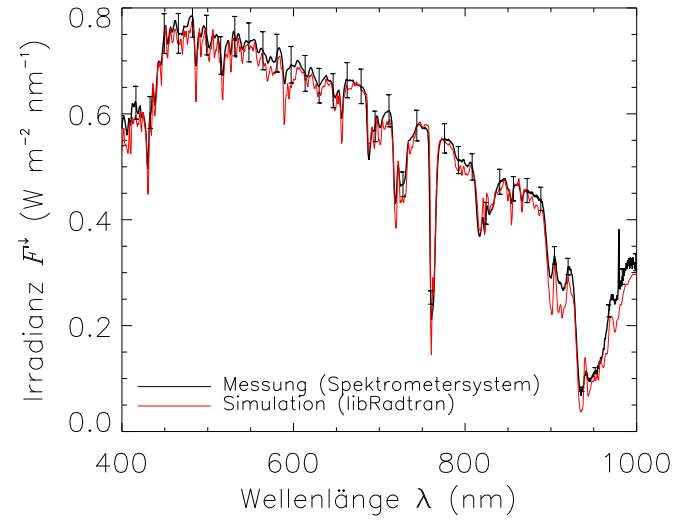
mit der gemessenen $F^{\downarrow}_{\mathrm{meas},\lambda}$ und der simulierten $F^{\downarrow}_{\mathrm{calc},\lambda}$ abwärtsgerichteten Irradianz am Boden. Hier wird deutlich, dass Simulation und Messung nicht im gesamten Spektralbereich innerhalb der Messungenauigkeit übereinstimmen. Zum einen nimmt die Abweichung in den spektralen Randbereichen zu. Dies ist in der Sensitivität der verwendeten Lichtwellenleiter und des Spektrometers begründet. Weiterhin sind stärkere Unterschiede zwischen Messung und Simulation innerhalb der Gas-Absorptionsbanden, z.B. bei etwa 760 nm zu sehen, was durch eine Abweichung zwischen modellinternem und tatsächlichem Gasprofil zu erklären ist. Da jedoch die Wellenlängen innerhalb der Absorptionsbanden in der Atmosphärenkorrektur ausgelassen wurden, fällt diese Unsicherheit in weiteren Berechnungen nicht ins Gewicht. Für den nahen Infrarotbereich des Spektrums steht leider keine Vergleichsmessung der abwärtsgerichteten Irradianz zur Verfügung. Allerdings nimmt der Einfluss der Aerosolpartikel auf solare Strahlung für längere Wellenlängen ab (Kaufman et al., 1997a), da zum einen die optische Dicke von Aerosolpartikeln mit zunehmender Wellenlänge abnimmt, und zum anderen für feine Aerosolpartikel (Partikelradius ≈0.1 µm) die Effizienz der Extinktion von Strahlung mit zunehmender Wellenlängen geringer wird. So ist anzunehmen, dass in diesem Fall Ungenauigkeiten in den Aerosol Eingangsvariablen eine geringere Rolle spielen als im sichtbaren Bereich des solaren Spektrums.
Für den Fall, dass die abwärtsgerichtete Irradianz simuliert werden muss, werden $F^{\downarrow}_{\mathrm{meas},\lambda}(z_{\mathrm{F}})$ mit $F^{\downarrow}_{\mathrm{calc},\lambda}(z_{\mathrm{F}})$ im Algorithmus der Atmosphärenkorrektur gleichgesetzt. Daraus ergibt sich entsprechend Gleichung (2.35):

$$\begin{aligned}
\alpha_{\mathrm{it},\lambda} &= \frac{F^{\uparrow}_{\mathrm{calc},\lambda}(z_0)}{F^{\uparrow}_{\mathrm{calc},\lambda}(z_{\mathrm{F}})} \cdot F^{\uparrow}_{\mathrm{meas},\lambda}(z_{\mathrm{F}}) \cdot \frac{F^{\downarrow}_{\mathrm{calc},\lambda}(z_{\mathrm{F}})}{F^{\downarrow}_{\mathrm{meas},\lambda}(z_{\mathrm{F}}) \cdot F^{\downarrow}_{\mathrm{calc},\lambda}(z_0)} \\
&= \frac{F^{\uparrow}_{\mathrm{calc},\lambda}(z_0)}{F^{\downarrow}_{\mathrm{calc},\lambda}(z_0)} \cdot \frac{F^{\uparrow}_{\mathrm{meas},\lambda}(z_{\mathrm{F}})}{F^{\uparrow}_{\mathrm{calc},\lambda}(z_{\mathrm{F}})} \\
&= \alpha_{\mathrm{calc},\lambda}(z_0) \cdot \frac{F^{\uparrow}_{\mathrm{meas},\lambda}(z_{\mathrm{F}})}{F^{\uparrow}_{\mathrm{calc},\lambda}(z_{\mathrm{F}})} \,. \qquad (2.39)
\end{aligned}$$

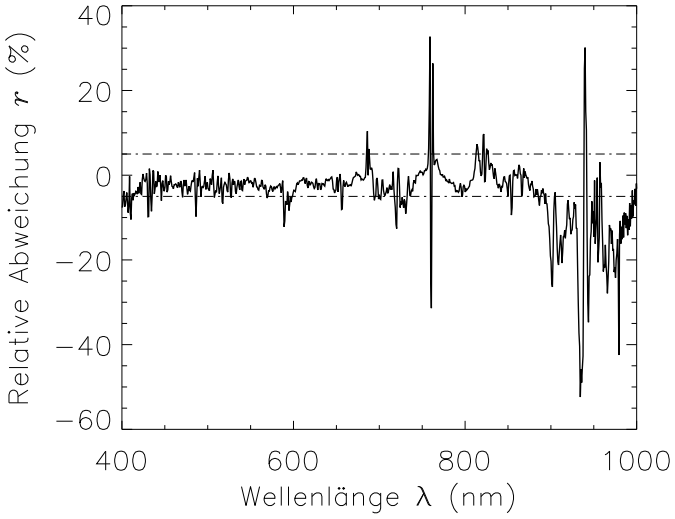
Analog zur Bestimmung der Bodenalbedo aus den flugzeuggetragenen Messungen der aufwärtsgerichteten Irradianz $F^{\uparrow}_{\mathrm{meas},\lambda}(z_{\mathrm{F}})$, wird die Bodenreflektivität aus Messungen der aufwärtsgerichteten Radianz $I^{\uparrow}_{\mathrm{meas},\lambda}(z_{\mathrm{F}})$ berechnet. Dazu wurden die in der Iteration angewandten Formeln für die Reflektivität angepasst. Unter Annahme eines isotrop reflektierenden Untergrundes gilt $F^{\uparrow} = \pi \cdot I^{\uparrow}$ und mit Gleichung (2.39) folgt für die extrapolierte

Bodenreflektivität:

$$\begin{aligned} \rho_{\mathrm{it},\lambda} &= \frac{\pi \cdot I^{\uparrow}_{\mathrm{calc},\lambda}(z_0)}{F^{\downarrow}_{\mathrm{calc},\lambda}(z_0)} \cdot \frac{\pi \cdot I^{\uparrow}_{\mathrm{meas},\lambda}(z_{\mathrm{F}})}{\pi \cdot I^{\uparrow}_{\mathrm{calc},\lambda}(z_{\mathrm{F}})} \\ &= \rho_{\mathrm{calc},\lambda}(z_0) \cdot \frac{I^{\uparrow}_{\mathrm{meas},\lambda}(z_{\mathrm{F}})}{I^{\uparrow}_{\mathrm{calc},\lambda}(z_{\mathrm{F}})} \,. \end{aligned} \tag{2.40}$$



(a)



(b)

Abbildung 2.8: (a) Spektrum der abwärtsgerichteten Irradianz aus Messungen (Spektrometersystem) und Simulationen (libRadtran). (b) Relative Abweichung der mit libRadtran simulierten abwärtsgerichteten Irradianz von der Messung. Die horizontalen Linien geben die Messungenauigkeit von 4 % an.

3 Messungen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei Messkampagnen, 2007 in Leipzig und 2009 in Zhongshan (China), mit flugzeuggetragenen Messungen der aufwärtsgerichteten, spektralen Irradianz und Radianz durchgeführt. Des weiteren fanden bodengebundene Messungen optischer Eigenschaften von Aerosolpartikeln (optische Dicke von Aerosolpartikeln, Einfachstreualbedo, Asymmetrieparameter, vertikales Extinktionsprofil) mit Sonnenphotometern und LIDAR-Systemen statt. Die Messungen fanden im Rahmen des von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) geförderten Schwerpunktspogramms (SPP 1233, „Megacities Megachallenge - Informal Dynamics of Global Change“) statt. In den folgenden Kapiteln werden die verwendeten Messgeräte, die Messkampagnen und direkte Messergebnisse präsentiert.

3.1 Spektroradiometer

3.1.1 Allgemeiner Aufbau

Zur Messung spektraler Strahlungs- und Reflexionseigenschaften werden in dieser Arbeit Spektroradiometersysteme verwendet, welche aus einem optischen Einlass, optischen Lichtleitern, einem oder mehreren Spektrometern, sowie Steuerelektronik und Datenerfassung bestehen. Im Rahmen dieser Arbeit kamen zwei Spektrometersysteme zum Einsatz.
Das **S**pectral **M**odular **A**irborne **R**adiation measurement sys**T**em (SMART) Albedometer ist ein flugzeuggetragenes, modular aufgebautes Radiometersystem zur Messung der spektralen, solaren Strahlung (Irradianz, Radianz, Aktinische Flussdichte) und deren Wechselwirkung mit Aerosolpartikeln, Wolken und Oberflächen. Zu diesem Zweck wurde es auf unterschiedlichen Forschungsflugzeugen installiert (Bierwirth, 2008; Ehrlich, 2009; Wendisch and Mayer, 2003; Wendisch et al., 2001, 2004). Es besteht aus vier Spektrometern für den Wellenlängenbereich von $220 - 1000\,\mathrm{nm}$ und zwei Spektrometern zur Messung solarer Strahlungsgrößen im Bereich von $1000 - 2150\,\mathrm{nm}$. Die optischen Einlässe können sowohl oben, als auch unten am Rumpf des Flugzeuges montiert werden. Die Datenerfassung mit hoher zeitlicher Auflösung (Integrationszeiten von $0.2 - 5\,\mathrm{s}$) wird durch bis zu drei Computer realisiert, welche jeweils zwei Spektrometer steuern.

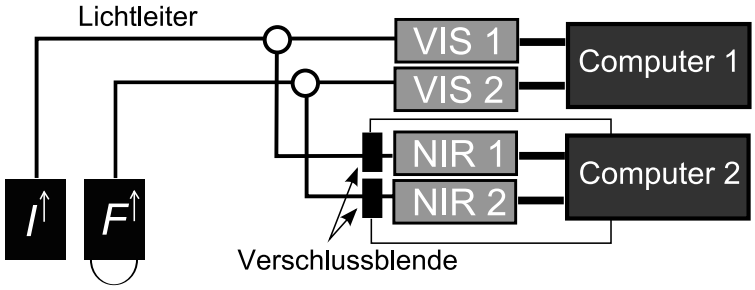


Abbildung 3.1: Schemazeichnung des technischen Aufbaus von SMART zur Messung spektraler, aufwärtsgerichteter Radianz und Irradianz.

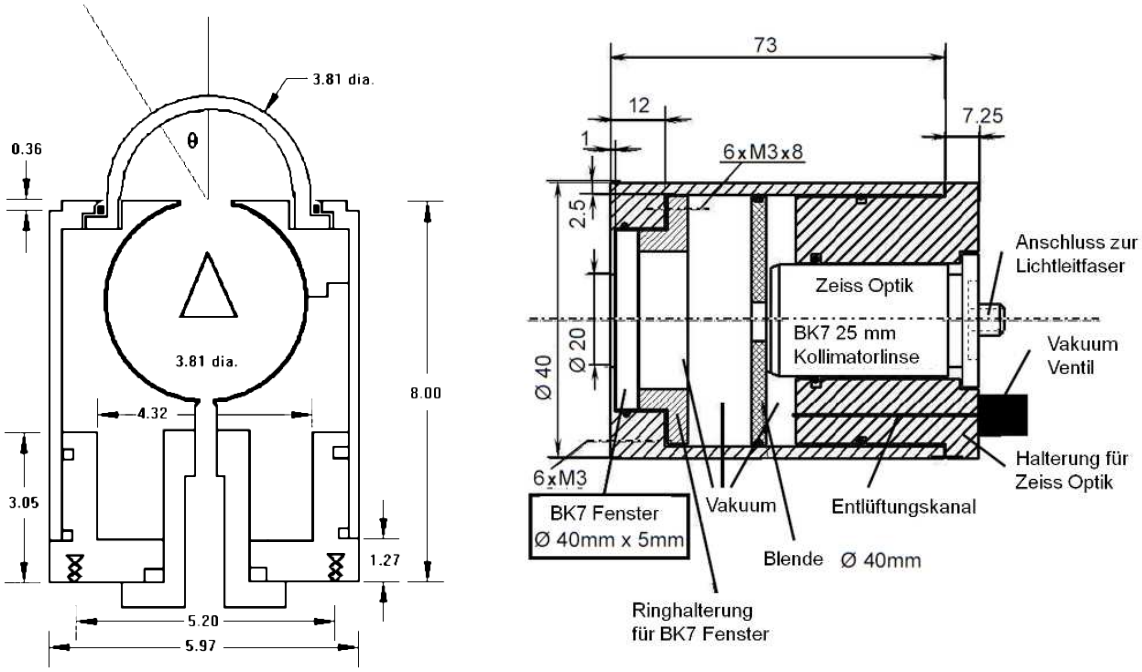
Während der Messkampagnen wurden lediglich Daten von an der Flugzeugunterseite montierten Einlässen erfasst. Abbildung 3.1 stellt schematisch den effektiv genutzten Aufbau von SMART dar.

Das **CO**mpact **RA**diation measurement **S**ystem (CORAS) ist die bodengebundene Variante des SMART Albedometers. Die optischen Einlässe sind dabei an einem Stativ montiert, die Spektrometer und die Datenerfassungskomponenten befinden sich in einer wettergeschützten, ventilierten Aluminiumbox (Abbildung 3.2). Zusätzlich zu dem modularen Spektrometersystem, bestehend aus jeweils einem Spektrometer für die zwei Wellenlängenbereiche und den optischen Einlässen, umfasst CORAS zwei Pyrgeometer (*Kipp & Zonen* CGR 4), um die spektral integrierte, terrestrische Strahlung im Wellenlängenbereich von 4.5-42 µm zu erfassen.

Abbildung 3.2: CORAS. 1: Pyrgeometer, 2: Irradianz-Einlass mit Schutzabdeckung, 3: Radianz-Einlass, 4: Datenerfassung in Aluminium-Kiste.

Die Datenerfassung von CORAS ist mit nur einem Computer realisiert, wodurch die Erfassung der verschiedenen Messgrößen nicht simultan erfolgt, sondern nacheinander der Reihe nach angesteuert wird. Die daraus resultierende niedrigere zeitliche Auflösung (1 Messung pro 20 s je Messgröße) ist bei bodengebundenen Messungen jedoch nicht problematisch, da diese weiterhin ausreichend ist, um die zeitliche Änderung der Radianz, Irradianz und integrierten Strahlungsgrößen bei festem Standort aufzuzeichnen.

3.1.2 Optische Einlässe und Lichtwellenleiter



(a) (b)

Abbildung 3.3: (a) Technische Skizze des optischen Einlasses zur Messung von Irradianz (Maßeinheiten in cm). Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus ist in Crowther (1997) zu finden. (b) Technische Skizze des Radianz-Einlasses aus Ehrlich (2009) (Originalzeichnung: Berthold Friedrich)

Aufgrund des spektralen Messverfahrens und der gemessenen, radiometrischen Größen, spektrale Radianz und Irradianz, sind spezielle optische Einlässe nötig. Den Irradianz-Einlass [Abbildung 3.3 (a)] erreichen Photonen von allen Raumwinkeln eines Halbraumes. Durch die obere Öffnung gelangt die Strahlung in eine mit Spectralon® beschichtete Kugel, welche die einfallende Strahlung diffus reflektiert. Durch die horizontale Austrittsöffnung an der Kugelunterseite, passend für die Steckverbindung der Lichtleiter, verlässt die Strahlung den Irradianz-Einlass und wird zu den Spektrometern geleitet (Bierwirth, 2008). Eine kegelförmige Blende im Zentrum der Kugel innerhalb des Irradianz-Einlasses verhindert, dass direkte Strahlung zur Austrittsöffnung gelangt. Zum Schutz vor Kondensation innerhalb des Einlas-

ses aufgrund von Temperaturänderungen während der Messungen, ist dieser evakuiert. Das Design eines optischen Einlasses zur Messung von Irradianz wird ausführlich von Crowther (1997) beschrieben.
Der Radianz-Einlass [Abbildung 3.3 (b)] besteht aus einer Kollimator-Linse (BK 7 Glas, *Carl Zeiss Jena GmbH*), welche die Photonen auf den Lichtleiter fokussiert. Eine Blende vor der Kollimator-Linse minimiert Streulicht (Ehrlich, 2009). Die äußere Blende ist mit einer Glasscheibe (BK 7) abgedeckt, damit das Gehäuse des Radianz-Einlasses, ebenso wie das des Irradianz-Einlasses, evakuiert werden kann. Die Öffnungswinkel Δ verschiedener Radianz-Einlässe wurden in Ehrlich (2009) bestimmt und beschrieben. Je nach verwendetem Einlass und Lichtleiterquerschnitt beläuft sich der Öffnungswinkel auf $0.8 - 2.1°$. In dieser Arbeit werden Daten für einen Öffnungswinkel von 2.1° gezeigt.
Der Öffnungswinkel Δ des Radianz-Einlasses und die Entfernung zwischen Einlass und Objekt, die Höhe z, bestimmen das Blickfeld des Einlasses und somit dessen Bodenprojektion d_I entsprechend:

$$d_\mathrm{I} = 2 \cdot z \cdot \arctan \frac{\Delta}{2} \,. \tag{3.1}$$

Abbildung 3.4 zeigt die Bodenprojektion d_I in Abhängigkeit von der Höhe für zwei verschiedene Öffnungswinkel. Für die tatsächliche Bodenprojektion einer flugzeuggetragenen Radianzmessung werden zusätzlich zu Flughöhe und Öffnungswinkel die Fluggeschwindigkeit und die Integrationszeit während der Messung berücksichtigt.

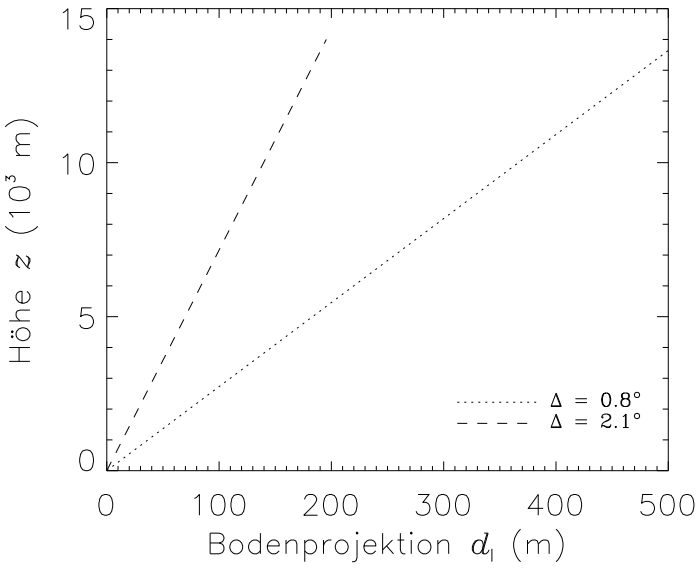


Abbildung 3.4: Bodenprojektion d_I für verschiedene Öffnungswinkel

3.1.3 Spektrometer

Abbildung 3.5 zeigt den Strahlengang innerhalb eines der verwendeten Spektrometers. An der Steckverbindung wird der Lichtleiter mit dem Spektrometer eingekoppelt und die Stahlung aus dem Lichtleiter in das Spektrometer geleitet. Der Rund-zu-Schlitz-Konverter und der Eingangsspalt sorgen dafür, dass die Strahlung auf das Spektrometergitter trifft, an dem die Strahlung spektral aufgespalten, und anschließend an einer Photodiodenzeile detektiert wird.

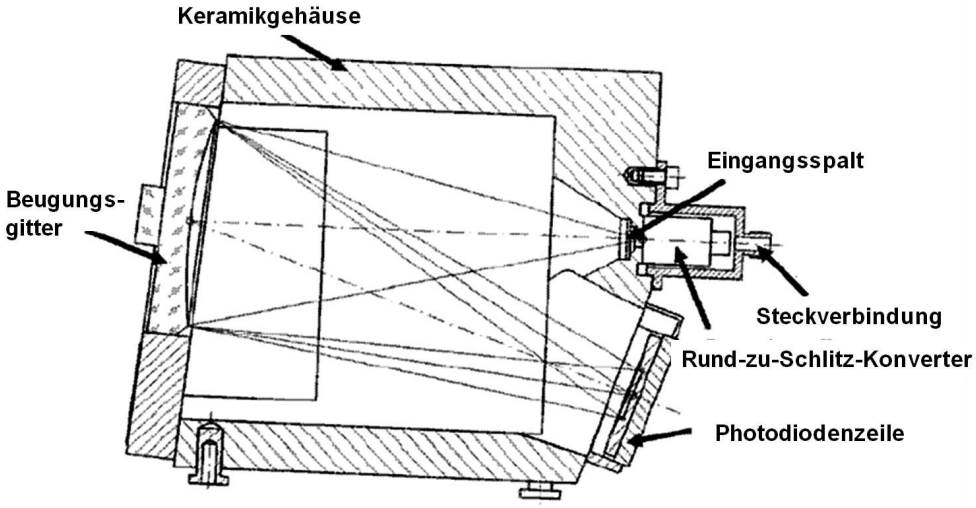


Abbildung 3.5: Skizze des Strahlengangs innerhalb eines Spektrometers (Quelle:*Zeiss*).

In den verwendeten Instrumenten sind zwei Spektrometertypen der Firma *Zeiss* in Verwendung (Tabelle 3.1). Die in den Spektrometern enthaltenen Plangitter werden mittels eines holographischen Belichtungsverfahrens hergestellt und für den jeweiligen Wellenlängenbereich optimiert. Nähere Informationen zu diesem Herstellungsverfahren können über den Hersteller bezogen werden.
Das *MCS 55 UV/NIR*, im Folgenden VIS genannt, ist für einen Wellenlängenbereich von 220-1000 nm optimiert. Die Silizium-Diodenzeile umfasst 1024 Pixel, die Halbwertsbreite (***F**ull **W**idth at **H**alf **M**aximum*, FWHM) beträgt $2-3$ nm. Das *PGS NIR2.2* Spektrometer, im Folgenden NIR genannt, ist für Wellenlängen im nahen Infrarotbereich optimiert. Sein nomineller Spektralbereich reicht von 1000 nm bis 2150 nm, die Halbwertsbreite beträgt $9-16$ nm. Die Indium-Gallium-Arsenid-Photodiodenzeile mit 256 Pixeln wird zur Reduktion des temperaturabhängigen Dunkelsignals gekühlt. Dieses Dunkelsignal entsteht durch freie Ladungsträger, die sich in den Photodioden durch Wärme bilden. Die Größe dieses Dunkelsignals ist abhängig vom verwendeten Diodenmaterial, weshalb die im VIS Spektrometer verwendete Photodiodenzeile keine zusätzliche Kühlung benötigt, da in diesem Fall die Temperaturabhängigkeit vergleichsweise gering, und das Messsignal im Vergleich zum Rauschen groß ist.

Bezeichnung	Typ	Spektralbereich (nm)	Halbwertbreite (nm)	Pixel-Anzahl
VIS	MCS 55 UV/NIR	220-1000	2-3	1024
NIR	PGS 2.2	1000-2150	9-16	256

Tabelle 3.1: Übersicht der verfügbaren Spektrometer.

3.1.4 Kalibrierung

(i) Wellenlängenkalibrierung

Eine Wellenlängenkalibrierung ist notwendig, um den einzelnen Pixeln der Photodiodenzeilen eine bestimmte Wellenlänge zuzuordnen. Die Wellenlänge wird dabei entsprechend der Beugung der elektromagnetischen Welle am Gitter des Spektrometers bestimmt. Zur Kalibrierung werden Edelgaslampen (Neon, Argon, Krypton) mit einem bekannten Spektrum von Emissionslinien verwendet. Den eindeutigen Emissionslinien wird diejenige Pixelnummer zugeordnet, die dem Maximum eines Gaußfit entspricht. Die Breite der Gaußkurve gibt die Spaltfunktion des Spektrometers an. Diese wird in Form der Halbwertsbreite FWHM angegeben. Um die übrigen Pixel zuzuordnen, wird die Gesamtheit aller gemessener Pixel-Wellenlängen-Zuordnungen als Polynomfunktion, die den gesamten Pixelbereich des Spektrometers abdeckt, ausgedrückt.

(ii) Radiometrische Kalibrierung der Irradianz

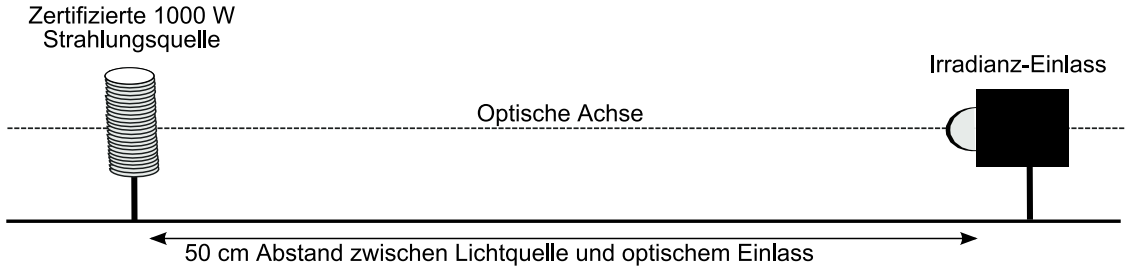


Abbildung 3.6: Kalibrierungsaufbau zur radiometrischen Kalibrierung des Irradianz-Einlasses.

Zur radiometrischen Kalibrierung des Irradianz-Einlasses wird eine zertifizierte 1000 W Lampe des Typs OL FEL-C im Wellenlängenbereich von 250-2500 nm der Firma *Optronic Laboratories* verwendet. Die optischen Irradianz-Einlässe werden entsprechend des Lampenzertifikats in 50 cm Abstand zum Referenzpunkt der Lampe auf dem optischen Tisch installiert

(Abbildung 3.6). Zur Kalibrierung des Spektrometers wird die Irradianz der zertifizierten Strahlungsquelle in Relation zum gemessenen Spektrometersignal gesetzt. Das gemessene Signal enthält jedoch neben dem direkten Signal der Strahlungsquelle zusätzlich Streulichtanteile. Diese entstehen durch Reflexionen an Oberflächen sowie Streuung an vorhandenen Partikeln. Des weiteren können zusätzliche natürliche und künstliche Strahlungsquellen das gemessene Signal verfälschen. Zur Minimierung unerwünschten Streulichts wird der gesamte Kalibrierstand während der Messungen abgedunkelt. Dennoch auftretendes Streulicht wird gemessen, indem die direkte Lampenstrahlung durch eine Schattenkelle ausgeblendet wird. Das gemessene Streulichtsignal wird von dem zuvor gemessenen Gesamtsignal abgezogen. Auf diese Weise wird sowohl der Dunkelsignalanteil als auch der Streulicht-Anteil entfernt. Der radiometrische Kalibrationsfaktor ist nicht nur abhängig von den verwendeten Lichtleitern und optischen Einlässen, sondern auch von der Orientierung der Glasfaser in der Halterung des Spektrometers und des Einlasses (Bierwirth, 2008). Aus diesem Grund wird eine Transferkalibrierung durchgeführt, welche die Messunsicherheit, verursacht durch Ab- und Aufbau des Systems im Labor und im Feld, berücksichtigt. Zu diesem Zweck wird eine unkalibrierte Ulbrichtkugel der Firma *L.O.T.-ORIEL GmbH & Co. KG* mithilfe der zertifizierten Lampe im Labor kalibriert. Diese Transfer-Ulbrichtkugel wird verwendet, um das System zeitnah zu den Messungen zu kalibrieren. Die Berechnung des Faktors der radiometrischen Kalibrierung $f_{\mathrm{irrad}}(\lambda)$ für die Irradianz erfolgt über folgende Formel:

$$\begin{aligned} f_{\mathrm{irrad}}(\lambda) &= f_{\mathrm{irrad,absolut}}(\lambda) \cdot f_{\mathrm{irrad,tc}}(\lambda) \\ &= \frac{F_{\mathrm{lamp},\lambda}}{W_{\mathrm{irrad,netto,cal}}(\lambda)} \cdot \frac{W_{\mathrm{tc,netto,lab}}(\lambda)}{W_{\mathrm{tc,netto,field}}(\lambda)}\,, \end{aligned} \tag{3.2}$$

mit dem Faktor der radiometrischen Kalibrierung im Labor $f_{\mathrm{irrad,absolut}}(\lambda)$, dem Faktor der Transferkalibrierung $f_{\mathrm{irrad,tc}}(\lambda)$, der Irradianz der Lampe $F_{\mathrm{lamp},\lambda}$, dem Nettosignal der Kalibrierung $W_{\mathrm{irrad,netto,cal}}(\lambda)$, sowie den Nettosignalen der Transferkalibrierungen $W_{\mathrm{tc,netto,lab}}(\lambda)$ und $W_{\mathrm{tc,netto,field}}(\lambda)$.

Abbildungen 3.7 (a)-(c) zeigen die Faktoren der radiometrischen Kalibrierung des SMART Albedometers für Irradianz während der Messkampagnen in Zhongshan 2009 (a) und (b) (siehe auch Kapitel 3.4.2), sowie in Leipzig 2007 (c) (Kapitel 3.4.1). Die Faktoren der radiometrischen Kalibrierung zeigen sowohl für das VIS als auch das NIR Spektrometer eine ausgeprägte spektrale Abhängigkeit. Diese ist bedingt durch die Charakteristik des Spektrometers, der spektralen Signatur der verwendeten Strahlungsquelle und der spektralen Absorptionscharakteristik von Strahlung innerhalb des Lichtleiters und des BK7 Glases im optischen Einlass. Im Falle des VIS Spektrometers genügt die Kalibrierung bei einer festen Integrationszeit, hier 1000 nm, da die Abhängigkeit des Messsignals von der Integrationszeit in diesem Wellenlängenbereich linear ist.

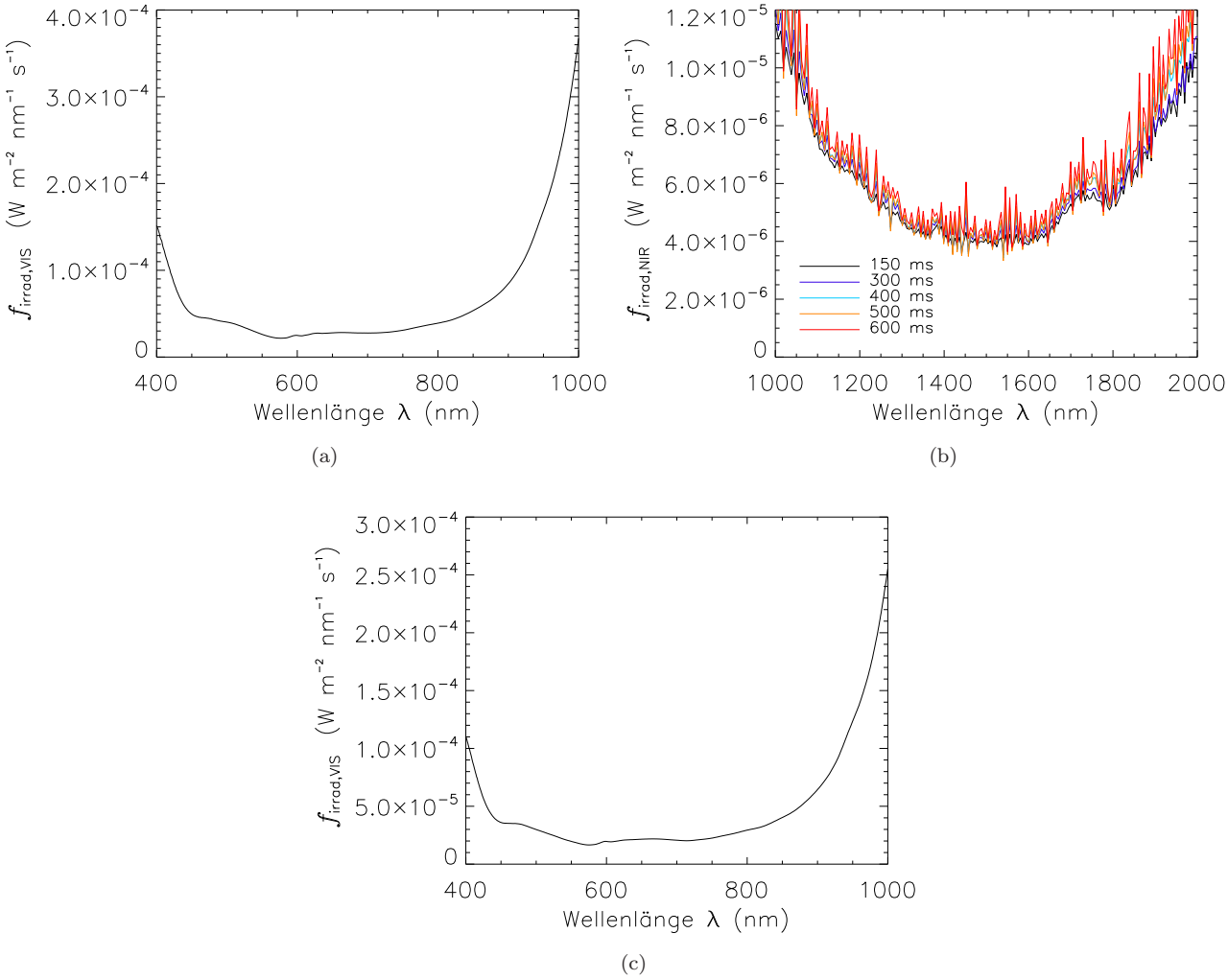


Abbildung 3.7: Faktoren der radiometrischen Kalibrierung der Irradianzmessungen in Zhongshan 2009 und Leipzig 2007. (a) Faktoren der Radiometrischen Kalibrierung des VIS Spektrometers für 1000 ms Integrationszeit in Zhongshan, (b) für verschiedene Integrationszeiten des NIR Spektrometers normiert auf 1000 ms in Zhongshan. (c) zeigt den Faktor der radiometrischen Kalibrierung des VIS Spektrometers für 1000 ms Integrationszeit in Leipzig. In diesem Fall sind keine Messungen im NIR Bereich vorhanden.

Für das NIR Spektrometer muss geprüft werden, ob für die verwendeten Integrationszeiten Linearität angenommen werden kann. Andernfalls muss die Kalibrierung für die jeweiligen Integrationszeiten durchgeführt werden. In Abbildung 3.7 (b) ist zu sehen, dass die auf 1 s normierten Kalibrationsfaktoren leicht voneinander abweichen und des weiteren auch ein Integrationszeit abhängiges Rauschen auftritt. Abbildung 3.8 zeigt die Abhängigkeit des gemessenen Nettosignals (Messsignal abzüglich des Dunkelsignals) von der Integrationszeit. Für die verwendeten Integrationszeiten von bis zu 700 ms zeigt sich, dass Linearität angenommen werden kann.

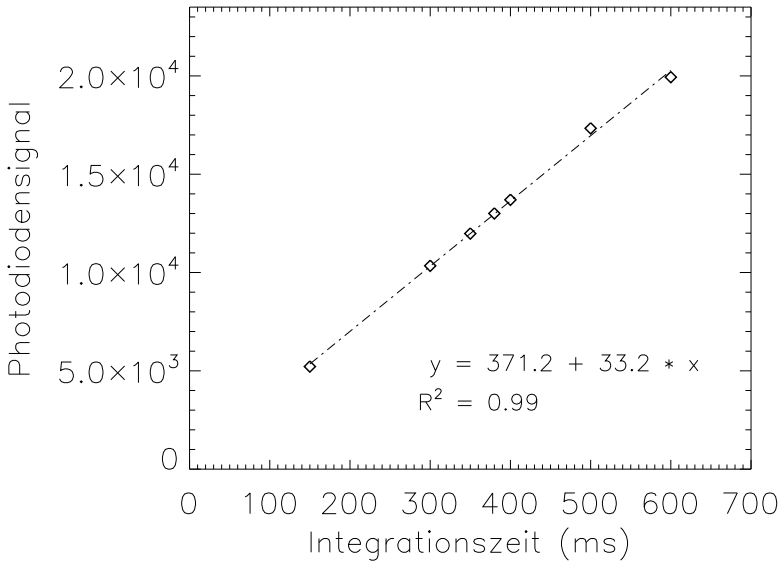


Abbildung 3.8: Abhängigkeit des gemessenen Photodiodensignals einer konstanten Strahlungsquelle von der Integrationszeit für eine Wellenlänge von 1500 nm (Diamantsymbole), sowie lineare Regression (gestrichelte Linie).

(iii) Cosinuscharakteristik

Im Idealfall erfüllt ein Irradianz-Einlass die folgende Bedingung:

$$F(\theta_i) = F_{\mathrm{dir}} \cdot \cos\theta_i \,, \tag{3.3}$$

das heißt, der Abschwächung der Irradianz F in Abhängigket vom Cosinus des Zenitwinkels der einfallenden, direkten Strahlung. Diese Bedingung wird allerdings von den Einlässen in der Regel nicht erfüllt, wie in Abbildung 3.9 exemplarisch für den optischen Irradianz-Einlass VN4 gezeigt. Es zeigt sich ein lokales Minimum bei 0°, welches durch die kegelförmige Blende innerhalb des Irradianz-Einlasses verursacht wird. Die Maxima bei ±15° entstehen dadurch, dass Strahlung die mit $\theta_{\mathrm{i}} = 15°$ einfällt, an der Wand der kegelförmigen Blende entlang laufen kann, da diese 15° Neigungswinkel hat. Nach nur zwei Reflexionen, eine an der Ku-

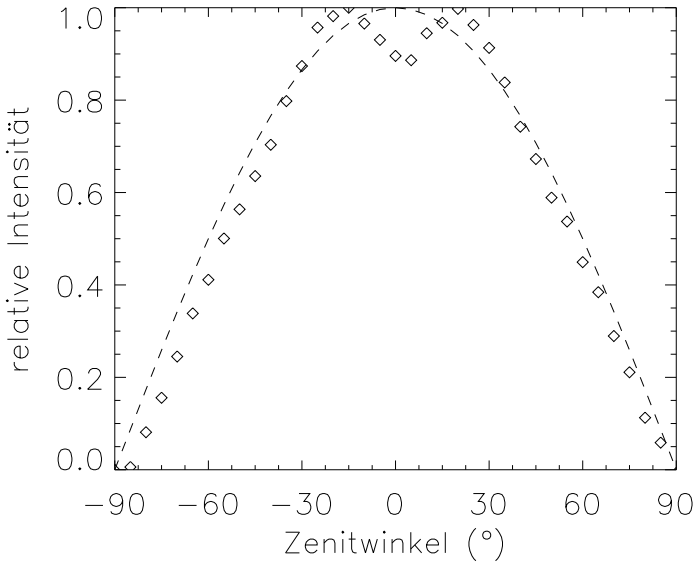


Abbildung 3.9: Gemessene Cosinuscharakteristik des optischen Irradianz-Einlasses VN4 (Diamantsymbole) sowie theoretische Cosinuscharakteristik (gestrichelte Linie).

gel, die zweite an der Unterseite des Kegels, gelangt Strahlung mit diesem Einfallswinkel in die Austrittsöffnung (Crowther, 1997; Kindel et al., 2010). Da dies nicht dem optimalen Cosinusverlauf entspricht, wird zusätzlich zur Absolutkalibrierung eine Korrektur der abweichenden Cosinuscharakteristik angewandt. Die Cosinuskorrekturfunktion für den direkten Strahlungsanteil $f_{\cos}(\lambda, \theta_\mathrm{i})$ ist definiert als:

$$f_{\cos}(\lambda, \theta_\mathrm{i}) = \left[\frac{F_\lambda(\theta_\mathrm{i})}{F_\lambda(\theta_\mathrm{i} = 0) \cdot \cos\theta_\mathrm{i}}\right]^{-1} . \tag{3.4}$$

Für die Cosinuskorrektur des diffusen Strahlungsanteils wird die diffuse Cosinuskorrekturfunktion $f_{\mathrm{diff}}(\lambda)$ bestimmt über räumliche Mittelung der direkten Cosinuskorrekturfunktion $f_{\cos}(\lambda, \theta_\mathrm{i})$. Dies geschieht mittels Integration über den Zenitwinkel θ_i der einfallenden Strahlung entsprechend:

$$f_{\mathrm{diff}}(\lambda) = 2 \cdot \int_0^{90^\circ} f_{\cos}(\lambda, \theta') \cdot \sin\theta' \cdot \cos\theta' \mathrm{d}\theta' . \tag{3.5}$$

Mit Hilfe dieser Korrekturfunktionen, sowie einem Faktor d_g, der das direkt-zu-diffus Verhältnis der Strahlung angibt, kann die gemessene Irradianz abschließend berechnet werden:

$$\begin{aligned} F_\lambda = {} & [1 - d_\mathrm{g}(\lambda)] \cdot W_{\mathrm{meas,netto}}(\lambda) \cdot f_{\mathrm{irrad}}(\lambda) \cdot f_{\cos}(\lambda, \theta) \\ & + d_\mathrm{g}(\lambda) \cdot W_{\mathrm{meas,netto}}(\lambda) \cdot f_{\mathrm{irrad}}(\lambda) \cdot f_{\mathrm{diff}}(\lambda) . \end{aligned} \tag{3.6}$$

Hierbei ist $W_{\mathrm{meas,netto}}$ das zu kalibrierende Messsignal, von dem zuvor das Dunkelsignal subtrahiert wurde. Für die Wellenlängen des VIS Spektrometers wird das gemittelte, gemessene Signal bei $\lambda = 220{-}280\,\mathrm{nm}$ als Dunkelsignal angenommen, da die Strahlungsquellen zur Kalibration in diesem Wellenlängenbereich nicht emittiert. Die Messungen des Dunkelstroms des NIR Spektrometers erfolgt zeitnah zu den Messungen, wie zuvor beschrieben. Das direkt-zu-diffus Verhältnis d_{g} wird anhand von Simulationen mit entsprechenden Aerosolbedingungen abgeschätzt.

(iv) Radiometrische Kalibrierung der Radianz

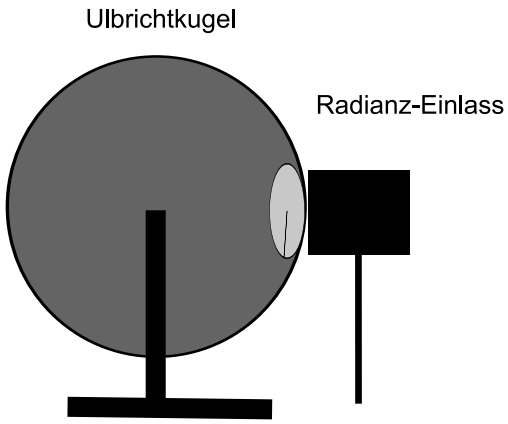


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung der radiometrischen Kalibrierung der Radianz mittels Ulbrichtkugel.

Die radiometrische Kalibrierung der Radianz erfolgt mittels einer diffusen Strahlungsquelle. Der Radianz-Einlass des Messsystems wird dabei zentral vor die Öffnung einer zertifizierten Ulbrichtkugel des Typs UMBB-500 der Firma *Gigahertz-Optik* positioniert, so dass das gesamte Blickfeld des Sensors homogen bestrahlt wird (Abbildung 3.10). Streulicht wird durch eine Verdunkelung der Kalibrieranordnung minimiert. Das Dunkelsignal des VIS Spektrometers wird über eine Dunkelmessung ermittelt. Dazu wird der Radianz-Einlass mit einem schwarzen Tuch verdeckt. Nach Abzug des Dunkelsignals wird der Kalibrierfaktor entsprechend Gleichung (3.7) bestimmt:

$$f_{\mathrm{rad,uli}}(\lambda) = \frac{I_{\mathrm{uli},\lambda}}{W_{\mathrm{rad,netto,cal}}(\lambda)}\,. \tag{3.7}$$

Hierbei ist $I_{\mathrm{uli},\lambda}$ die Radianz der Ulbrichtkugel nach Herstellerangaben und $W_{\mathrm{rad,netto,cal}}(\lambda)$ das gemessene Netto-Rohsignal. Abbildung 3.11 zeigt die radiometrischen Kalibrierfaktoren der Radianz. Ebenso wie bei den Faktoren der radiometrischen Kalibrierung der Irradianz, ist auch hier wiederum die spektrale Abhängigkeit der Kalibrierfaktoren ersichtlich. Die spektrale Form wird durch die spektrale Signatur der Strahlungsquelle, sowie die spektralen

Absorptionseigenschaften der Lichtleiter und der im optischen Einlass verwendeten BK7 Linse beeinflusst.

Analog zur Kalibrierung der Irradianz, erfolgt bei der Radianz eine Transferkalibrierung.

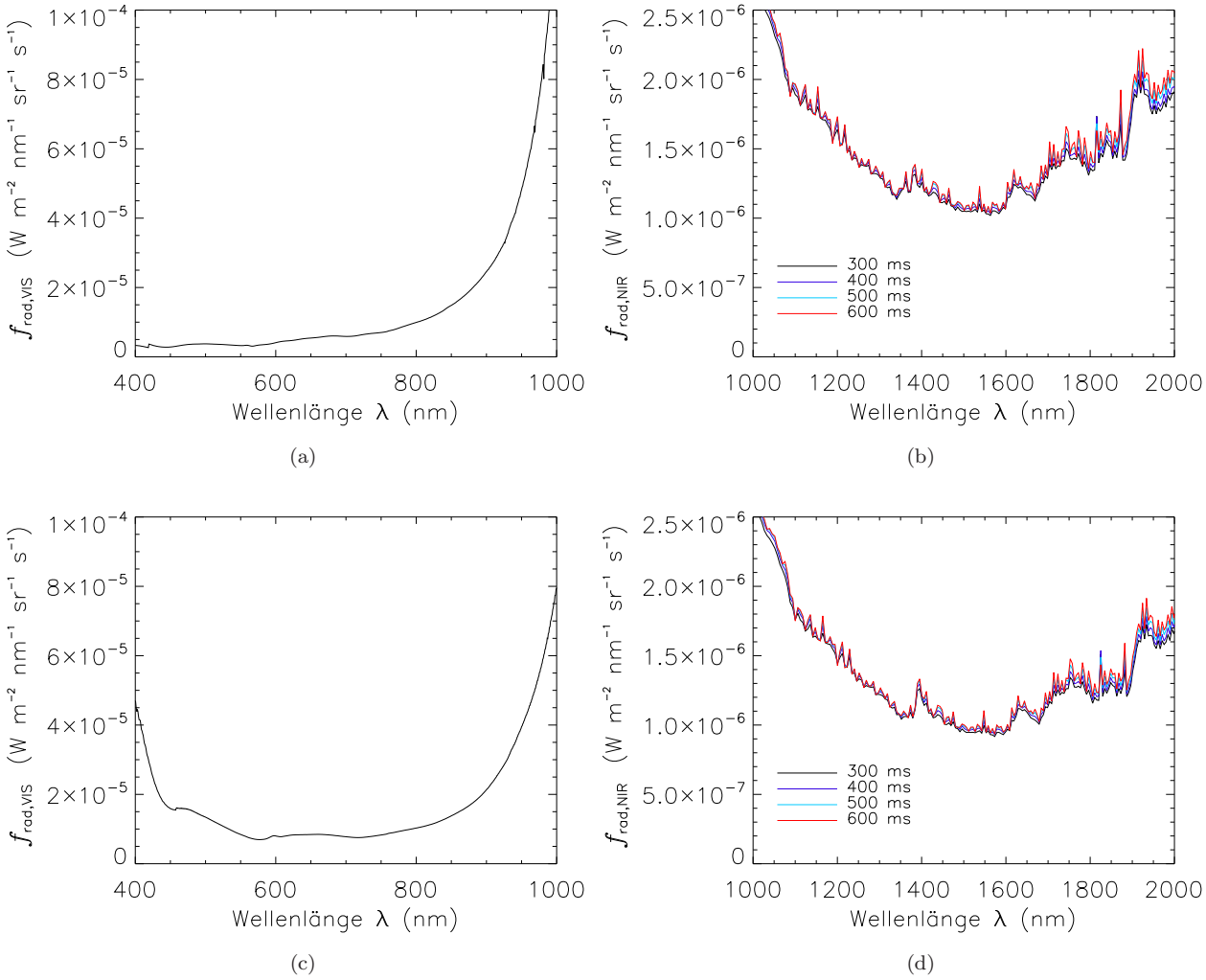


Abbildung 3.11: Faktoren der radiometrischen Kalibrierung der Radianzmessung in Leipzig 2007 (a und b), sowie Zhongshan 2009 (c und d). Links dargestellt für das VIS Spektrometer für 1000 ms Integrationszeit, rechts für verschiedene Integrationszeiten des NIR Spektrometer normiert auf 1000 ms.

3.1.5 Messunsicherheit der Spektrometersysteme

Mehrere Quellen tragen zur Ungenauigkeit der Messungen von Radianz und Irradianz mit dem SMART-Albedometer bei. Dazu zählen einerseits Unsicherheiten, die den Spektrometern zugeordnet werden können (Spektrometerunsicherheit), wie das Rauschen der Photodiodenzeilen und die Wellenlängenzuordnung mit ca 0.5 % für alle Wellenlängenbereiche. Das Rauschen wurde für eine konstante Lichtquelle bestimmt in dem die

mittlere absolute relative Abweichung der Einzelmessungen vom entsprechenden Mittelwert bestimmt wurde. Durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung dieser beiden unabhängigen Unsicherheiten ergeben sich für die Irradianz Spektrometerunsicherheiten von 1.1-10 % und für Radianzmessungen eine Spektrometerunsicherheit von 1.6-10 %. Die Unsicherheit des Dunkelsignals wurde auf gleichem Wege ermittelt und beträgt $1.1 - 1.6$ %. Andererseits können folgende Unsicherheiten der Kalibration zugeordnet werden: Genauigkeit des Kalibrationsstandards (1000 W Lampe, Ulbrichtkugel), Cosinuskorrektur der Irradianz, Unsicherheit durch Umbau des SMART-Albedometers zwischen Laborkalibration und Feldmessung (Transferkalibration).

		Relative Messunsicherheit (%)		
	Fehlerquelle	λ **= 400-1000 nm**	λ **= 1000-1800 nm**	λ **= 1800-2100 nm**
$F_\lambda^\uparrow$	Spektrometerunsicherheit	1.1	1.6	10
	Dunkelsignal	1.1	1.5	1.5
	Kalibrationslampe	1	3	3
	Cosinuskorrektur	1.5	1.5	1.5
	Transferkalibration	2	2	2
	Total	**3.1**	**4.5**	**10.8**
$I_\lambda^\uparrow$	Spektrometerunsicherheit	1.6	1.6	10
	Dunkelsignal	1.6	1.6	1.6
	Ulbrichtkugel	6	9	10
	Transferkalibration	2	2	2
	Total	**6.6**	**9.5**	**14.4**

Tabelle 3.2: Relative Messunsicherheit der Radianz- und Irradianzmessungen (in %) mit dem SMART-Albedometer.

Die zweite Gruppe von Messunsicherheiten betrifft die Kalibration des Spektrometers. Die Genauigkeit der Kalibrationsstandards , zurückführbar auf Standards des **N**ational **I**nstitute of **S**tandards and **T**echnology (NIST), entsprechen den Herstellerangaben. Die verwendeten 1000 W Lampen haben demnach einen wellenlängenabhängigen Fehler von 1 % im sichtbaren Bereich des Spektrums und 3 % bei 2000 nm. Die Genauigkeit der Ulbrichtkguel wird mit 6.0-10.0 % zwischen 650 nm und 2100 nm angegeben. Die Messunsicherheit aufgrund der Transferkalibration wird in den Arbeiten von Bierwirth (2008), Ehrlich (2009) und Eichler (2009) mit bis zu 2 % für Wellenlängen > 400 nm angegeben. Sie bestimmten anhand mehrerer Transferkalibrationen während einer Messperiode die Unsicherheit dieser, mittels Mittelwert und Standardabweichung. Aufgrund der direkt aufeinander folgenden Messflüge, wurde bei den in dieser Arbeit verwendeten Daten jeweils nur eine Transferkalibration durchgeführt. Daher wird der Fehler der Transferkalibration auf 2 % geschätzt. Die Unsicherheit

der Cosinuskalibration folgt aus der Unsicherheit in der Kalibrationsanordnung zur Charakterisierung der Cosinusabhängigkeit des optischen Einlasses. Bei Drehung des optischen Einlasses entsprechend der Zenitwinkel resultiert eine Falschausrichtung des Drehtisches um $\pm 0.2°$ in einem Fehler von etwa 1.5 %.
Alle Fehlerquellen werden als unabhängig angenommen, so dass der gesamte wellenlängenabhängige Messfehler mittels Gaußscher Fehlerfortpflanzung berechnet werden kann. Die gesamte, relative Messunsicherheit der aufwärtsgerichteten, spektralen Irradianz beträgt 3.1 % für $400 - 1000$ nm, 4.5 % für $1000 - 1800$ nm und 10.8 % für $1800 - 2100$ nm. Die Messunsicherheit der aufwärtsgerichteten, spektralen Radianz beträgt 6.6 % für $400 - 1000$ nm, 9.5 % für $1000 - 1800$ nm und 14.4 % für $1800 - 2100$ nm. Die Unsicherheit der einzelnen Fehlerquellen sowie der Gesamtfehler sind in Tabelle 3.2 gelistet.

3.2 Weitere bodengebundene Messgeräte

Die für die Strahlungsübertragungsrechnungen verwendete optische Dicke von Aerosolpartikeln τ, Einfachstreualbedo $\tilde{\omega}$ und Asymmetrieparameter g, wurden mittels bodengebundener Messinstrumente bestimmt. Diese werden in den folgenden Kapiteln vorgestellt.

3.2.1 Sonnenphotometer

Das Grundprinzip eines Sonnenphotometers basiert auf der Messung der spektralen Extinktion der direkten, solaren Strahlung entsprechend des Bouguer-Lambert-Beer Gesetzes (Holben et al., 1998). Je nach Bauart unterscheiden sich die verschiedenen Sonnenphotometer jedoch hinsichtlich ihrer spektralen Auflösung und gegebenenfalls zusätzlicher Messmöglichkeiten.
Während der Messkampagne in Leipzig wurden Messungen mit dem *Cimel* CE318-1 Sonnenphotometer am Leibniz Institut für Troposphärenforschung (IfT) in Leipzig (51.35° N, 12.44°O, 125 m NN.) durchgeführt. Es ist Teil des AERONET Verbunds (Holben et al., 1998). Für die Messkampagne in Zhongshan wurden zwei verschiedene Sonnenphotometer in Zhongshan installiert. Hierbei handelt es sich zum einen um ein Sonnenphotometer des Typs SP1A05 der Firma *Dr. Schulz & Partner GmbH*, betrieben durch das IfT, und zum anderen um ein *Cimel* CE318-2 des Institutes of Remote Sensing Applications (IRSA) der Chinesischen Akademie der Wissenschaften.

(i) *Cimel* CE318
Das *Cimel* CE318 ist ein automatisches, der Sonne folgendes, Photometer. Es misst die Radianz des direkten, sowie diffusen Anteils der solaren Strahlung. Auf diese Weise können mit einem Photometer Wasserdampf, Ozon und Aerosoleigenschaften der Atmo-

sphärensäule bestimmt werden. Aus den Messungen können neben der optischen Dicke von Aerosolpartikeln auch Einfachstreualbedo und Asymmetrieparameter abgeleitet werden. Der Öffnungswinkel des CE318 beträgt 1.2°. Das Standardmodell CE318-1 hat fünf Filter zur Messung bei 440, 670, 870, 936 und 1020 nm mit einer Halbwertsbreite von 10 nm. Das CE318-2, geeignet für Polarisationsmessungen, hat acht Filter, so dass zusätzlich polarisierte Strahlung bei 870 nm gemessen werden kann.

(ii) *Schulz* SP1A05
Das SP1A05 Sonnenphotometer der *Dr. Schulz & Partner GmbH* ist ein automatisches, der Sonne folgendes Photometer zur Messung der Radianz des direkten Anteils solarer Strahlung. Abgeleitete Größe ist die optische Dicke von Aerosolpartikeln der Atmosphärensäule. Insgesamt 18 Filter ermöglichen die Messung bei 18 Wellenlängen zwischen 353 und 1064 nm mit einer Halbwertsbreite von $3 - 10$ nm. Der Öffungswinkel des SP1A05 beträgt 1°.

3.2.2 Light Detection And Ranging - LIDAR

LIght **D**etection **A**nd **R**anging (LIDAR) ist ein Messprinzip welches auf der Emission von gepulsten Laser Signalen und der Detektion des an atmosphärischen Partikeln zurückgestreuten Signals basiert. Ein kurzer, hoch energetischer Laserpuls wird emittiert und in verschiedenen Entfernungen an vorhandenen Gasmolekülen und Aerosol- oder Wolkenpartikeln gestreut. Der zurückgestreute Anteil des Laserpulses wird mittels eines Empfangsteleskops detektiert. Aus der Laufzeit des Lasersignals wird die Entfernung zum Ort der Streuung bestimmt. Somit eignet sich das LIDAR zur hochaufgelösten Detektion von Aerosolschichten. Zudem kann mit LIDAR-Systemen, die mehrere Wellenlängen aussenden, die Größenverteilung der atmosphärischen Partikel abgeleitet werden.
Das Mini-Ramanlidar *Polly*$^{\mathrm{XT}}$ (Althausen et al., 2009) misst Rückstreukoeffizienten bei drei Wellenlängen (355, 532, 1064 nm), sowie Extinktionskoeffizienten b_{ext} bei zwei Wellenlängen (355 und 532 nm) und die Depolarisation der Strahlung an atmosphärischen Partikeln. Der Festkörperlaser hat eine Wiederholrate des Laserpulses von 20 Hz, mit einer Energie pro Laserpuls von 450 mJ bei 1064 nm. Die Kristalle zur Frequenzverdopplung und Frequenzverdreifachung ermöglichen eine simultane Emission von Laserimpulsen bei 355, 532 und 1064 nm. Die transmittierte Energie beträgt 180 mJ bei 1064 nm, 110 mJ bei 532 nm und 60 mJ bei 355 nm. Der Hauptspiegel des Empfangsteleskops hat einen Durchmesser von 300 mm und eine Brennweite von 900 mm, der sekundäre Spiegel ist ein elliptischer Spiegel mit Achsenlängen von 76.2 und 107.8 mm. Der Öffnungswinkel des Empfängers ist 0.06°.
Eine ausführliche Beschreibung des LIDAR-Prinzips geben unter anderem Althausen et al. (2000), Engelmann (2003) und Rhone (2004).

3.3 Satellitendaten

3.3.1 Das Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer

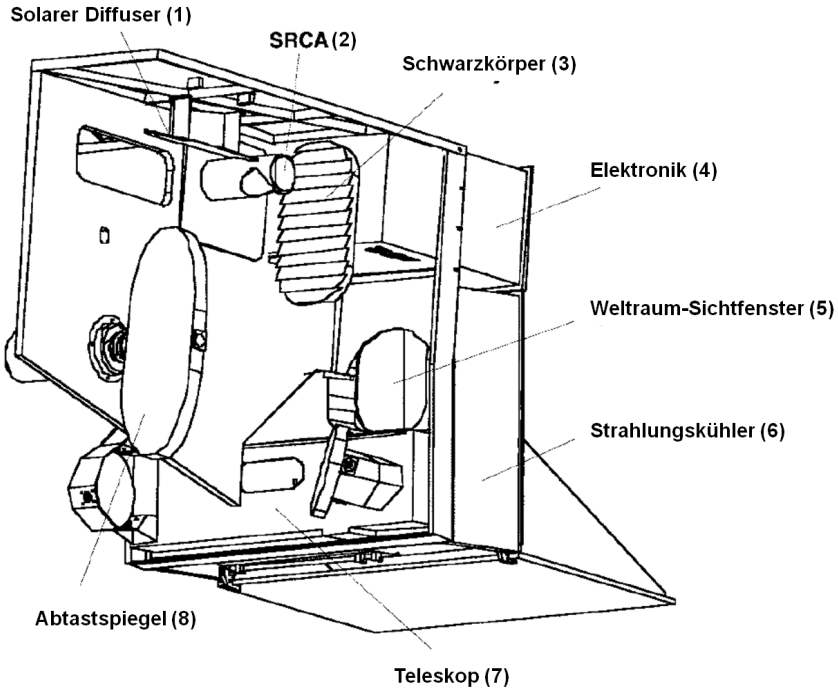


Abbildung 3.12: MODIS Subsysteme: (1) Solarer Diffuser, (2) spektraler radiometrischer Kalibrationsaufbau (engl. *Spectral Radiometric Calibration Assembly*, SRCA), (3) Schwarzkörper, (4) Elektronik, (5) Weltraum-Sichtfenster, (6) Strahlungskühler, (7) Teleskop und (8) Abtastspiegel. Abbildung adaptiert aus Barnes et al. (1998).

Das **MOD**erate resolution **I**maging **S**pectroradiometer (MODIS) ist ein satellitengetragenes Spektrometersystem auf den Satelliten Terra und Aqua (Barnes et al., 1998; Xiong and Barnes, 2006). Die Messungen mit MODIS decken den gesamten Globus innerhalb von zwei Tagen mit einer räumlichen Auflösung von 250 m, 500 m und 1000 m ab. Des weiteren ist der dynamische Bereich und die spektrale Abdeckung dahingehend ausgelegt, ein weites wissenschaftliches Interessengebiet zum Thema Land, Ozean, sowie trophosphärische und stratosphärische Phänomene zu bedienen (Salomonson et al., 1989). Die Bilderfassung erfolgt mit Hilfe eines rotierenden Abtastspiegels [Abbildung 3.12 (8)], der sukzessive die Pixel quer zu einem breiten Streifen am Erdboden erfasst. Zudem wird mit Hilfe des Abtastspiegels die zeitnahe Kalibration ermöglicht. Die Energie, die von den beiden Spiegelseiten reflektiert wird, wird durch ein afokales Teleskop [Abbildung 3.12 (7)] gesammelt und im Anschluss durch drei Strahlteiler spektral zerlegt. Anschließend wird die Strahlungsenergie

Band	Bandbreite (nm)	Verwendung
1	620 – 670	Land/Wolken/Aerosol
2	841 – 876	Begrenzungen
3	459 – 479	Land/Wolken/Aerosol
4	545 – 565	Eigenschaften
5	1230 – 1250	
6	1628 – 1652	
7	2105 – 2155	
8	405 – 420	Meeresfarbe/
9	438 – 448	Phytoplankton/
10	483 – 493	Biochemie
11	526 – 536	
12	546 – 556	
13	662 – 672	
14	673 – 683	
15	743 – 753	
16	862 – 877	
17	890 – 920	Atmosphärischer
18	931 – 941	Wasserdampf
19	915 – 965	
Band	Bandbreite (µm)	Verwendung
20	3.660 – 3.840	Oberfläche/Wolke
21	3.929 – 3.989	Temperatur
22	3.929 – 2.989	
23	4.020 – 4.080	
24	4.433 – 4.498	Atmosphärische
25	4.482 – 4.549	Temperatur
26	1.360 – 1.390	Cirrus Wolken
27	6.535 – 6.895	Wasserdampf
28	7.175 – 7.475	
29	8.400 – 8.700	Wolkeneigenschaften
30	9.580 – 9.880	Ozon
31	10.780 – 11.280	Oberfläche/Wolke
32	11.770 – 12.270	Temperatur
33	13.185 – 13.485	Höhe der
34	13.485 – 13.785	Wolkenobergrenze
35	13.785 – 14.085	
36	14.085 – 14.385	

Tabelle 3.3: Auflistung der 36 spektralen Bänder von MODIS sowie deren primärer Anwendungsbereich.

durch vier Brechungsobjektive auf vier Brennebenenanordnungen geleitet. Ausgangssignale dieser Brennebenenanordnungen werden auf 12-bit Genauigkeit digitalisiert, prozessiert, komprimiert und an die Empfangsstationen gesendet (Barnes et al., 1998). Wie in Abbildung 3.12 gezeigt, besteht MODIS aus mehreren Subsystemen. Zu den erwähnten Kalibrationselementen gehören (1) der solare Diffusor, welcher die einfallende solare Strahlung diffus reflektiert, (2) der spektrale, radiometrische Kalibrationsaufbau (engl. ***S**pectral **R**adiometric **C**alibration **A**ssembly*, SRCA), welcher die Überwachung der spektralen, räumlichen und radiometrischen Effizienz ermöglicht, (3) der Schwarzkörper, welcher nicht im sichtbaren Energiebereich reflektiert und Schwarzkörpertemperatur für die thermischen Bänder von MODIS ausstrahlt. Zusätzlich zum Schwarzkörper ist der Weltraum ebenfalls im Sichtfeld des Spiegels [Abbildung 3.12 (5)], wodurch die thermischen Bänder mit Hilfe von zwei Fixpunkten (Schwarzkörper und Weltraum) kalibriert werden. MODIS detektiert die reflektierte und emittierte Strahlung in 36 spektralen Bändern von $0.4 - 14.4\,\mu m$ (Tabelle 3.3). Die Pixelkanten in Nadir-Blickrichtung betragen 250 m (Band 1 und 2), 500 m (Band 3-7) und 1 km (Band 8-36). Die Schwadbreite von MODIS ist 2330 km, bedingt durch den Orbit der MODIS-Satelliten auf 705 km und einem Abtastwinkel von $\pm 55°$. Terras Umlaufbahn ermöglicht eine Nord-Süd Überquerung des Äquators am Morgen, Aqua überquert den Äquator am Nachmittag von Süd nach Nord.
Ausgehend von den Messungen der aufwärts gerichteten Strahlung am Oberrand der Atmosphäre können verschiedene Parameter abgleitet werden (siehe Tabelle 3.3). Im Rahmen dieser Arbeit wird der operationelle Aerosolalgorithmus C005 über Land verwendet, welcher in Kapitel 5.1 vorgestellt wird.

3.4 Messkampagnen

Alle Daten, die in dieser Arbeit Verwendung finden, wurden während zweier Messkampagnen gewonnen, die im Rahmen des DFG Schwerpunktprogramms SPP1233 „Megacities Megachallenge - Informal Dynamics of Global Change“ durchgeführt wurden. Ziel des interdisziplinären Schwerpunktprogramms ist das Verständnis der Dynamiken des Globalen Wandels, der Mega-Urbanisierung sowie die in diesem Rahmen auftretenden informellen Phänomene (http://www.megacities-megachallenge.org, 2011).
Das Ziel der Messkampagnen war die Untersuchung des Einflusses der Unsicherheit der Bodenreflektivität von urbanen Oberflächen auf die Aerosolableitung aus MODIS Daten, sowie die Charakterisierung der spektralen Bodenalbedo und -reflektivität von urbanen Flächen mittels Messungen mit dem flugzeuggetragenen Spektrometersystem SMART. Die Messkampagnen fanden bei wolkenlosen Bedingungen in den Jahren 2007 in Leipzig, sowie 2009 in Zhongshan statt und werden im weiteren Verlauf des Kapitels näher beschrieben.

3.4.1 Leipzig 2007

Im September 2007 fand in Leipzig die erste Messkampagne im Rahmen dieser Arbeit statt. Neben der flugzeuggetragenen, spektralen Messungen der reflektierten Radianz und Irradianz, wurden am Leibniz Institut für Troposphärenforschung in Leipzig (IfT, 51.35° N, 12.44° O, 125 m NN.) die optische Dicke von Aerosolpartikeln mittels Sonnenphotometer und das vertikale Extinktionsprofil mittels LIDAR (*Polly*$^{\mathrm{XT}}$) bestimmt. Ergänzend fanden Radiosondenaufstiege zur Messung der vertikalen Profile von Temperatur ϑ_{C}, Taupunkttemperatur ϑ_{D} und Luftdruck p statt. Eine Übersicht der flugzeuggetragenen und bodengebundenen Instrumente sowie die Art der erfassten Daten sind in Tabelle 3.4 dargestellt.

Instrument	Typ	verwendete Messgröße
SMART	Spektrometersystem (Flugzeug)	$F_\lambda^\uparrow$, $I_\lambda^\uparrow$, 400-2100 nm
MS4100 CIR	CCD Kamera (FWHM 40-60 nm)	-
Cimel CE 318-1	Automatisches Sonnenphotometer	τ, $\tilde{\omega}$, g
Polly$^{\mathrm{XT}}$	LIDAR	$b_{\mathrm{ext}}(z)$
Radiosonde	Radiosonde	ϑ_{C}, ϑ_{D}, p

Tabelle 3.4: Übersicht der Messgeräte in Leipzig 2007.

Das Forschungsflugzeug des Typs Partenavia P68B, betrieben von der Firma *enviscope GmbH* war am Flugplatz Halle/Oppin, nordwestlich der Stadt Leipzig, stationiert. Abbildung 3.13 zeigt die optischen Radianz- und Irradianz-Einlässe an der Rumpfunterseite des Messflugzeugs.

(a) (b)

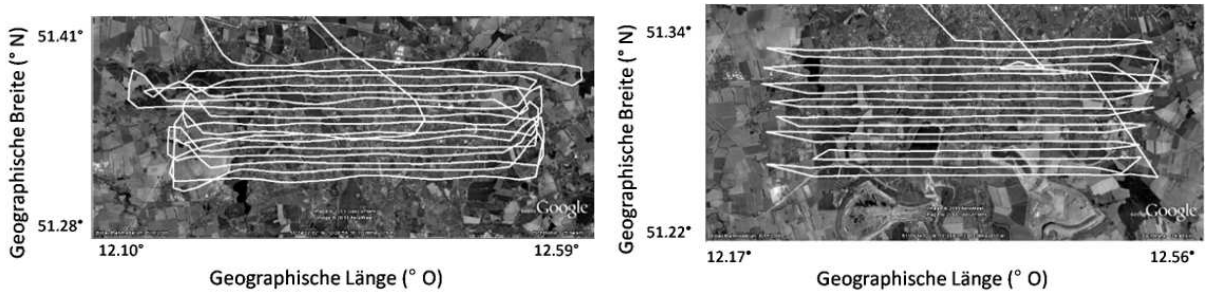
Abbildung 3.13: Fotografien der optischen Einlässe für Radianz $I_\lambda^\uparrow$ (Links) und Irradianz $F_\lambda^\uparrow$(Mitte) sowie der abbilden Kamera (Rechts) (a) und deren Position am Messflugzeug (b).

Aufgrund günstiger, wolkenfreier Wettersituation fanden die Messflüge am 23. und 24. September 2007 statt (siehe Tabelle 3.5). Die Messungen wurden in einer Höhe von 500-650 m über Grund bei einer Fluggeschwindgkeit von 60 m s^{-1} durchgeführt.

Flugnummer	Datum	Zeit (hh:mm UTC)	Flughöhe (m über Grund)
1	23.09.2007	08:33 - 10:34	500
2	23.09.2007	13:00 - 15:40	500
3	24.09.2007	08:10 - 10:12	650
4	24.09.2007	12:10 - 14:20	650

Tabelle 3.5: Übersicht der Messflüge 2007 im Rahmen des MEGACITIES Projekts.

Das Flugmuster der Messflüge wurde derart gewählt, dass das gesamte Stadtgebiet von Leipzig sowie angrenzende Bereiche in einem 16 km x 16 km Gebiet erfasst wurden (Abbildung 3.14). Auf diese Weise wurde sichergestellt, dass die Reflektivität und Albedo verschiedenster Untergründe des städtischen Umfeldes gemessen wurden, um eine Abschätzung der Variabilität der Reflexionsspektren zu ermöglichen. Der Abstand zwischen zwei Flugbahnen innerhalb des Flugmusters betrug etwa 300 m, die Bodenprojektion der Radianzmessung 20 m quer zur Flugrichtung und $80 - 240$ m entlang der Flugrichtung in Abhängigkeit von Integrationszeit während der Messung und Fluggeschwindigkeit (Abbildung 3.15). Es existiert somit keine vollständig flächendeckende Messung. Sie ist jedoch ausreichend um die Heterogenität der Oberfläche widerzuspiegeln.



(a) (b)

Abbildung 3.14: Flugmuster des ersten (a) und zweiten (b) Messfluges am 23. September 2009. Die Flüge am 24. September deckten das gleiche Gebiet in der gleichen Art ab.

Eine möglichst niedrige Flughöhe ermöglicht die besten Voraussetzungen für die Atmosphärenkorrektur (Wendisch et al., 2004) der gemessenen Reflektivität und Albedo zur Bestimmung der Bodenreflektivität bzw. -albedo.

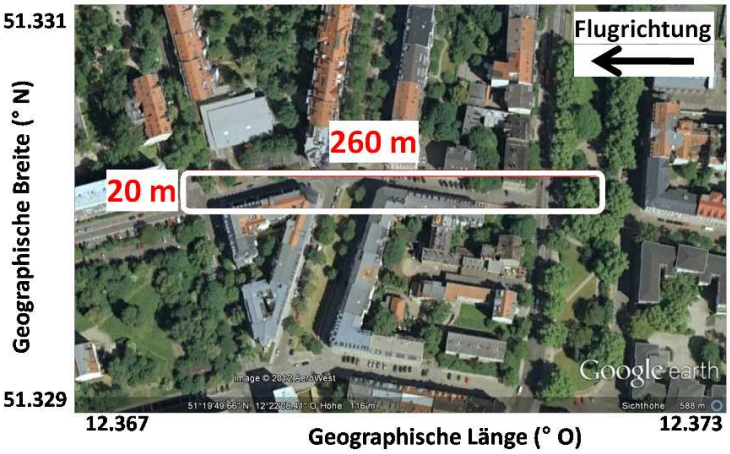


Abbildung 3.15: Exemplarische Darstellung der Bodenprojektion der Radianzmessung für Leipzig.

Die für die Atmosphärenkorrektur verwendeten Eingangs-Variablen, vertikales Extinktionsprofil (*Polly*^{XT}), optische Dicke von Aerosolpartikeln der Atmosphären-Säule (CE318-1) und Vertikalprofil von Temperatur, Luftdruck und Luftfeuchte (Radiosonde) wurden simultan zu den Messflügen bestimmt. Abbildung 3.16 (a) zeigt den spektralen Verlauf der zeitlich gemittelten optischen Dicke von Aerosolpartikeln τ für den Vor- bzw. Nachmittag des 23.09.2007 sowie den 24.09.2007. Die vertikalen Balken geben hierbei die entsprechende Standardabweichung an. Diese ist für die Nachmittagsmessung größer, wie an den größeren

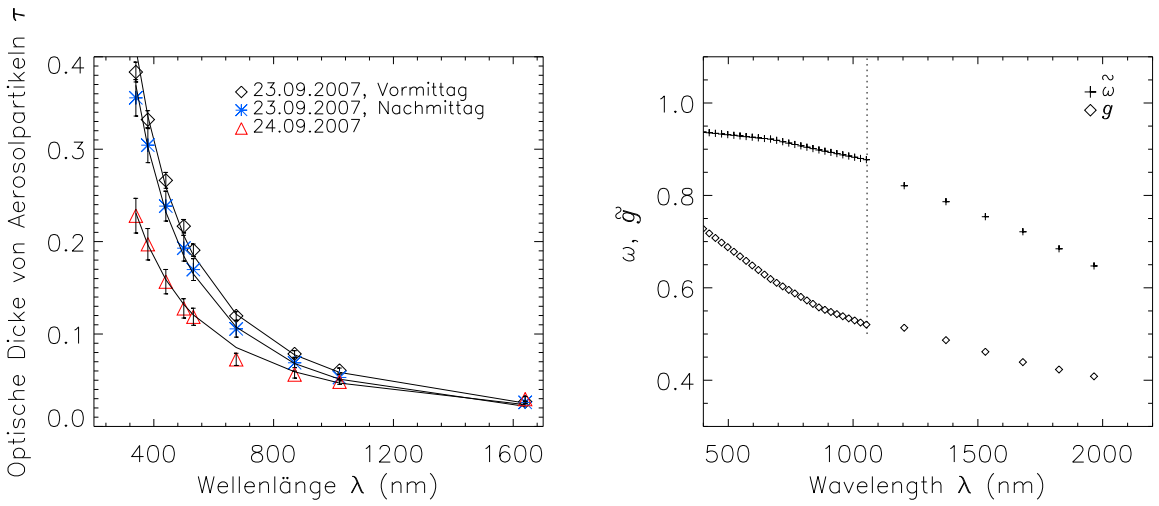


Abbildung 3.16: (a) Zeitlich gemittelter spektraler Verlauf der optischen Dicke von Aerosolpartikeln, gemessen an der AERONET Station IfT, Leipzig am Vormittag (schwarzes Rautensymbol) bzw. Nachmittag (blaues Sternsymbol) des 23.09.2007, sowie am 24.09.2007 (rotes Dreieckssymbol). (b) Spektraler verlauf des Asymmetrieparameters g und der Einfachstreualbedo $\tilde{\omega}$. Links der gestrichelten, vertikalen Linie sind Sonnenphotometermessungen gezeigt, rechts der gestrichelten Linie angepasste Tabellenwerte aus d'Almeida et al. (1991).

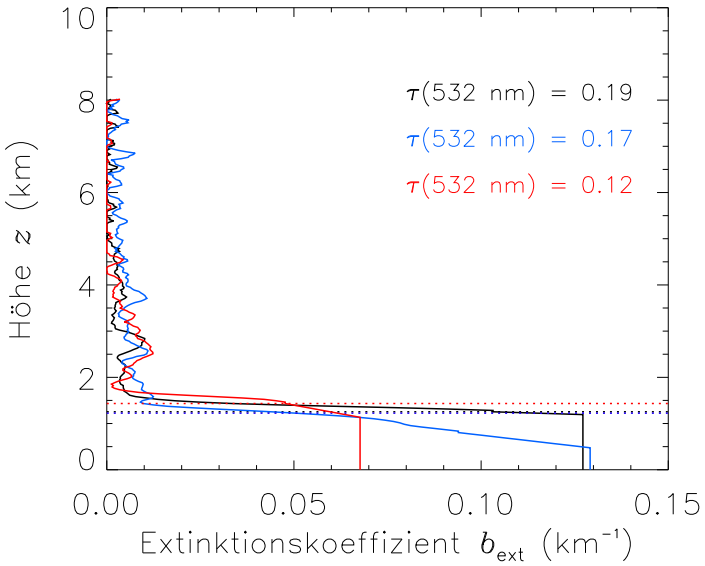


Abbildung 3.17: Profile der Extinktion bei 532 nm für den Messflug am Vormittag (schwarz) und Nachmittag (blau) des 23.09.2007, sowie am 24.09.2007 (rot). Die Werte unterhalb der gestrichelten Linie entsprechen einer Extrapolation des LIDAR-Profils bis auf Bodenniveau um den Sonnenphotometer-Wert der optischen Dicke von Aerosolpartikeln bei 532 nm zu erreichen.

Balken zu sehen. Die Abbildungen zeigen den exponentiellen Abfall der optischen Dicke der Aerosolpartikel mit zunehmender Wellenlänge. Die Regressionskurve wurde mittels der Ångström-Formel, Gleichung (2.27), bestimmt. Die Ångströmexponenten betragen $\alpha_{Å} = 1.77$ am Vormittag des 23.09.2007, $\alpha_{Å} = 1.80$ am Nachmittag und $\alpha_{Å} = 1.45$ am 24.09.2007. Es zeigt sich somit eine leichte Abnahme des Ångströmexponenten vom 23. zum 24.09.2007. Dies deutet darauf hin, dass am 24.09. größere Partikel einen größeren Beitrag zur optischen Dicke der Aerosolpartikel liefern als am Tag zuvor. In Abbildung 3.16 (b) ist der spektrale Verlauf der Einfachstreualbedo $\tilde{\omega}$ und des Asymmetrieparameters g exemplarisch für den 23.09.2007 dargestellt. Die vertikale, gestrichelte Linie trennt Sonnenphotometermessungen ($\lambda < 1056$ nm) von angepassten Tabellenwerten ($\lambda > 1056$ nm). Für beide Parameter ist eine Abnahme mit zunehmender Wellenlänge zu sehen. Die Einfachstreualbedo $\tilde{\omega}$ nimmt von 0.94 auf 0.87 ab für $\lambda < 1056$ nm, der Asymmetrieparameter g zeigt eine Abnahme von 0.79 auf 0.53 für $\lambda < 1056$ nm.

Abbildung 3.17 zeigt das vertikale Extinktionsprofil gemessen in Leipzig am Vormittag (schwarz) bzw. Nachmittag (blau) des 23.09.2007, sowie am 24.09.2007 (rot). Die gestrichelte Linie in der Abbildung zeigt die minimale Messhöhe des LIDARs an. Diese ist bedingt, durch die Überlappung der Öffnungswinkel von Laserquelle und Empfangsteleskop. Die Werte unterhalb dieser Höhe wurden extrapoliert. Da keinerlei Informationen über die vertikale Verteilung der Aerosolpartikel in Höhen niedriger als 1000 m vorlagen, wurde angenommen, dass die Atmosphäre in den unteren Schichten gut durchmischt ist, was

einem mit der Höhe konstanten Extinktionskoeffizienten entspricht, mit anschließender linearer Abnahme mit der Höhe. Konstanter Anteil und linear abnehmender Anteil wurden dabei variiert, bis das Integral des Extinktionskoeffizienten über die Höhe der optischen Dicke von Aerosolpartikeln der Sonnenphotometermessung bei 532 nm entsprach. Dazu wurde die optische Dicke von Aerosolpartikeln des Sonnenphotometers mittels Ångström-Formel, Gleichung (2.27), auf 532 nm interpoliert. Die optische Dicke der Aerosolpartikel bei 532 nm am 23.09.2007 in Leipzig zeigt sowohl am Vor- als auch Nachmittag geringe Werte [$\tau(532\,\mathrm{nm}) < 0.2$], das vertikale Profil zeigt eine vergleichbare Struktur mit einer starken Abnahme des Extinktionskoeffizienten bis zu einer Höhe von etwa 2 km. Bis 4 km erfolgt eine weitere moderate Abnahme. Oberhalb von 4 km ist das zurück-gestreute Signal zu gering und wird nicht für die weitere Auswertung verwendet. Die optische Dicke von Aerosolpartikeln bei 532 nm ist am 24.09.2007 geringer [$\tau(532\,\mathrm{nm}) = 0.12$] als am Vortag (Abbildung 3.17, rote Kurve). Eine Aerosolschicht zwischen 2 und 4 km Höhe ist zusätzlich zu erhöhten Werten des Extinktionskoeffizeinten in der Grenzschicht erkennbar.

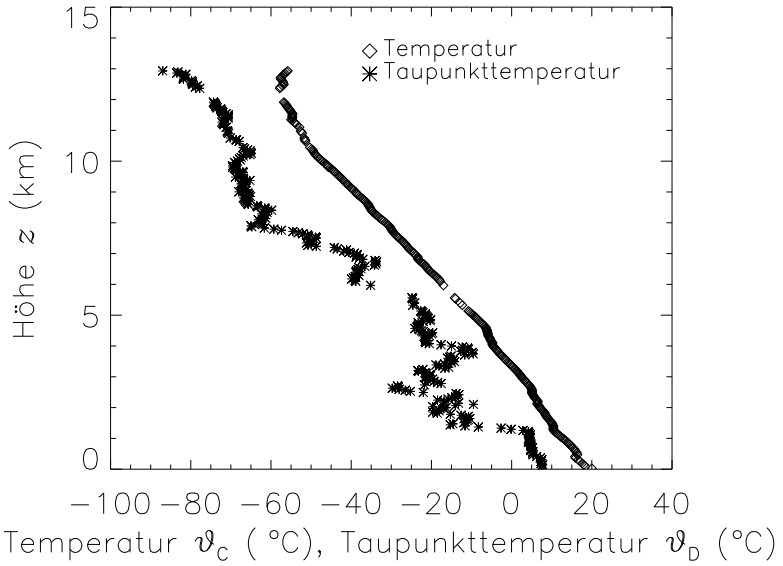


Abbildung 3.18: Vertikales Temperatur- und Taupunkttemperatur-Profil am 23.09.2007 gemessen am IfT, Leipzig.

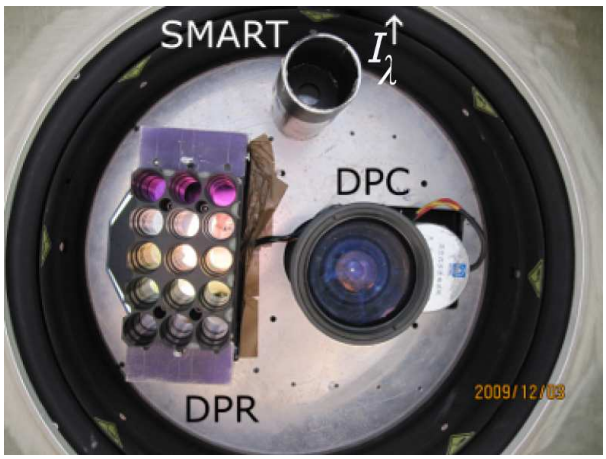
Abbildung 3.18 zeigt das vertikale Profil der mittels Radiosonden gemessenen Temperatur ϑ_C und Taupunkttemperatur ϑ_D am 23.09.2007. Das Vertikalprofil von Temperatur und Taupunkttemperatur am 23.09.2007 zeigt, dass die Atmosphäre in allen Höhen nicht die zur Wolkenbildung nötige Wasserdampf-Sättigung erreicht ($\vartheta_\mathrm{D} < \vartheta_\mathrm{C} \,\forall\, z$).

3.4.2 Zhongshan 2009

Die zweite Messkampagne im Rahmen dieser Arbeit fand im November und Dezember 2009 in Zhongshan, Guangdong Provinz, China statt. Die Küstenstadt Zhongshan liegt etwa 80 km südlich der Megastadt Guangzhou. Die bodengebundenen Messungen in Zhongshan wurden auf bzw. neben einem Gebäude im Stadtgebiet (22.52° N, 113.4° W) durchgeführt. Das vertikale Extinktionsprofil bei 532 nm wurde mit einem LIDAR des Anhui Institute for Optics and Fine Mechanics der Chinesischen Akademie der Wissenschaften gemessen. Zwei verschiedene Sonnenphotometer, das *Cimel* CE318-2 betrieben durch das Institute of Remote Sensing Applications (IRSA), und das SP1A05 der *Dr. Schulz & Partner GmbH* betrieben durch das IfT, maßen die optische Dicke von Aerosolpartikeln für verschiedene Wellenlängen. Aus der Messung der diffusen Radianz mit dem CE318-2, wurden die Einfachstreualbedo und den Asymmetrieparameter für vier Wellenlängen abgeleitet. Bodengebundene Messungenen der abwärtsgerichteten spektralen Irradianz $F_\lambda^\downarrow$ wurden mit CORAS durchgeführt.

(a)

(b)



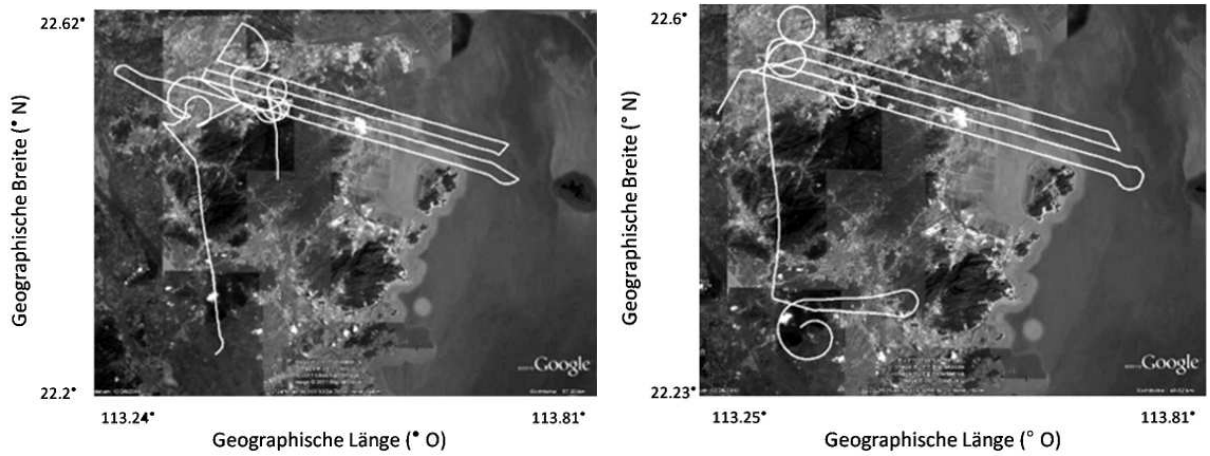
(c)

Abbildung 3.19: (a) Fotografie des Forschungsflugzeugs des Typs Yun-12, der Pfeil markiert die Position der optischen Einlässe. Fotografie des optischen Einlasses für (b) Irradianz $F_\lambda^\uparrow$, und (c) für Radianz $I_l^\uparrow ambda$ am Forschungsflugzeug des Typ Yun-12. (Fotos: Xingfeng Chen)

Am Forschungsflugzeug des Typs Harbin Yun-12 wurden am unteren Teil des Flugzeugrumpfs verschiedene optische Einlässe und Instrumente installiert. Hersteller dieses Flugzeugtyps ist die *Harbin Aircraft Industry Co. Ltd.*. Abbildung 3.19 zeigt die am Flugzeug installierten optischen Einlässe des SMART Albedometers zur Messung der aufwärtsgerichteten spektralen Irradianz (a) und Radianz [(b), oben], sowie die **D**irectional **P**olarization **C**amera (DPC) und das **D**irectional **P**olarization **R**adiometer (DPR) des IRSA (b, unten).
Eine Übersicht der flugzeuggetragenen und bodengebundenen Instrumente sowie die in dieser Arbeit verwendeten Daten sind in Tabelle 3.6 dargestellt.

Instrument	Typ	verwendete Messgröße
SMART	Spektrometersystem (Flugzeug)	$F_\lambda^\uparrow$, $I_\lambda^\uparrow$, 400-2100 nm
DPC	Polarisationskamera	-
DPR	Polarisationsradiometer	-
CORAS	Spektrometersystem (Boden)	$F_\lambda^\downarrow$, 400-1000 nm
Schulz SP1A05	Sonnenphotometer	τ
CIMEL CE 318-2	Automatic Dual-Polar Sonnenphotometer	τ, $\tilde{\omega}$, g
LIDAR	LIDAR	$b_{\text{ext}}(z)$

Tabelle 3.6: Übersicht der Messgeräte in Zhongshan, China 2009.



(a) (b)

Abbildung 3.20: Flugmuster der Messflüge am 03.12.2009 (a) und 04.12.2009 (b) über Zhongshan.

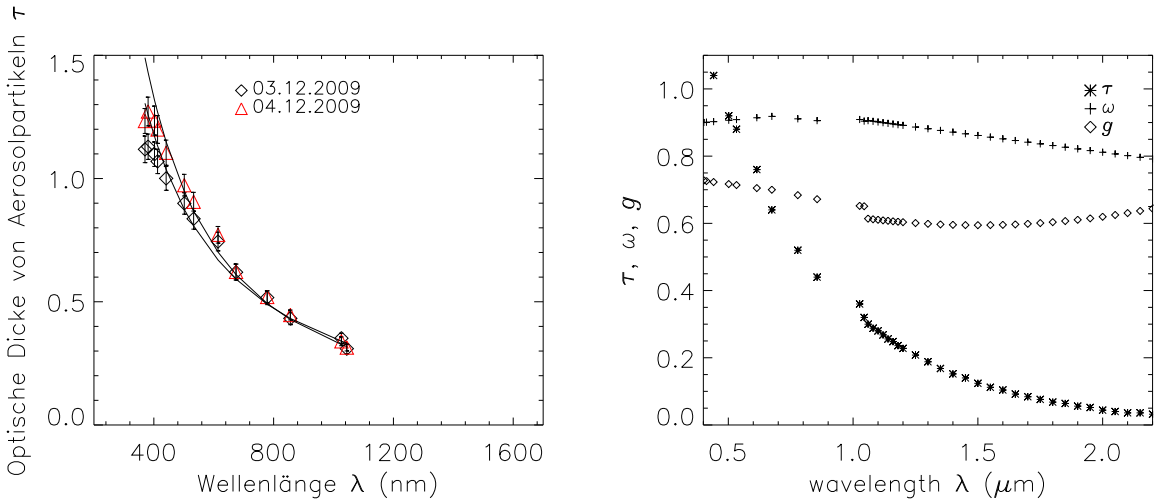
Die Messflüge fanden am 3. und 4. Dezember 2009 bei wolkenlosen Bedingungen statt. Das Flugmuster ist vergleichbar mit demjenigen in Leipzig (vergleiche Abbildung 3.14 mit Abbildung 3.20), jedoch mit zwei wesentlichen Unterschieden. Zum einen war die Messhöhe mit etwa 4100 m deutlich höher, da andere Geräte an Bord des Flugzeugs eine höhere Flughöhe erforderten. Zum anderen wurde nicht nur Stadtgebiet überflogen, sondern auch das angrenzende Umland und die Küstenregion. Der Fokus dieser Arbeit liegt jedoch auf Ergebnissen

Abbildung 3.21: Exemplarische Darstellung der Bodenprojektion der Radianzmessung für Zhongshan.

über der Stadt, weshalb Messungen über anderen Oberflächen nicht abschließend ausgewertet wurden. Am 3. Dezember 2009 wurde außer dem Flugmuster auf konstanter Flughöhe von etwa 4100 m ein Flugabschnitt auch in zwei weiteren Höhen (2200 m und 220 m) geflogen. Bei einer Flughöhe von 4100 m ist die Bodenprojektion der Radianzmessung 140 m quer zur Flugrichtung und in Abhängigkeit von der Integrationszeit während der Messunge 200 − 380 m entlang der Flugrichtung, wie in Abbildung 3.21 dargestellt. Der Abstand zwischen zwei Flugbahnen betrug während dieser Messkampagne etwa 1300 m, so dass mit einer Bodenprojektionsbreite der Radianzmessung von $d_{\mathrm{I}} = 140\,\mathrm{m}$ keine flächendeckende Messung erfolgte. Ein Vergleich mit Abbildung 3.15 zeigt bereits die niedrigere räumliche Auflösung der Radianzmessung aufgrund der höheren Flughöhe. Eine Übersicht der zwei Messflüge, sowie den Flugabschnitten in anderen Flughöhen ist in Tabelle 3.7 gezeigt.

Flugnummer	Datum	Zeit (h:m UTC)	Flughöhe (m)
1	03.12.2009	02:02 - 03:45	220-4100
		02:07 - 02:09	2200, rural
		02:19 - 02:24	2200, urban
		02:31 - 02:38	220, urban
		02:56 - 02:57	4100, urban
		02:59 - 03:08	4100, Küste/Wasser
		03:08 - 03:19	4100, urban
		03:20 - 03:30	4100, Küste/Wasser
		03:30 - 03:45	4100, urban
2	04.12.2009	06:15 - 07:44	4000

Tabelle 3.7: Übersicht der Messflüge und Flugabschnitte über Zhongshan.



(a) (b)

Abbildung 3.22: (a) Zeitlich gemittelter spektraler Verlauf der optischen Dicke von Aerosolpartikeln, gemessen während des Messfluges am 03.12.2009 (schwarzes Rautensymbol) und am 04.12.2009 (rotes Dreiecksymbol), sowie Regressionskurve in Form von Ångströmkoeffizient und Ångströmexponent. (b) Spektraler verlauf des Asymmetrieparameters g und der Einfachstreualbedo $\tilde{\omega}$ am 03.12.2009. Links der gestrichelten, vertikalen Linie sind Sonnenphotometermessungen gezeigt, rechts der gestrichelten Linie angepasste Tabellenwerte aus d'Almeida et al. (1991).

Abbildung 3.22 (a) zeigt den spektralen Verlauf der optischen Dicke von Aerosolpartikeln am 03.12.2009 (schwarze Rautensymbole) und am 04.12.2009 (rote Dreiecksymbole). Die mittels Regression bestimmten Ångströmexponenten sind mit $\alpha_{\text{Å}} = 1.32$ am 03.12.2009 und $\alpha_{\text{Å}} = 1.49$ am 04.12.2009 vergleichbar bzw. geringer als am 24.09.2007 in Leipzig. Daraus lässt sich folgern, dass während der Messungen in ebenfalls China größere Aerosolpartikel den dominierenden Beitrag zur optischen Dicke der Aerosolpartikel beitrugen. Eine Übersicht der für Leipzig und Zhongshan bestimmten Ångströmkoeffizienten und Ångströmexponenten ist in Tabelle 3.8 dargestellt. In Abbildung 3.22 (b) ist der spektrale Verlauf der Einfachstreu-

Ort, Datum	$\beta_{\text{Å}}$	$\alpha_{\text{Å}}$
Leipzig, 23.09.2007 Vormittag	0.06	1.77
Leipzig, 23.09.2007 Nachmittag	0.053	1.8
Leipzig, 24.09.2007	0.048	1.45
Zhongshan, 03.12.2009	0.352	1.32
Zhongshan, 04.12.2009	0.339	1.49

Tabelle 3.8: Ångströmkoeffizienten $\beta_{\text{Å}}$ und Ångströmexponenten $\alpha_{\text{Å}}$ während der Flugzeugmessungen in Leipzig und Zhongshan.

albedo $\tilde{\omega}$ und des Asymmetrieparameters g exemplarisch für den 03.12.2009 dargestellt. Die vertikale, gestrichelte Linie trennt Sonnenphotometermessungen ($\lambda < 1056\,\text{nm}$) von angepassten Tabellenwerten ($\lambda > 1056\,\text{nm}$). Es zeigt sich eine Zunahme der Einfachstreualbedo $\tilde{\omega}$ von 0.89 auf 0.92 bis $\lambda = 670\,\text{nm}$ mit anschließender Abnahme mit zunehmender Wel-

lenlänge. Für Messwerte des Asymmetrieparameters g zeigt sich eine Abnahme von 0.74 auf 0.65 bis zu einer Wellenlänge von $\lambda = 1056\,\text{nm}$. Eine Unstetigkeit zeigt sich zwischen Messungen und Tabellenwerten bei 1056 nm.
Da keine Messung der optischen Dicke von Aerosolpartikeln bei 532 nm mit den Sonnenphotometern durchgeführt wurde, wurde diese mittels Interpolation entsprechend Ångström-Formel bestimmt, um die LIDAR Daten auf Bodenniveau zu extrapolieren. Abbildung 3.23 zeigt das innerhalb der Stadt Zhongshan gemessene Extinktionsprofil zum Zeitpunkt des Messfluges am 03.12.2009.

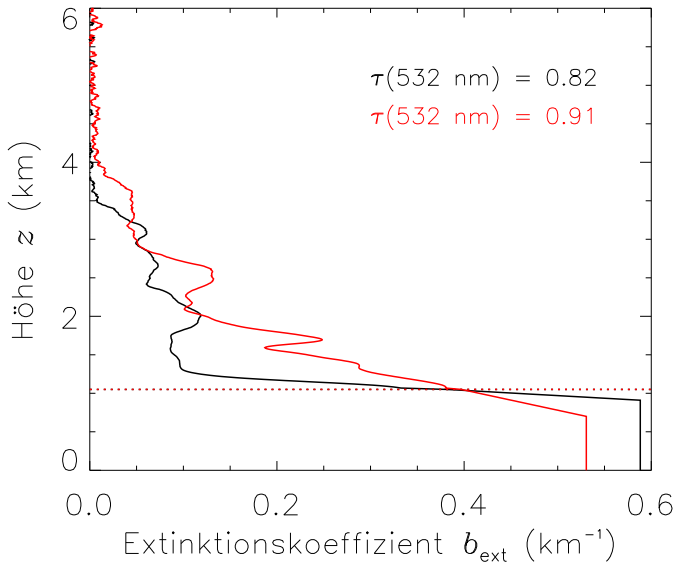


Abbildung 3.23: LIDAR Extinktionsprofile für den Messflug am 03.09.2007 (schwarz) und am 04.12.2009 (rot). Die Werte unterhalb der gestrichelten Linie entsprechen einer Extrapolation des LIDAR-Profils bis auf Bodenniveau um dem Sonnenphotometer-Wert der optischen Dicke von Aerosolpartikeln bei 532 nm zu entsprechen.

Daten unterhalb der gestrichelten Linie wurden extrapoliert, so dass das Integral des Extinktionskoeffizienten über die Höhe der, mit dem SP1A05 gemessenen, optischen Dicke von Aerosolpartikeln bei 532 nm entspricht. Dabei wird angenommen, dass die Atmosphäre zunächst gut durchmischt ist, so dass der Extinktionskoeffizient mit der Höhe konstant ist. Danach erfolgt eine lineare Abnahme. Die optische Dicke der Aerosolpartikel war während der Messungen am 03.12.2009 in Zhongshan mit $\tau(532\,\text{nm}) = 0.82$ deutlich höher als während der Messungen in Leipzig am 23. und 24.09.2007 [$\tau(532\,\text{nm}) < 0.2$]. Im vertikalen Verlauf zeigt sich eine starke Abnahme des Extinktionskoeffizienten von $b_{\text{ext}} \approx 0.35\,\text{km}^{-1}$ bei 1 km Höhe auf $b_{\text{ext}} \approx 0.1\,\text{km}^{-1}$ bei 1.2 km Höhe. Nach einer leichten Zunahme von b_{ext} in 2 km Höhe nimmt der Extinktionskoeffizient weiter ab bis für Höhen oberhalb von 4 km keine Daten mehr erfasst werden konnten.
Am 04.12.2009 ist die optische Dicke der Aerosolpartikel mit $\tau(532\,\text{nm}) = 0.91$ höher als am

03.12.2009 (Abbildung 3.23, rote Kurve), bei einer im Mittel nahezu linearen Abnahme des Extinktionskoeffizitenten b_{ext} mit der Höhe zwischen 1 km und 2 km. Bei 2.5 km zeigt sich eine erneute Zunahme des Extinktionskoeffizienten, danach eine Abnahme bis in 4 km Höhe. Oberhalb von 4 km konnten wiederum keine Daten erfasst werden.

Abbildung 3.24 zeigt das Vertikalprofil der Temperatur ϑ_{C} und Taupunkttemperatur ϑ_{D}

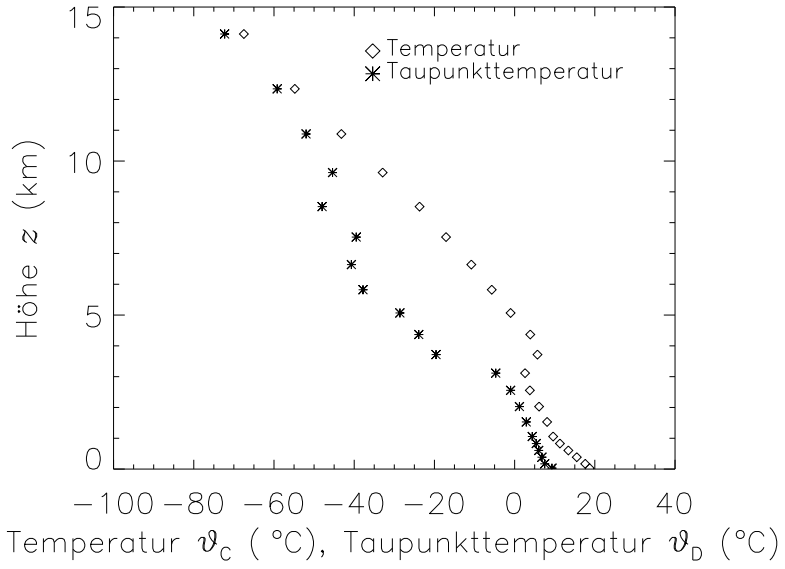


Abbildung 3.24: Vertikales Temperatur- und Taupunkttemperatur-Profil am 03.12.2009 entsprechend der Reanalysedaten des GDAS Modells für 22.5 N, 113.4 W.

am 03.12.2009. In diesem Fall werden Daten der Reanalyse des **G**lobal **D**ata **A**ssimilation **S**ystems (GDAS, Rodell et al., 2004) Modells verwendet, da für dem Messort keine Radiosondendaten zur Verfügung stehen (ready.arl.noaa.gov). Auch hier können wolkenlose Bedingungen mittels des Temperatur- und Taupunkttemperaturprofils bestätigt werden ($\vartheta_{\text{D}} < \vartheta_{\text{C}} \, \forall \, z$).

4 Lokale Heterogenität und Anisotropie der Bodenreflexion

Die Qualität der aus Satellitendaten abgeleiteten optischen Dicke von Aerosolpartikeln hängt von der Möglichkeit ab atmosphärische Reflexion von der Bodenreflektivität zu trennen. Dabei hat die Unsicherheit der Bodenreflektivität einen geringeren Effekt auf die optische Dicke von Aerosolpartikeln, je niedriger der Wert der Bodenreflektivität ist (Kaufman et al., 1997c). Daher wurde der MODIS Aerosolalgorithmus über Land für dunkle Oberflächen, z.B. dichte Vegetation, entwickelt. In verschiedenen Studien, wie z.B. Remer et al. (2002), Remer et al. (2005) und Levy et al. (2005) wurde gezeigt, dass die Übereinstimmung zwischen der optischen Dicke von Aerosolpartikeln abgleitet aus MODIS Daten, mit derjenigen aus Sonnenphotometermessungen, über Meeresoberflächen besser als über Landoberflächen ist. In der *Collection 4* tendierte der MODIS Aerosolalgorithmus dazu, die optische Dicke zu überschätzen in Fällen niedriger optischer Dicke, und zu unterschätzen, wenn eine hohe optische Dicke vorhanden war. In *Collection 5* (C005) des MODIS Aerosolalgorithmus über Land (siehe Kapitel 5.1) konnte die Genauigkeit der abgeleiteten optischen Dicke von Aerosolpartikeln durch eine Anpassung der Annahmen zur Bodenreflektivität und aktualisierte Aerosoleigenschaften innerhalb des Algorithmus verbessert werden (Levy et al., 2007b). Heterogene Oberflächen, wie urbane Bebauungsflächen, weisen typischerweise ein anisotropes Reflexionsverhalten auf und erhöhen so den Grad an Komplexität in der Aerosolbestimmung und somit die Unsicherheit der abgeleiteten optischen Dicke von Aerosolpartikeln. Zudem zeigten Oo et al. (2010), dass die Annahmen zur Bodenreflektivität innerhalb des MODIS Aerosolalgorithmus über Land nicht auf urbane Oberflächen zutreffen.
Die Bodenalbedo $\alpha_s(\lambda)$ und Bodenreflektivität $\rho_s(\lambda)$ von Leipzig und Zhongshan, wurde entsprechend der in Kapitel 2.6.2 vorgestellten, modifizierten Atmosphärenkorrektur aus aufwärtsgerichteter Irradianz $F_\lambda^\uparrow$ und Radianz $I_\lambda^\uparrow$ auf Flugniveau z_F bestimmt. Randbedingungen für die Strahlungsübertragungsrechnungen stammen, soweit vorhanden, aus bodengebundenen Messungen. Zur Beschreibung der Atmosphäre wurden die Radiosonden- bzw. Reanalyseprofile für Temperatur, Luftfeuchte und Luftdruck verwendet. Da die Messungen nicht die vollständige Modellatmosphäre umfassen, wurden fehlende Daten durch das programminterne Sommeratmosphärenprofil für mittlere Breiten *afglms* ergänzt. Die Vertikalprofile

verschiedener Gaskonzentrationen wurden ebenfalls der *afglms* Datei entnommen. Die spektralen, optischen Aerosoleigenschaften wurden dem Modell in Form von `aerosol_files` übergeben. Darin werden spektrale, optische Aerosoleigenschaften für verschiedene Modellschichten definiert. Zu diesem Zweck wurde das Höhenprofil des Extinktionskoeffizienten der LIDAR-Messungen bei 532 nm der optischen Dicke von Aerosolpartikeln bei verschiedenen Wellenlängen $\tau(\lambda)$ angepasst. Unter der Annahme, dass die vertikale Struktur des Extinktionsprofils erhalten bleibt, wurde das gesamte Spektrum mittels Multiplikation eines höhenkonstanten Faktors so verschoben, dass das Integral der Extinktionskoeffizienten über die Höhe der jeweiligen optischen Dicke von Aerosolpartikeln entspricht. Spektrale Einfachstreualbedo $\tilde{\omega}(\lambda)$ und spektraler Asymmetrieparameter $g(\lambda)$ aus Sonnenphotometermessungen [siehe Abbildung 3.16 (b) und 3.22 (b)] wurden als konstant mit der Höhe angenommen, da diesbezüglich keine höhenaufgelösten Messungen vorlagen. Der Sonnenzenitwinkel wurde anhand der Datums- und Zeitinformation sowie Längen- und Breitengrad des Messortes programmintern von libRadtran bestimmt. Für Wellenlängen größer 1000 nm lagen keine Messungen der Aerosolparameter vor. Daher wurde für diese Wellenlängen auf Daten aus Tabellenwerken zurückgegriffen, welche mittels Regression an den spektralen Verlauf der, für Wellenlängen kleiner 1000 nm gemessenen, optischen Dicke von Aerosolpartikeln, Einfachstreualbedo und Asymmetrieparameter angepasst wurden. Das extraterrestrische Spektrum nach Gueymard (2004), angegeben durch das `solar_file`, wurde auf die Wellenlängen der verwendeten Spektrometer interpoliert. Verwendetes Lösungsverfahren war `cdisort` mit der Zusatzoption `disort_icm moments`. libRadtran nutzt zur Berechnung der Spektren im nahen Infrarotbereich Bandparametrisierungen um die Absorptionsbanden zu berücksichtigen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dazu `correlated_k LOWTRAN` (Pierluissi and Peng, 1985) verwendet. Um die Halbwertsbreite der Spektrometer der Messinstrumente zu repräsentieren, wurde eine entsprechende Spaltfunktion in der Eingabedatei angegeben.

4.1 Sensitivität der abgeleiteten Bodenalbedo und Bodenreflektivität

Die Unsicherheit von Bodenreflektivität und -albedo lässt sich auf zwei Ursachen zurückführen. Zum einen die Messunsicherheit der gemessenen Irradianz und Radianz auf Flugniveau, zum anderen die Unsicherheit der Aerosolparameter als Eingangsparameter in die Strahlungstransferrechnungen. Die optischen Aerosolparameter τ, $\tilde{\omega}$ und g wurden für Wellenlängen kleiner 1000 nm aus Sonnenphotometer-Messungen bestimmt, für Wellenlängen größer 1000 nm wurden für die Extrapolation der Messwerte Tabellenwerk und Datenbanken (d'Almeida et al., 1991; Hess et al., 1998) benutzt. Aus diesem Grund ist anzunehmen, dass die Unsicherheit der Aerosolparameter für Wellenlängen größer 1000 nm höher

ist, als für kleinere Wellenlängen. Zur Bestimmung der Unsicherheit der Bodenreflektivität und -albedo aufgrund von Unsicherheiten der Aerosolparameter, wurde eine Sensitivitätsstudie durchgeführt. In dieser wurden sukzessive die einzelnen Aerosol-Eingangsparameter sowie die Flughöhe variiert und die relative Abweichung der resultierenden Ausgabegröße (Bodenreflektivität oder Bodenalbedo) von der korrekten Ausgabegröße bestimmt. Dazu wurde zunächst ein künstlicher Messdatensatz auf Flughöhe mit bekannten Aerosolparametern und Bodenalbedo erzeugt, um von diesem ausgehend mittels Atmosphärenkorrektur die Bodenalbedo zu bestimmen. Die Variation der einzelnen Aerosolparameter orientiert sich hierbei an Tagesmittelwert und maximaler Standardabweichung während der Messungen. Dementsprechend wurde τ um $\pm 30\,\%$ variiert, $\tilde{\omega}$ um $\pm 2\,\%$ und g um $\pm 4\,\%$. Die Flughöhe wurde um $\pm 50\,\mathrm{m}$ verändert, entsprechend ihrer maximalen Abweichung. Tabelle 4.1 zeigt

Sensitivität (%)									
	$\alpha_s(\lambda)$, niedrige optische Dicke					$\rho_s(\lambda)$, niedrige optische Dicke			
	I	**II**	**III**	**IV**		**I**	**II**	**III**	**IV**
$F^{\uparrow}$	3.1	3.1	-	-	$I^{\uparrow}$	6.6	6.6	9.5	14.4
τ	1.5	0.5	-	-	τ	1	0.2	0.7	0.9
$\tilde{\omega}$	1	0.4	-	-	$\tilde{\omega}$	1	0.5	0.1	0.07
g	0.5	0.04	-	-	g	0.5	0.08	0.03	0.01
z_F	1	0.1	-	-	z_F	1	0.1	0.1	0.1
$\boldsymbol{\alpha_s}$	**3.8**	**3.2**	-	-	$\boldsymbol{\rho_s}$	**6.8**	**6.6**	**9.5**	**14.4**

	$\alpha_s(\lambda)$, hohe optische Dicke					$\rho_s(\lambda)$, hohe optische Dicke			
	I	**II**	**III**	**IV**		**I**	**II**	**III**	**IV**
$F^{\uparrow}$	3.1	3.1	3.5	10.8	$I^{\uparrow}$	6.6	6.6	9.5	14.4
τ	25	19	9	0.8	τ	10	5	0.2	1.5
$\tilde{\omega}$	20	7	4.5	0.9	$\tilde{\omega}$	11	4	2.5	0.5
g	15	8	4.5	1.5	g	8.5	3	2	0.3
z_F	1	0.1	0.1	0.1	z_F	1	0.1	0.1	0.1
$\boldsymbol{\alpha_s}$	**35.5**	**22**	**11.6**	**11**	$\boldsymbol{\rho_s}$	**18.4**	**9.7**	**10**	**14.5**

Tabelle 4.1: Relative Fehler der verschiedenen Fehlerquellen, sowie Fehler nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung für Bodenalbedo und Bodenreflektivität bei niedriger optischer Dicke von Aerosolpartikeln (oben), sowie Bodenalbedo und Bodenreflektivität bei hoher optischer Dicke von Aerosolpartikeln (unten). Die römischen Ziffern I - IV stehen für Wellenlängenbereiche. I: 400-600 nm, II: 600-1000 nm, III: 1000-1800 nm, IV: 1800-2100 nm.

im oberen Tabellenbereich die Resultate der Sensitivitätsstudie für die Unsicherheiten der Bodenalbedo und -reflektivität bei niedriger optischer Dicke von Aerosolpartikeln [Leipzig, $\tau(532\,\mathrm{nm})$=0.12], sowie im unteren Tabellenbereich die Unsicherheiten der Bodenalbedo und -reflektivität bei hoher optischer Dicke von Aerosolpartikeln [Zhongshan, $\tau(532\,\mathrm{nm})$=0.9]. Die römischen Ziffern kennzeichnen hierbei die Wellenlängenbereiche innerhalb derer die Sensitivitätsstudie exemplarisch für jeweils eine Wellenlänge durchgeführt wurde. I: 400-600 nm,

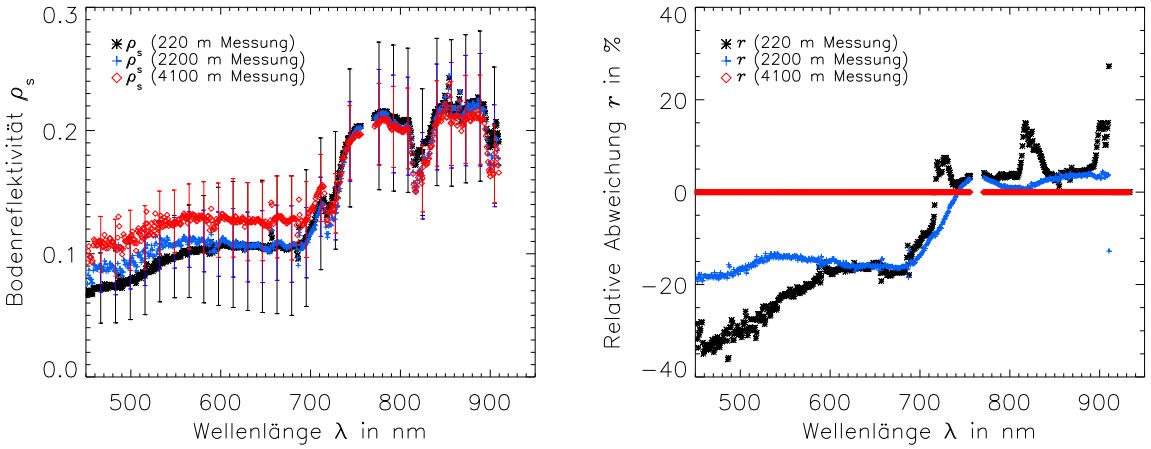
II: 600-1000 nm, III: 1000-1800 nm, IV: 1800-2100 nm. Da während der Messkampagne in Leipzig keine Daten der aufwärtsgerichteten Irradianz $F^{\uparrow}$ für Wellenlängen größer 1000 nm gemessen wurden, erfolgte für diese Wellenlängen keine Fehlerbetrachtung der Bodenalbedo. Es zeigt sich, dass die Genauigkeit der optischen Aerosolparameter bei höherer optischer Dicke von Aerosolpartikeln [$\tau(532\,\text{nm})$=0.9] einen größeren Einfluss auf die Genauigkeit der Bodenalbedo und -reflektivität hat, als bei niedrigerer optischer Dicke von Aerosolpartikeln [$\tau(532\,\text{nm})$=0.12]. Bei Wellenlängen größer 1000 nm ist der Einfluss der Unsicherheit der Aerosolparameter auf die Bodenreflektivität in beiden Fällen (hohes und niedriges τ) eher gering mit maximal 2.5 % Unsicherheit im Vergleich mit der Unsicherheit der gemessenen Radianz in diesem Wellenlängenbereich. Der Einfluss von Aerosol auf die Bodenalbedo ist mit bis zu 9 % Unsicherheit aufgrund einer Ungenauigkeit der optischen Dicke von Aerosolpartikeln τ von 30 % für den Wellenlängenbereich 1000-1800 nm, größer als der Einfluss durch Messfehler der Irradianz.

4.2 Einfluss heterogener Bodenflächen in der Atmosphärenkorrektur

4.2.1 Qualitative Effekte

Messungen der Reflektivität in drei verschiedenen Flughöhen (220 m, 2200 m und 4100 m) während der Messkampagne in Zhongshan in 2009, ermöglichen die Untersuchung von 3D-Effekten innerhalb der Atmosphärenkorrektur. Zu den 3D-Effekten zählen zum einen die flughöhenabhängige Bodenprojektion des Öffnungswinkel des Sensors, und zum anderen Mehrfachstreuung an Aerosolpartikeln. Die Messungen erfolgten dabei über dem gleichen Flugabschnitt innerhalb des Stadtgebietes von Zhongshan. Die Bodenreflektivität wurde mittels Atmosphärenkorrektur bestimmt.

Abbildung 4.1 (a) zeigt die aus drei Höhen extrapolierte, räumlich gemittelte Bodenreflektivität im Wellenlängenbereich zwischen 450 und 950 nm. Es ist sichtbar, dass der grundlegende spektrale Verlauf vergleichbar ist und dass die Vegetationsanteile (Parkanlagen, Straßenrandbepflanzungen) der Stadt im Spektrum der Reflektivität sichtbar sind durch den Anstieg der Reflektivität ab 700 nm, der Vegetationskante. Es ist zu sehen, dass der Unterschied zwischen den aus unterschiedlichen Höhen bestimmten Bodenreflektivitäten für Wellenlängen kleiner 700 nm größer ist, als für größere Wellenlängen, da in diesem Wellenlängenbereich Streuung an Aerosolpartikeln einen größeren Einfluss hat. Allgemein sind die Messhöhen bedingten Unterschiede jedoch nur minimal größer als die Standardabweichung der gemittelten Spektren, die als vertikale Balken dargestellt ist. Die Unterschiede sind deutlicher in Abbildung 4.1(b) zu sehen, welche die relative Abweichung r der Bodenreflektivität, abgeleitet



(a) (b)

Abbildung 4.1: (a) Spektren der räumlich gemittelten, urbanen Bodenreflektivität, extrapoliert aus unterschiedlichen Messhöhen, (b) relative Abweichung der Bodenreflektivität extrapoliert aus 220 m bzw. 2200 m und 4100 m in Bezug zur Extrapolation aus 4100 m Messhöhe.

aus Messungen in verschiedenen Flughöhen (220 m, 2200 m, 4100 m), zur Bodenreflektivität abgeleitet aus der Messung in 4100 m Höhe in % zeigt. Die relative Abweichung wurde berechnet entsprechend:

$$r(z_\mathrm{F}) = \left[\frac{\rho_\mathrm{s}(z_\mathrm{F}) - \rho_\mathrm{s}(z_\mathrm{F} = 4100\,\mathrm{m})}{\rho_\mathrm{s}(z_\mathrm{F} = 4100\,\mathrm{m})}\right] \cdot 100\,\% \,. \tag{4.1}$$

Die Abweichungen zwischen der aus unterschiedlichen Höhen bestimmten Bodenreflektivität können mit der höhenabhängigen Fläche der Bodenprojektion erklärt werden. Bei Messungen der Bodenreflektivität von homogenen Flächen spielt die Fläche der Bodenprojektion eine untergeordnete Rolle, da die spektralen Informationen der reflektierten Strahlung räumlich konstant sind. Dies ändert sich jedoch für heterogene Oberflächen. Eine weiter mögliche Ursache für höhenabhängige Unterschiede der extrapolierten Bodenreflektivitä ist die Mehrfachstreuung an atmosphärischen Partikeln. Durch Streuung and Partikeln gelangt nicht nur das Nadir-Signal in den Blickwinkel des optischen Einlasses, sondern auch die reflektierte Strahlung von benachbarten Flächen wird in den Blickwinkel gestreut und trägt so zur gemessenen Radianz bei. Dieser Effekt wurde bereits von Tanre et al. (1988) beschrieben. Für heterogene Oberflächen beinhaltet die scheinbare Reflektivität eines Bildpunktes Beiträge von benachbarten Bildpunkten, gewichtet mit deren Entfernung vom Zielbildpunkt und abhängig von der atmosphärischen Streuung. Tanre et al. (1988) nutzten die dadurch bedingte Kontrastreduktion zum Nachweis von Aerosolpartikeln. Abbildung 4.2 stellt schematisch dar, welche Effekte einen Einfluss auf die Atmosphärenkorrektur nehmen könnten. Abbildung 4.2 (a) zeigt die Situation bei einem homogen reflektierenden

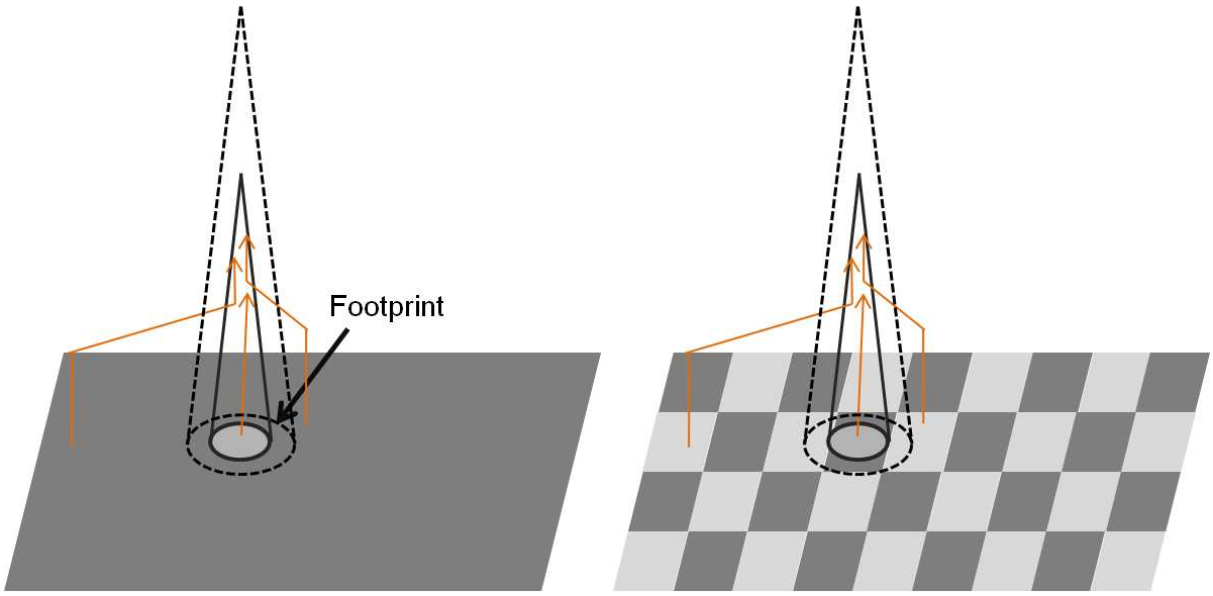


Abbildung 4.2: Mehrfachstreuung bei (a) homogenem Untergrund, (b) heterogenem Untergrund.

Untergrund. In diesem Fall spielt die Fläche der Bodenprojektion keine Rolle. Ist zudem auch die Aerosolschicht nahezu homogen, d.h. mit gleichbleibenden optischen Eigenschaften, so hat eine mögliche Mehrfachstreuung durch das Aerosol insofern keinen Einfluss, als dass es die spektrale Charakteristik der Reflexion nicht verändert. Eine Veränderung des Reflexionsspektrums kann bei homogenem Untergrund dann auftreten, wenn das Aerosol im Sichtfeld des Sensors heterogene optische Eigenschaften aufweist. Im Fall einer heterogen reflektierenden Erdoberfläche, Abbildung 4.2 (b), kann Mehrfachstreuung innerhalb einer Aerosolschicht bewirken, dass das reflektierte Signal einer benachbarten Oberfläche unterschiedlichen Typs, ebenfalls in das Sichtfeld des Messinstruments gestreut wird und so die Messung verändert. Dies ist durch den Strahlengang in Abbildung 4.2 (b) verdeutlicht. Zudem deckt eine größere Bodenprojektionsfläche bei größerer Flughöhe auch benachbarte Oberflächen ab, so dass die aus verschiedenen Flughöhen bestimmte Bodenreflektivität nur bedingt vergleichbar ist.

Abbildung 4.3 zeigt die, aus in unterschiedlichen Flughöhen gemessenen Daten extrapolierte, Bodenreflektivität für 11 vergleichbare Messpunkte. Hier sind deutliche Unterschiede zwischen den Extrapolationen aus den unterschiedlichen Höhen sichtbar. Diese Unterschiede variieren in Größe und Art für die unterschiedlichen Messpunkte.

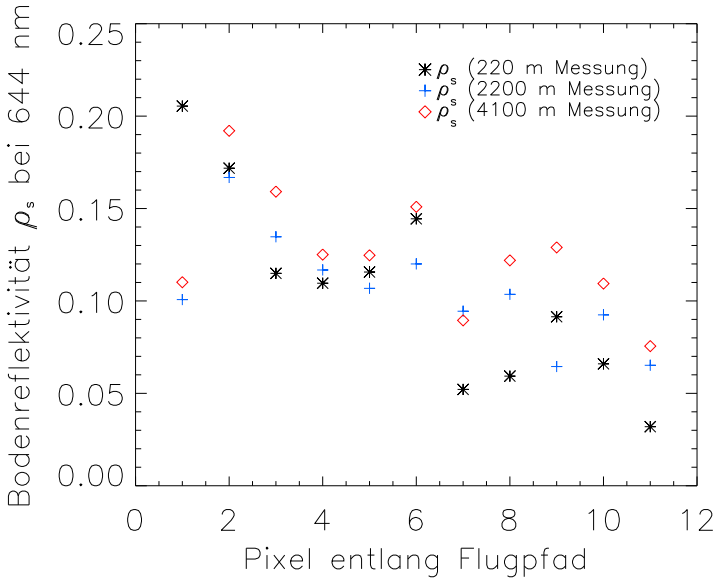


Abbildung 4.3: Bodenreflektivität bei 644 nm nach Atmosphärenkorrektur der Radianzmessung in verschiedenen Flughöhen: 220 m (schwarz), 2200 m (blau), 4100 m (rot) für 11 räumlich vergleichbare Messpunkte, jedoch mit unterschiedlichen Bodenprojektionsflächen.

4.2.2 Quantitative Abschätzung

Zur Ergänzung der Messungen wurden Simulationen mit dem **M**onte Carlo code for the ph**YS**ically correct **T**racing of photons **I**n **C**loudy atmospheres (MYSTIC, Mayer, 2009) durchgeführt, um Effekte durch messhöhenbedingte, unterschiedlich große Bodenprojektionsflächen, sowie Effekte durch Partikelstreuung zu quantifizieren. Hierzu wurden zum einen vollständige 3D-Simulation durchgeführt, zum anderen eine ***I**ndependent **P**ixel **A**nalyse* (IPA), d.h. ein horizontaler Photonentransport zwischen benachbarten Säulen ist nicht möglich. Die IPA entspricht einer eindimensionalen Strahlungsübertragungsrechnung.
Untere Randbedingung für die Simulationen ist eine bekannte Bodenalbedo. Verwendet wurden dazu Daten des Satelliten Landsat 5 vom 23.11.2005. Spektralband 3 ($\lambda = 630 - 690$ nm) des Satelliten wurde für eine Simulation bei 640 nm verwendet. Die Pixelgröße dieser Landsat-Daten beträgt 30 m x 30 m. Weitere Eingangsvariablen sind das Aerosol- und Atmosphärenprofil, welches für die Atmosphärenkorrektur der Messungen in Zhongshan verwendet wurde. Mit diesen Randbedingungen wurde zunächst die aufwärtsgerichtete Radianz und Irradianz bei 644 nm auf drei verschiedenen Höhen (220 m, 2200 m, 4100 m) mittels 1D- und 3D-Rechnungen für alle Pixel entlang des Flugpfades über dem Stadtgebiet von Zhongshan am 3.12.2009 bestimmt. Um der Flugzeugbewegung während der Messungen in den Simulationen Rechnung zu tragen, wurden die Ergebnisse der 3D-Simulationen mit deren gleitenden Mittel, entsprechend der Fluggeschwindigkeit von etwa 60 m s^{-1} und 2 s Integrationszeit, ersetzt. Ein Vergleich der berechneten Radianz- und Irradianz-Daten in verschiedenen Flughöhen für

beide Simulationsmethoden (IPA und 3D) ist in Abbildung 4.4 zu sehen. Es ist deutlich, dass

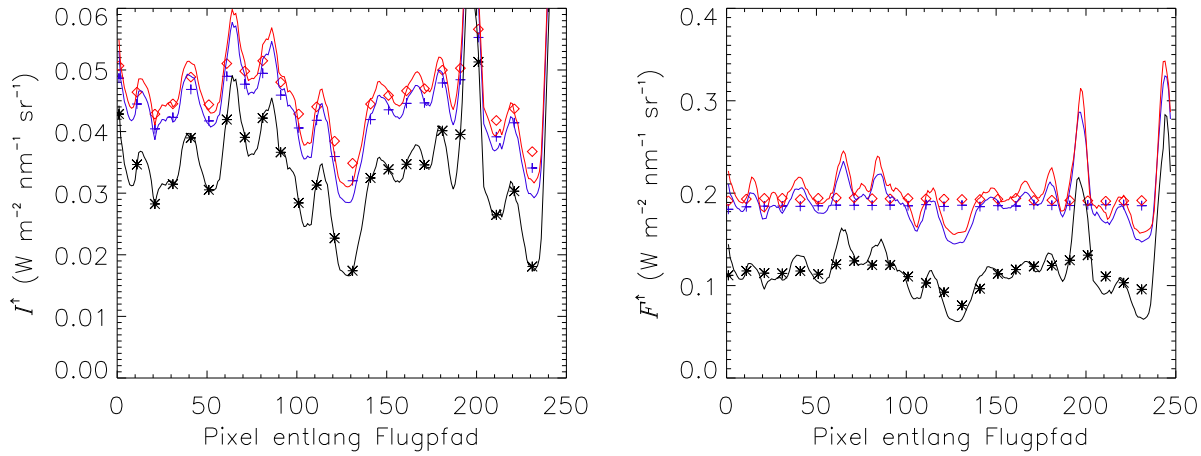
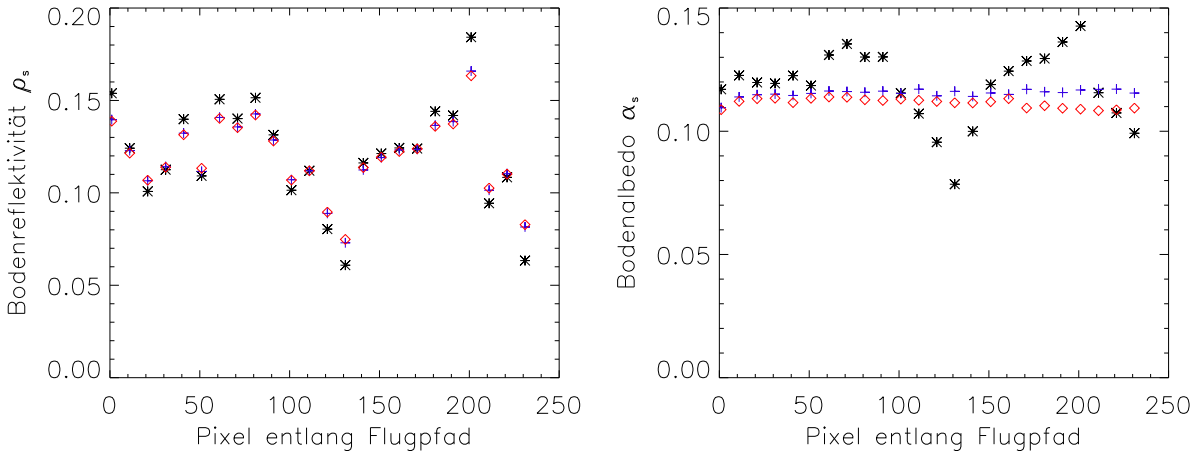


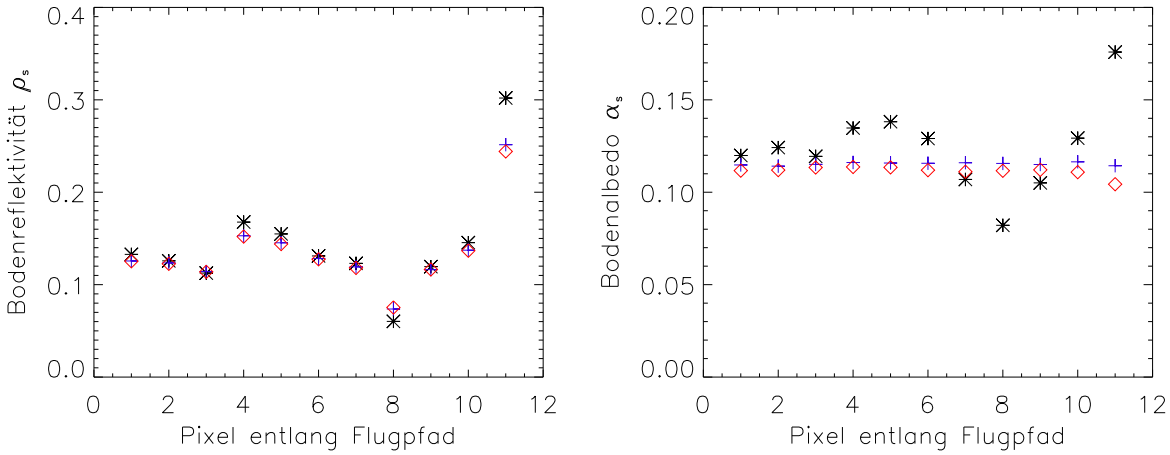
Abbildung 4.4: Simulierte aufwärtsgerichtete Radianz (a) und Irradianz (b) bei 644 nm in verschiedenen Höhen: 220 m (schwarz), 2200 m (blau), 4100 m (rot). Vergleich zwischen 1D-Simulation (IPA, Linie) und 3D-Simulation (Symbole). Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist nur jeder zehnte Datenpunkt dargestellt, und eine unterschiedliche Achsenskalierung gewählt worden.

bei niedriger Flughöhe (schwarze Symbole bzw. Linie) kein 3D-Effekt für Radianzmessungen [Abbildung 4.4 (a)] zu sehen ist, da es keine Abweichung zwischen den Werten der IPA- und der 3D-Simulation gibt. Bei größeren Flughöhen, wie hier bei 2200 m (blau) und 4100 m (rot), ist zu sehen, dass es einen Unterschied zwischen den Simulationen im 3D-Modus und im IPA-Modus gibt, der nicht für alle Pixel, d.h. nicht für alle Oberflächentypen, gleich groß ist. Diese Abweichung kann sowohl mit einer größeren Bodenprojektion bei größerer Höhe, als auch durch Mehrfachstreu-Effekte über heterogener Oberfläche erklärt werden. Im Fall der Irradianz mit hemisphärischem Sichtfeld ist ein Unterschied zwischen 3D- und IPA-Simulationen deutlich sichtbar (b). Im Fall der 3D-Simulation (Symbole) wird das Signal gegenüber der IPA-Simulation (Linie) geglättet. Dies ist dadurch zu erklären, dass das Sichtfeld der Irradianz den gesamten Halbraum umfasst und Photonen von Gebieten, die sich nicht direkt unterhalb der Sensorposition befinden, ebenfalls gemessen werden. Der Glättungseffekt nimmt mit zunehmender Höhe zu, so dass die Albedo bereits ab 2200 m nahezu homogen reflektierend erscheint und der Unterschied zur Simulation auf 4100 m Höhe vernachlässigbar klein ist. Somit ist zu erwarten, dass bei einer anschließenden, eindimensionalen Atmosphärenkorrektur eine unterschiedliche Bodenalbedo resultiert, je nach ursprünglicher Modellhöhe.
Abbildung 4.5 zeigt die Bodenreflektivität (a) und Bodenalbedo (b) bei 644 nm, die aus den in unterschiedlichen Höhen simulierten (3D) Radianz- und Irradianzen mittels eindimensionaler Atmosphärenkorrektur bestimmt wurden. In Abbildung 4.5 (a) ist ersichtlich, dass nur geringe Unterschiede bei der extrapolierten Bodenreflektivitität bei 644 nm zu sehen sind.



(a) (b)

Abbildung 4.5: Bodenreflektivität (a) und Bodenalbedo (b) nach eindimensionaler Atmosphärenkorrektur der 3D-Simulation von Radianz und Irradianz bei 640 nm in verschiedenen Modellhöhen: 220 m (schwarz), 2200 m (blau), 4100 m (rot). Zum Zweck der besseren Lesbarkeit sind die Achsen unterschiedlich skaliert, und nur jeder zehnte Datenpunkt dargestellt.



(a) (b)

Abbildung 4.6: Bodenreflektivität (a) und Bodenalbedo (b) nach Atmosphärenkorrektur der Simulation von Radianz und Irradianz in verschiedenen Modellhöhen: 220 m (schwarz), 2200 m (blau), 4100 m (rot). Gezeigt sind 11 Pixel an den geographischen Positionen, die für die Messungen gezeigt wurden. Zum Zweck der besseren Lesbarkeit sind die Achsen unterschiedlich skaliert.

Der Unterschied bei der Bodenalbedo (b), kann durch einen Mittelungseffekt durch die hemisphärische Sicht im Fall der Irradianz erklärt werden.
Abbildung 4.6 zeigt ebenfalls die aus unterschiedlichen Höhen extrapolierte Bodenreflektivität (a) und -albedo (b), allerdings nur für 11 räumlich vergleichbare Pixel zum Vergleich, der in Abbildung 4.3 gezeigten Messungen. Hier bestätigt sich, dass für die Simulationen der Bodenreflektivität bei 644 nm der Unterschied zwischen der Atmosphärenkorrektur ausgehend von unterschiedlichen Modellhöhen für die meisten Pixel verschwindend gering ist. Für Pixel 11 ist eine etwas größere Abweichung sichtbar zwischen der Simulation ausgehend von 220 m Höhe (schwarz), 2200 m Höhe(blau) und 4100 m Höhe (rot). Im Fall der Bodenalbedo zeigt sich im Vergleich zur Bodenreflektivität ein etwas größerer Effekt. Wie bereits für die aufwärtsgerichtete Irradianz zu sehen war, wird das Signal mit zunehmender Höhe verschmiert, so dass nahezu kein Unterschied der Bodenalbedo für die verschiedenen Pixel zu sehen ist im Falle der Simulation aus 2200 m Höhe (blau) und 4100 m Höhe (rot). Im Falle der 220 m Simulation (schwarz) trägt, trotz hemisphärischen Blickfeldes, ein deutlich kleineres Gebiet zum Gesamtsignal bei im Vergleich zu den Simulationen in 2200 und 4100 m Höhe. Dadurch ist in diesem Fall eine räumliche Variabilität gegeben.

4.3 Typische Spektren der Bodenalbedo und Bodenreflektivität

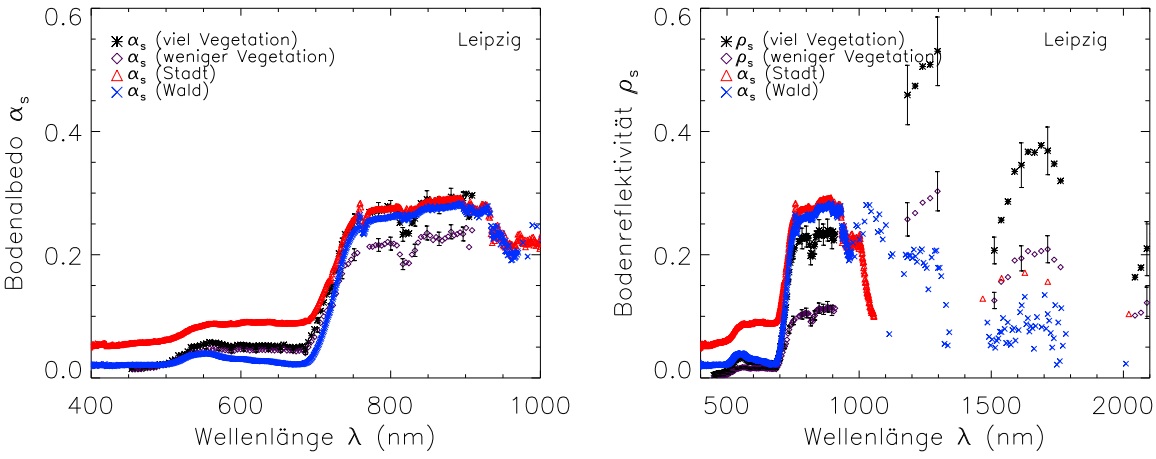


Abbildung 4.7: Beispielspektren der Bodenalbedo (a) und der Bodenreflektivität (b), Leipzig 23.09.2007. Jeweils eine Oberfläche mit hohem bzw. geringerem Vegetationsanteil, sowie Vergleichsspektren für Stadt (rot) und Wald (blau) aus persönlicher Kommunikation mit Eike Bierwirth.

In Stadtgebieten sind mehrere Bodentypen vorhanden, die die spektrale Signatur der jeweiligen Stadt prägen. Leipzig zeigt neben typischer städtischer Bebauung, wie Straßen und Gebäuden, auch sehr viele Parkanlagen. Diese sind in den Spektren der Bodenalbedo und der Bodenreflektivität durch ein schwaches, lokales Maximum bei etwa 550 nm und einem Anstieg der Bodenalbedo bzw. -reflektivität ab 700 nm sichtbar. Abbildung 4.7 (a) zeigt die Bodenalbedo für zwei verschiedene Messorte, einmal mit mehr Einfluss durch Vegetation, einmal mit weniger Einfluss durch Vegetation. Zudem sind zwei exemplarische Spektren, Wald (blau) und Stadt (rot), zur Verfügung gestellt von Eike Bierwirth, dargestellt. Der spektrale Verlauf der Messungen in Leipzig im sichtbaren Wellenlängenbereich bis 1000 nm ist vergleichbar mit den Beispielspektren. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen dem Wald-Spektrum und der Messung über viel Vegetation. Abbildung 4.7 (b) zeigt die Bodenreflektvität für die selben Messorte wie im Falle der Bodenalbedo. Die Datenlücken im nahen Infrarotbereich des Spektrums sind im Bereich der Absorptionsbanden für Wasserdampf, da dort keine Bestimmung der Bodenreflektivität stattfand. Es ist deutlich zu sehen, dass die Bodenreflektivität für den Fall mit weniger Vegetation geringere Werte zeigt, als die Bodenalbedo, insbesondere für Wellenlängen größer als 700 nm. Des weiteren unterscheidet

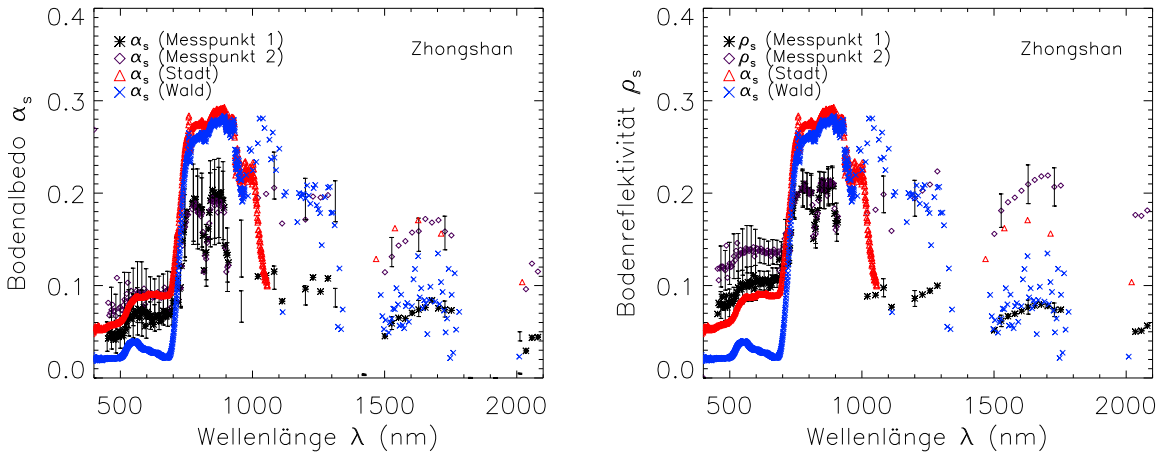


Abbildung 4.8: Beispielspektren der Bodenalbedo (a) und der Bodenreflektivität (b), Zhongshan 03.12.2009, sowie Vergleichsspektren für Wald (blau) und Stadt (rot), persönliche Kommunikation Eike Bierwirth.

sich der spektrale Verlauf der Bodenreflektivität für verschiedene Untergründe deutlicher voneinander, als dies bei der Bodenalbedo zu sehen ist. Dies ist mit dem hemisphärischen Blickfeld des Irradianzeinlasses zu erklären, wodurch bei fast jeder Messung Signalanteile der Parkflächen in Leipzig enthalten sind. Die Bodenreflektivität kann somit die heterogene Bodenstruktur eines Stadtgebietes deutlich besser wiedergeben. Die Beispielspektren für Bodenalbedo Wald und Stadt sind auch hier zu Vergleichszwecken dargestellt. Im sichtbaren

Bereich des Spektrums bis 1000 nm Wellenlänge stimmen das Beispielspektrum Wald und die Bodenreflektivität für viel Vegetation innerhalb der doppelten Messunsicherheit überein. Es zeigen sich deutliche Unterschiede zwischen den Beispielspektren und der Bodenreflektivität bei geringer Vegetation, sowie im Spektralbereich für Wellenlängen größer 1000 nm.
Abbildung 4.8 zeigt die Bodenalbedo (a) und Bodenreflektivität (b) jeweils für zwei unterschiedliche Messorte der Stadt Zhongshan. Ähnlich wie bei den gezeigten Spektren für die Stadt Leipzig (Abbildung 4.7) sind auch bei den Spektren aus den Messungen der urbanen Bebauungsgebiets von Zhongshan die Vegetationsanteile in den Spektren zu sehen. Allerdings sind die Unterschiede für zwei verschiedene Messorte bei der Bodenreflektivität im sichtbaren Bereich des Spektrums deutlich geringer als bei den Messungen von Leipzig zu beobachten war. Im nahen Infrarotbereich ist ein deutlicher Unterschied für die verschiedenen Messorte zu sehen. Im Vergleich zu Leipzig ist ebenso ersichtlich, dass sich die Spektren von Bodenreflektivität und Bodenalbedo nicht so stark voneinander unterscheiden. Dies kann mit der höheren Flughöhe von 4100 m bei den Messungen in Zhongshan (Flughöhe in Leipzig $\approx$ 500 m), erklärt werden. Dadurch ist die Bodenprojektion der optischen Einlässe größer und die räumliche Auflösung der Messung geringer. Wie für die Messungen in Leipzig sind auch hier Vergleichsspektren für Wald (blau) und Stadt (rot) gezeigt. Bis auf die grundlegende Tendenz des spektralen Verlaufs, ein Anstieg bei 700 nm, unterscheiden sich die Spektren sowohl im Fall der Bodenreflektivität als auch bei der Bodenalbedo.

4.4 Räumliche Variabilität von Bodenalbedo und Bodenreflektivität

Abbildung 4.9 zeigt die räumlich gemittelte Bodenreflektivität (graues Sternsymbol) und Bodenalbedo (schwarzes Rautensymbol), sowie die entsprechende Standardabweichung, dargestellt als vertikale Balken. Sowohl räumlich gemittelte Bodenreflektivität als auch Bodenalbedo der Stadt Leipzig [Abbildung 4.9 (a)] zeigen einen Anstieg ab 700 nm. Dieser ist im Fall der Bodenalbedo deutlich stärker ausgeprägt im Vergleich zur Bodenreflektivität. Des weiteren ist die mittlere Bodenreflektivität für alle Wellenlängen geringer als die Bodenalbedo. Die Größe der Standardabweichung unterscheidet sich für Bodenreflektivität und Bodenalbedo nur geringfügig. Im Fall der Stadt Zhongshan [Abbildung 4.9 (b)] ist die räumlich gemittelte Bodenreflektivität für den gesamten Spektralbereich zwischen 450 und 2100 nm größer als die Bodenalbedo. Die Standardabweichung der Bodenreflektivität ist deutlich größer als die der Bodenalbedo. Bedingt durch die deutlich größere Flughöhe von 4100 m (Leipzig $z_{\mathrm{F}} = 600$ m) ist das gemessene Signal durch die Streuung an atmosphärischen Bestandteilen verschmiert. Durch das hemisphärische Sichtfeld des Irradianz-Einlasses ist die abgeleitete Bodenalbedo nahezu konstant. Die Heterogenität der Bodenreflektivität ist, aufgrund des geringeren

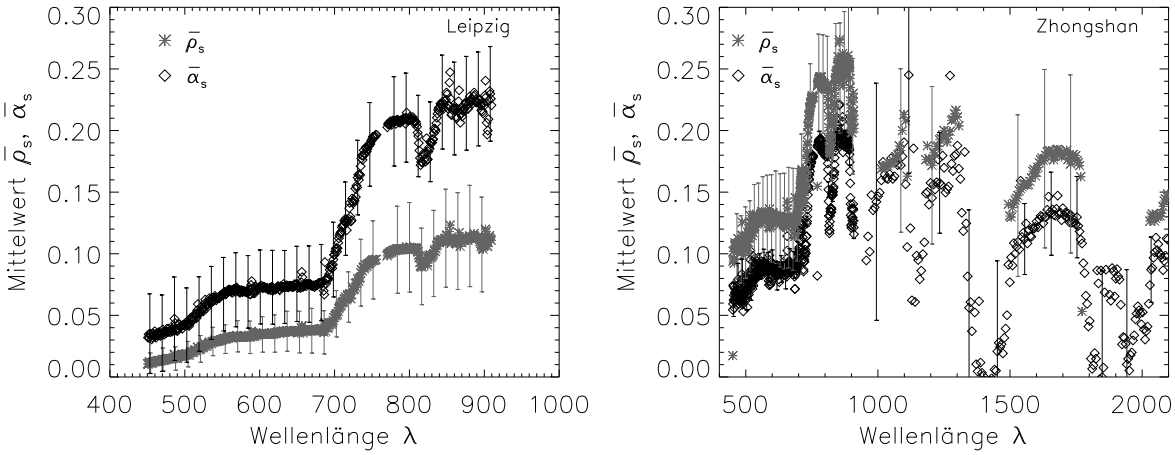


Abbildung 4.9: Räumlich gemittelte Spektren der Bodenreflektivität (graues Sternsymbol) und Bodenalbedo (schwarzes Rautensymbol) für Leipzig (a) und Zhongshan (b). Die Standardabweichung ist durch vertikale Balken dargestellt.

Öffnungswinkels des Radianz-Einlasses, trotz hoher Flughöhe sichtbar, dargestellt als Standardabweichung in Form vertikaler Balken in Abbildung 4.9 (b).

Abbildung 4.10 zeigt die relative Häufigkeitsverteilung der atmosphärenkorrigierten Bodenreflektivität ρ_s, dargestellt als Histogramm mit gestrichelter Linie, und Bodenalbedo α_s, durchgezogene Linie, der Stadt Leipzig für eine Wellenlänge von (a) 644 nm und (b) 800 nm. Sowohl für 644 nm als auch für 800 nm zeigt sich, dass die Bodenreflektivität geringere Werte aufweist, als die Bodenalbedo. Dies bestätigt sich auch im berechneten räumlichen Mittelwert, welcher sich auf 0.04 beziehungsweise 0.1 im Falle der Bodenreflektivität beläuft. Im Vergleich dazu beträgt die räumlich gemittelte Bodenalbedo 0.07 bei 644 nm und 0.21 bei 800 nm. Die Streuung der Werte, ausgedrückt über die Standardabweichung, zeigt keine großen Unterschiede zwischen Bodenreflektivität mit 0.02 bzw. 0.04, und Bodenalbedo mit 0.03 und ebenfalls 0.04. Somit zeigt sich, dass sowohl Bodenreflektivität als auch Bodenalbedo, die im Fall der Stadt Leipzig aus 600 m Flughöhe bestimmt wurden, die Variabilität der Bodenreflexion widerspiegeln.

Abbildung 4.11 zeigt die relative Häufigkeitsverteilung für 644 nm (a) und 800 nm (b) der Bodenreflektivität (gestrichelte Linie) und Bodenalbedo (durchgezogene Linie) der Stadt Zhongshan. In diesem Fall wurden die Bodenreflexionsparameter aus Messungen in 4100 m Flughöhe bestimmt. Der Mittelwert der Bodenreflektivität und der Bodenalbedo weichen für 644 nm gering voneinander ab mit 0.13 beziehungsweise 0.09. Für 800 nm ist die Abweichung der räumlichen Mittelwerte etwas größer mit einer mittleren Bodenreflektivität von 0.24 und einer mittleren Bodenalbedo von 0.18. Im Gegensatz zum Messbeispiel Leipzig (Abbildung 4.10), zeigt sich ein deutlicher Unterschied in Hinblick auf die Breite der

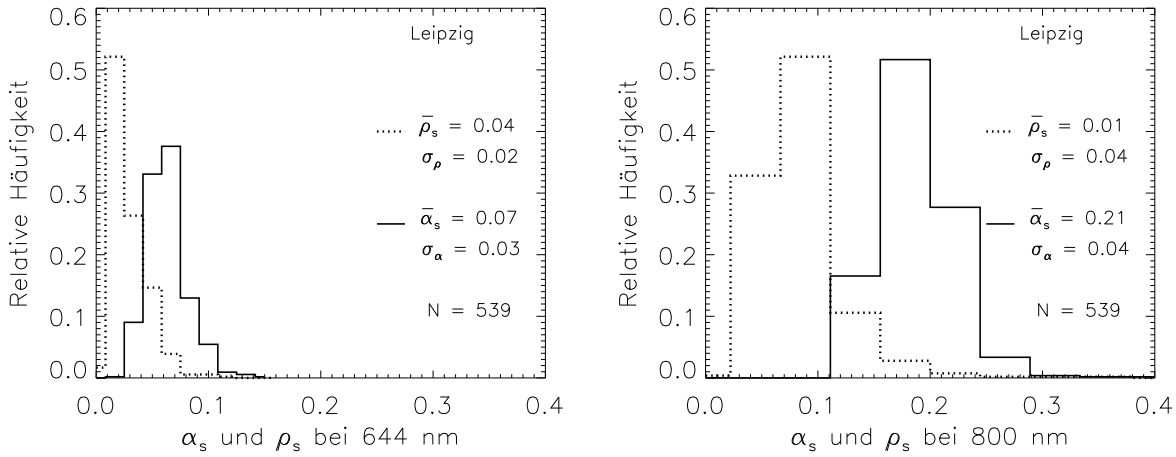


Abbildung 4.10: Häufigkeitsverteilung der Bodenalbedo (durchgezogene Linie) und Bodenreflektivität (gestrichelte Linie) von Leipzig am 23.09.2007 für eine Wellenlänge von 644 nm (a) und 800 nm (b).

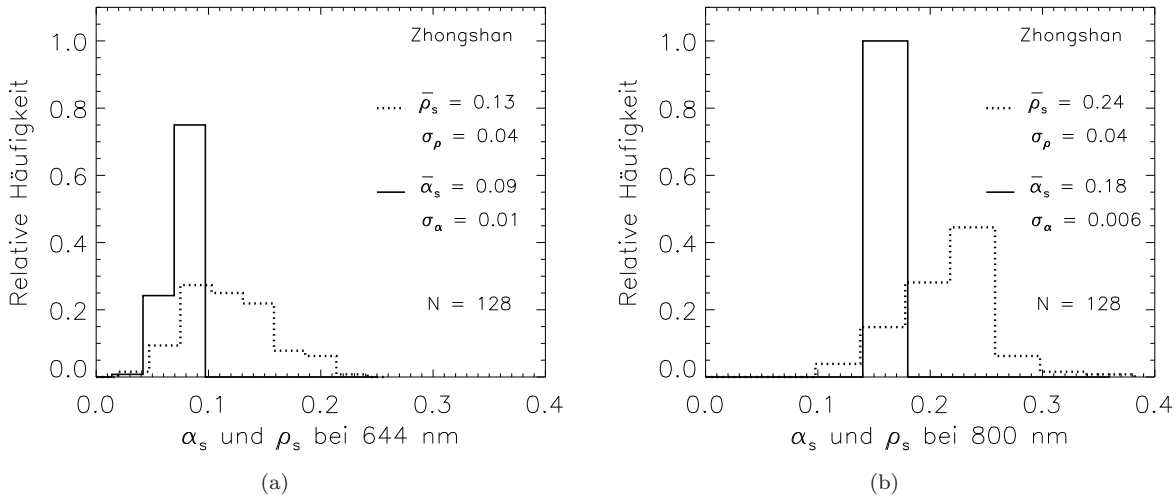


Abbildung 4.11: Häufigkeitsverteilung der Bodenalbedo (durchgezogene Linie) und Bodenreflektivität (gestrichelte Linie) von Zhongshan am 03.12.2009 für eine Wellenlänge von 644 nm (links) und 800 nm (rechts).

Häufigkeitsverteilungen von Bodenreflektivität und Bodenalbedo. Die Standardabweichung der Bodenreflektivität ist mit 0.04 bei 644 nm und 800 nm größer als die Standardabweichung der Bodenalbedo, welche sich auf 0.01 beziehungsweise 0.006 beläuft. Dies zeigt, dass die Bodenalbedo, die aus Messungen in 4100 m Flughöhe bestimmt wurde, die Variabilität der Bodenreflexion nicht wiedergeben kann, wie Jäkel et al. (2012) ebenfalls zeigen. Im Gegensatz hierzu ist Variabilität in der Bodenreflektivität, die aus Messungen in gleicher Flughöhe abgeleitet wurde, sichtbar.

4.5 Anisotropie der am Boden reflektierten Strahlung

In Kapitel 2.2 wurde beschrieben, dass für isotrop reflektierende Oberflächen $F = \pi \cdot I$ [Gleichung (2.7)] gültig ist. Unter dieser Annahme gilt dementsprechend $\alpha = F^{\uparrow}/F^{\downarrow} = \pi \cdot I^{\uparrow}/F^{\downarrow} = \rho$, d.h. für isotrop reflektierende Oberflächen ist der Anisotropie-Index $\beta_{\mathrm{I}} = \rho/\alpha = 1$. Der Umkehrschluss ist allerdings nicht eindeutig. Für einen Anisotropie-Index von $\beta_{\mathrm{I}} = 1$ liegt nicht zwingend isotrope Reflexion vor, sondern die Radianz in Nadir-Richtung entspricht dem Irradianz-Anteil in gleicher Richtung. Es ist demnach weiterhin möglich, dass die Reflexion in andere Raumwinkel stärker oder schwächer als in Nadir-Richtung ist (Abbildung 2.3). Von Eins abweichende Anisotropie-Indices bedeuten hingegen, dass der Untergrund nicht isotrop reflektierend ist.

4.5.1 Spektrale Abhängigkeit des Anisotropie-Index

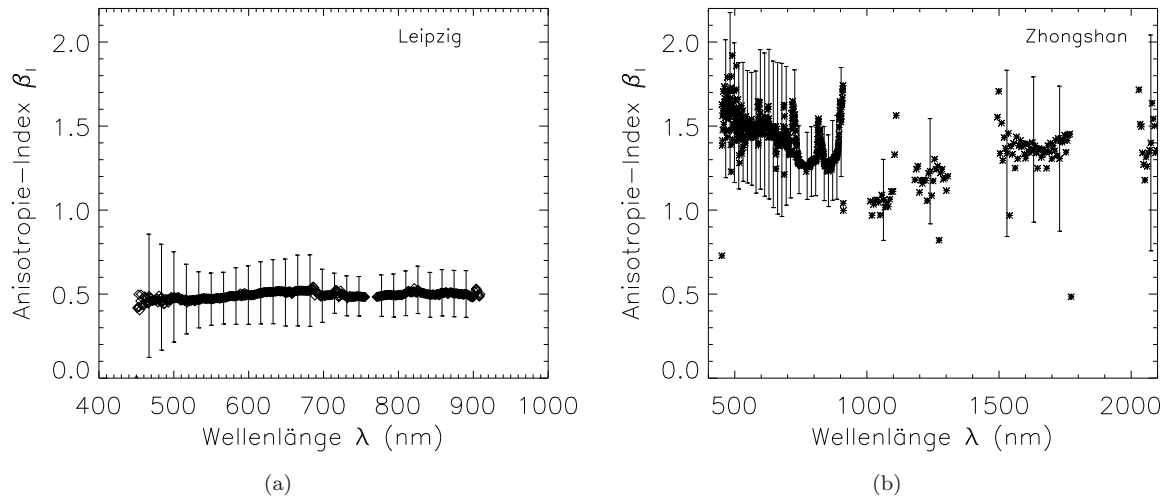


Abbildung 4.12: Spektrale Abhängigkeit des räumlich gemittelten Anisotropieindex β_{I} für das Stadtgebiet von (a) Leipzig und (b) Zhongshan.

Abbildung 4.12 zeigt die spektrale Abhängigkeit der räumlich gemittelten Anisotropie-Indices für Leipzig (a) und Zhongshan (b). Die Variabilität des Anisotropie-Index in Form der Standardabweichung ist durch vertikale Balken in den Abbildungen dargestellt. Da in Leipzig die Bodenalbedo nur für den sichtbaren Spektralbereich bestimmt wurde, wird in diesem Fall der Anisotropie-Index ebenfalls nur für den sichtbaren Bereich dargestellt. Sowohl für Leipzig, als auch für Zhongshan ist die spektrale Variation des räumlich gemittelten Anisotropie-Index geringer als dessen Standardabweichung. Für die Stadt Leipzig ist der mittlere Anisotropie-Index kleiner Eins, d.h. die Reflektivität ist geringer als die Albedo. Für Zhongshan nimmt der Anisotropie-Index Werte größer Eins an, da in diesem Fall die Reflektivität höher als die Albedo ist. Von Eins abweichende Werte, wie im vorliegenden Fall, können zum einen durch einen anisotrop reflektierenden Untergrund, aber auch durch Mehrfachstreuung oberhalb eines heterogenen Untergrundes erzeugt werden. Dies soll im Folgenden anhand Abbildung 4.13 näher erläutert werden. Abbildung 4.13 (a) zeigt die ver-

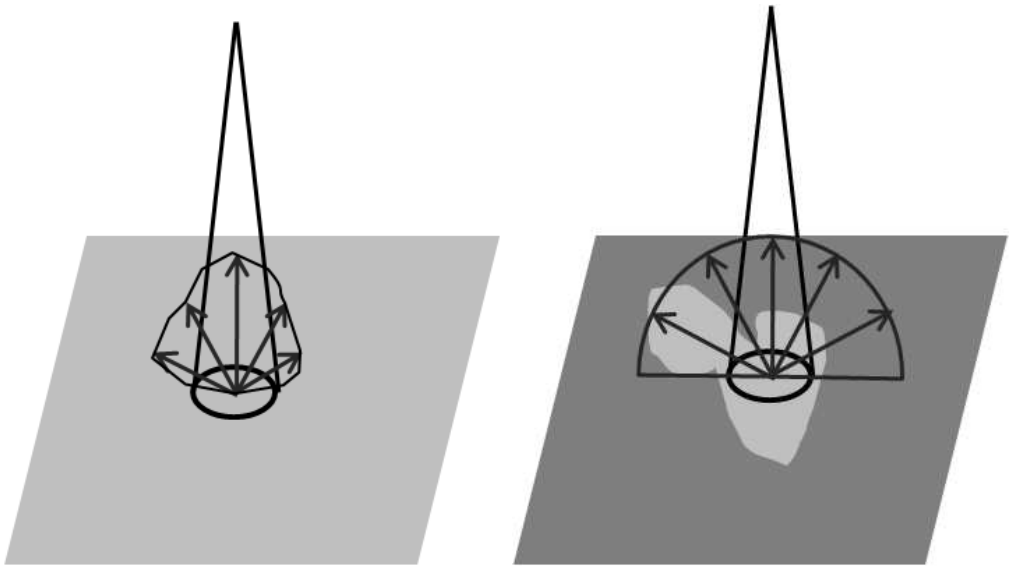


Abbildung 4.13: Mögliche Ursachen eines positiven Anisotropie-Index. (a) Anisotroper, homogener Untergrund. (b) Isotroper, heterogener Untergrund.

einfachte, schematische Darstellung einer homogenen, anisotrop reflektierenden Oberfläche, bei der die Reflexion in Nadir-Richtung bevorzugt ist. Abbildung 4.13 (b) stellt eine heterogene, isotrop reflektierende Oberfläche dar. In diesem Fall erhöht der stärker reflektierende Untergrund in Nadir-Blickrichtung des Sensors die Reflektivität. Beide Fälle, (a) und (b) führen zu β_{I}-Werten größer Eins. Natürlich ist auch die Kombination aus beiden Ursachen möglich. Für eine eindeutige Aussage betreffend der Anisotropie eines heterogenen Untergrundes ist demnach der Anisotropie-Index nicht ausreichend, sondern die Bestimmung der BRDF erforderlich.

4.5.2 Räumliche Variabilität des Anisotropie-Index

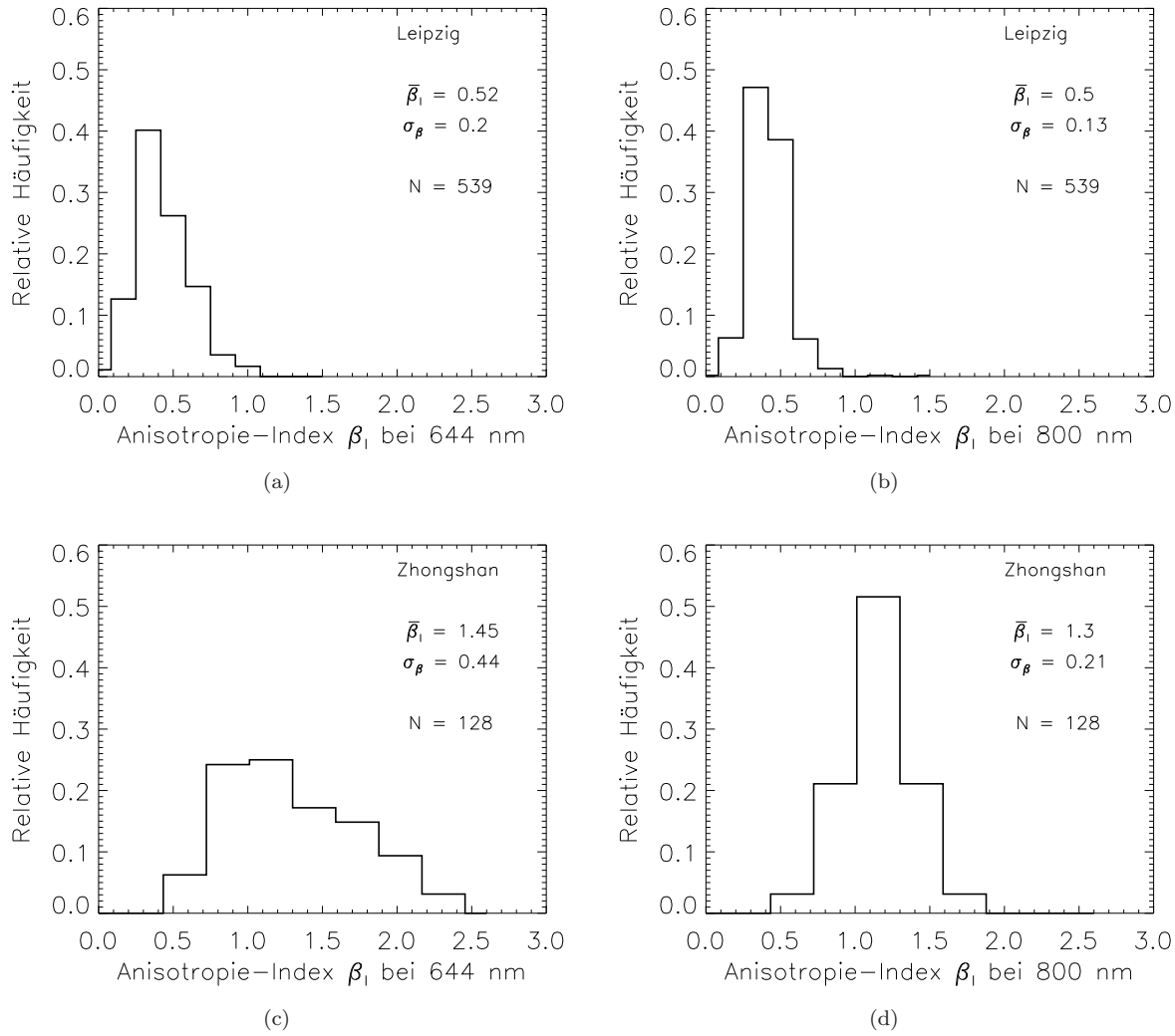


Abbildung 4.14: Häufigkeitsverteilung des Anisotropieindex β_I für das Stadtgebiet von Leipzig für eine Wellenlänge von 644 nm (a) und 800 nm (b), sowie für die Stadt Zhongshan für 644 nm (c) und 800 nm (d).

Aufgrund der in den Abbildungen 4.10 und 4.11 gezeigten Variabilität der Bodenalbedo und -reflektivität, ist zu erwarten, dass der Anisotropie-Index ebenfalls räumlich nicht konstant ist, wie bereits die Standardabweichung in Abbildung 4.12 zeigt. Abbildung 4.14 (a) und (b) zeigt die räumliche Variabilität des Anisotropie-Index der Stadt Leipzig für (a) 644 nm und (b) 800 nm in Form einer Häufigkeitsverteilung. Für Leipzig sind nahezu alle Werte kleiner Eins. Dies zeigt, dass die Bodenreflektivität sowohl bei 644 nm, als auch bei 800 nm niedrigere Werte als die Bodenalbedo aufweist. Die Messungen in Zhongshan ergaben für beide Wellenlängen einen Anisotropie-Index, der zumeist größer Eins ist [Abbildung 4.14 (c) und (d)]. Somit ist die Bodenreflektivität häufig größer als die Bodenalbedo, d.h. dass der

Anteil der in Nadir-Richtung reflektierten Strahlung größer ist als in andere Richtungen. Des weiteren ist der Wertebereich des Anisotropie-Index für Zhongshan größer als für Leipzig, so dass eine breitere Häufigkeitsverteilung auftritt. Die aus 4100 m bestimmte Bodenalbedo erscheint nahezu konstant mit $\bar{\alpha}_{\mathrm{s},644\,\mathrm{nm}} = 0.09 \pm 0.01$, wohingegen die aus gleicher Höhe bestimmte Reflektivität eine deutliche Variabilität aufweist mit $\bar{\rho}_{\mathrm{s},644\,\mathrm{nm}} = 0.13 \pm 0.04$. Dadurch ist auch der Anisotropie-Index räumlich variabel mit $\bar{\beta}_{\mathrm{I},644\,\mathrm{nm}} = 1.45 \pm 0.44$.

5 Optische Dicke von Aerosolpartikeln aus Stallitenmessungen

5.1 Ableitung der optischen Dicke von Aerosolpartikeln über Land

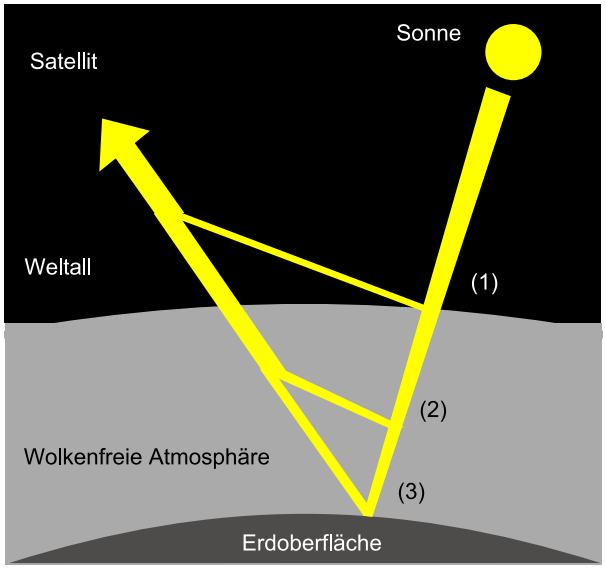


Abbildung 5.1: Vereinfachte schematische Darstellung des Strahlungswegs von Quelle (Sonne) bis Empfänger (Satellit). (1) Reflexion der solaren Strahlung am Oberrand der Atmosphäre, (2) Reflexion der solaren Strahlung innerhalb der Atmosphäre, (3) Reflexion der solaren Strahlung an der Erdoberfläche.

Die optische Dicke von Aerosolpartikeln τ kann aus Satellitenmessungen der nach oben gestreuten Strahlung am Oberrand der Atmosphäre bestimmt werden (Kaufman et al., 1997b). Betrachtet wird hierbei die sogenannte *normalized spectral radiance*, welche der Reflektivität am Oberrand der Atmosphäre (***T****op* ***O****f* ***A****tmosphere*, TOA) entspricht. Die von MODIS gemessene Radianz enthält sowohl Anteile, die von der Erdoberfläche reflektiert wurden, als auch Anteile, die innerhalb der Erdatmophäre gestreut wurden (Abb. 5.1). Daher muss

die Reflektivität des Erdbodens möglichst exakt bekannt sein. Annahmen müssen getroffen werden, um deren Einfluss auf das Satellitensignal von den atmosphärischen Anteilen zu trennen. Im Falle des MODIS Algorithmus *Collection 5* (C005) über Land wird dabei angenommen, dass die TOA Reflektivität eine Funktion von nacheinander stattfindenden Wechselwirkungen im Erdboden-Atmosphäre-System ist. Das heißt, die gemessene Reflektivität setzt sich zusammen aus: Streuung innerhalb der Atmosphäre ohne Wechselwirkung mit der Erdoberfläche (atmosphärische Reflektivität), der Reflexion der Strahlung am Erdboden, welche zum Oberrand der Atmosphäre transmittiert wird (Erdoberflächenfunktion) und der Reflexion von Strahlung von außerhalb des Sensor-Blickfeldes in das Sensor-Blickfeld hinein (Umgebungsfunktion). Der Zusammenhang zwischen winkelabhängiger Reflektivität am Oberrand der Atmosphäre ρ^*_λ und der atmosphärischen Reflektivität $\rho_{\mathrm{a},\lambda}$ ergibt sich aus Addition:

$$\rho^*_\lambda(\theta_0,\theta,\varphi) = \rho_{\mathrm{a},\lambda}(\theta_0,\theta,\varphi) + \frac{F_\lambda(\theta_0)\cdot T_\lambda(\theta)\cdot \rho_{\mathrm{s},\lambda}(\theta_0,\theta,\varphi)}{1 - s_\lambda \cdot \rho_{\mathrm{s},\lambda}(\theta_0,\theta,\varphi)}\,, \tag{5.1}$$

wobei F_λ die abwärtsgerichtete Irradianz ist, T_λ die Transmission aufwärts in das Sichtfeld des Satelliten. Die atmosphärische Reflektivität $\rho_{\mathrm{a},\lambda}$ beschreibt die Streuung innerhalb der Atmosphäre ohne Wechselwirkung mit dem Erdboden, das atmosphärische Rückstreuverhältnis s_λ ist ein Maß für den Anteil der am Erdboden isotrop reflektierten und innerhalb der Atmosphäre diffus gestreuten Strahlung. Die Bodenreflektivität $\rho_{\mathrm{s},\lambda}$ wird als isotrop angenommen. θ_0 ist der solare Zenitwinkel, θ der Zenitwinkel des Sensors.
Der MODIS Algorithmus zur Bestimmung der optischen Dicke von Aerosolpartikeln über Land wurde für dunkle Oberflächen (*dark target*) entwickelt, da für diese das Signal von Boden und Atmosphäre leichter zu separieren ist. Typischerweise zählen Waldflächen zu diesen dunklen Oberflächen. Da jedoch viele Landoberflächen eine höhere Reflektivität aufweisen, kann der Algorithmus nicht für jedes gemessene Pixel durchgeführt werden. Um dennoch global die optische Dicke der Aerosolpartikel zu bestimmen, erfolgt eine Selektion hinsichtlich geeigneter, dunkler Pixel. In einem 10 km x 10 km Gebiet werden 1 km x 1 km Pixel mit $0.01 < \rho_{2120} < 0.25$ gesucht. Innerhalb der Gruppe dieser Pixel werden 50 % der dunkelsten und 20 % der hellsten Pixel bezüglich ρ_{640} entfernt. Die übrigen Pixel werden gemittelt und repräsentieren das 10 km x 10 km Pixel für das die optische Dicke der Aerosolpartikel bestimmt wird.

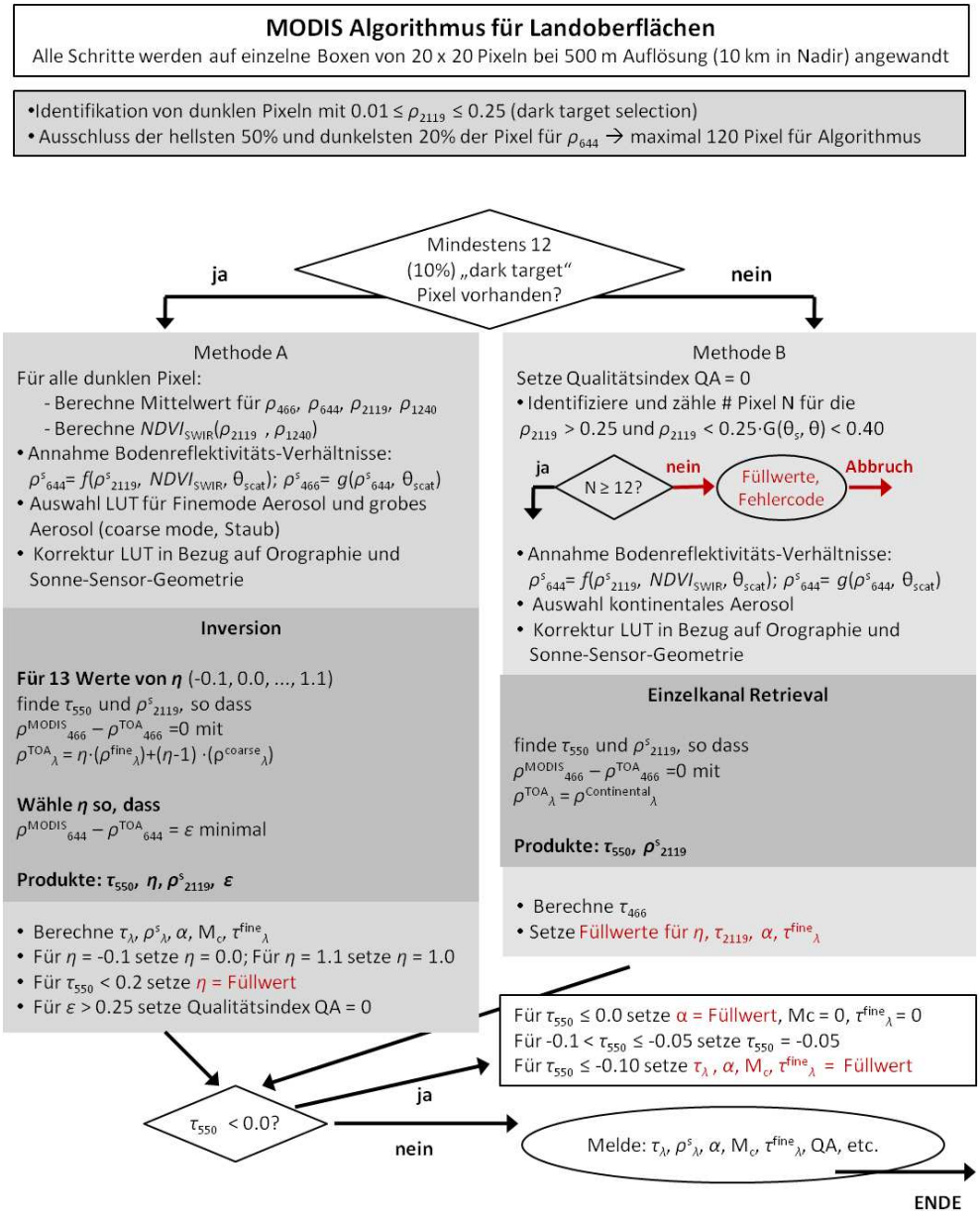


Abbildung 5.2: Flussdiagramm des Algorithmus zur Bestimmung der optischen Dicke von Aerosolpartikeln aus MODIS Messungen über dunklen Landflächen (adaptiert aus: Levy et al., 2007b).

In Abbildung 5.2 ist schematisch die Abfolge des operationellen Aerosolalgorithmus von MODIS C005 über Land dargestellt. Dieser dient der Bestimmung der optischen Dicke von Aerosolpartikeln aus der mit MODIS gemessenen aufwärts gerichteten Radianz am Oberrand der Atmosphäre. Zu Beginn des Algorithmus wird die Geometrie zwischen MODIS und der Sonne berechnet. Die vorberechneten Tabellen (engl. ***L**ook-**U**p **T**able*, LUT) der Reflektivität am Oberrand der Atmosphäre ρ^*_λ für verschiedene Sonne-Sensor-Geometrien, sowie unterschiedliche optische Dicken von Aerosolpartikeln und Verhältnissen des feinen Aerosol zu grobem Aerosol η, werden im Vorfeld eingelesen, ebenso wie die passende Aerosolkarte, d.h. der Aerosoltyp des feinen Aerosols in Abhängigkeit von Ort und Jahreszeit. Im MO-

Typ	Wellenlänge λ (µm)	$\tilde{\omega}$	g
kontinental	0.47	0.9	0.64
	0.55	0.89	0.63
	0.66	0.88	0.63
	2.1	0.67	0.79
moderat absorbierend	0.47	0.93	0.68
	0.55	0.92	0.65
	0.66	0.91	0.61
	2.1	0.87	0.68
schwach absorbierend	0.47	0.95	0.71
	0.55	0.95	0.68
	0.66	0.94	0.65
	2.1	0.90	0.64
absorbierend	0.47	0.88	0.64
	0.55	0.87	0.60
	0.66	0.85	0.56
	2.1	0.70	0.64
Staub (Sphäroid)	0.47	0.94	0.71
	0.55	0.95	0.70
	0.66	0.96	0.69
	2.1	0.98	0.71

Tabelle 5.1: Optische Eigenschaften der in MODIS verwendeten Aerosoltypen.(Levy et al., 2009)

DIS Aerosolalgorithmus wird für Aerosol eine Kombination von grobem und feinem Aerosol angenommen oder der kontinentale Aerosoltyp verwendet, der bereits in *Collection 4* enthalten war. Levy et al. (2007a) führten Anhand einer Analyse von AERONET-Daten drei neue Klassen für feines Aerosol ein und ordneten diese geographischen Regionen zu. Diese Klassen für feine Aerosolpartikel bestehen aus sphärischen Partikeln und unterscheiden sich hinsichtlich ihrer Streu- und Absorptionseigenschaften. Es wird zwischen absorbierenden [$\tilde{\omega}(670\,\mathrm{nm}) \approx 0.85$], moderat absorbierenden [$\tilde{\omega}(670\,\mathrm{nm}) \approx 0.9$] und schwach absorbierenden Aerosolpartikeln [$\tilde{\omega}(670\,\mathrm{nm}) \approx 0.95$] unterschieden. Der grobe Aerosoltyp wird global angenommen. Die Partikel des groben Aerosoltyp sind nicht-sphärisch. Tabelle 5.1 zeigt die optischen Eigenschaften der verschiedenen Aerosoltypen.
Nach der Berechnung des Streuwinkels [siehe Gleichung (2.17) in allgemeiner Form] mittels:

$$\vartheta_{\mathrm{scat}} = \arccos\left[-\cos(\theta_0)\cdot\cos(\theta) + \sin(\theta_0)\sin(\theta)\cdot\cos(\Delta\varphi)\right] , \tag{5.2}$$

mit dem Sonnenzenitwinkel θ_0, dem Zenitwinkel des MODIS Sensors θ und dem relativen Azimutwinkel zwischen Sonne und MODIS Sensor $\Delta\varphi$ werden die aus dem LUT eingelesenen Variablen hinsichtlich der Messgeometrie interpoliert. Nach diesen vorbereitenden Schritten erfolgt die sogenannte *dark target selection*, über die bestimmt wird, ob der vollständige

Algorithmus inklusive Bestimmung des Anteils feiner Aerosolpartikel η an der gesamten optischen Dicke durchgeführt wird. Dabei wird die gemessene Reflektivität bei 2120 nm in Hinblick auf einen Schwellwert betrachtet. Für

$$0.01 \leq \rho^{\mathrm{m}}_{\mathrm{TOA},2120} \leq 0.25$$

wird der vollständige Aerosolalgorithmus aufgerufen. Ist dieses Kriterium nicht erfüllt, allerdings

$$0.25 \leq \rho^{\mathrm{m}}_{\mathrm{TOA},2120} \leq 0.25 \cdot \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{1}{\cos(\theta)} + \frac{1}{\sqrt{\cos(\theta_0)}} \right) ,$$

so wird der Aerosolalgorithmus lediglich für den kontinentalen Aerosoltyp durchgeführt und der Anteil feiner Aerosolpartikel η nicht bestimmt. Werden beide Kriterien nicht erfüllt, findet keine Bestimmung der optischen Dicke von Aerosolpartikeln statt. Anhand der gewählten Aerosolkarte wird der entsprechende Aerosoltyp und der zugehörige LUT gewählt. In diesem LUT enthaltene Variablen sind die optische Dicke von Aerosolpartikeln, τ^{LUT}, der Massenkoeffizient, der normalisierte Extinktionskoeffizient, die abwärtsgerichtete Strahlungsflussdichte $F^{\downarrow}$, das atmosphärische Rückstreuverhältnis s_λ, die Transmissivität T_λ und die Reflektivität ρ^{LUT}. Im Anschluss erfolgt die Simulation der Reflektivität am Oberrand der Atmosphäre mit Hilfe des LUT, sowie einer Programmschleife über verschiedene Verhältnisse von feinen zu groben Partikeln, η, und optische Dicken von Aerosolpartikeln, τ. Zunächst wird die Bodenreflektivität bestimmt. Hierbei wird im Algorithmus der C005 folgende Formel zur Bestimmung der Bodenreflektivität bei 2120 nm angewandt:

$$\rho_{\mathrm{s},2120}(\tau, \mathrm{mode}) = \frac{\rho^{\mathrm{LUT}}_{\mathrm{TOA},2120}(\tau, \mathrm{mode}) - \rho^{\mathrm{m}}_{\mathrm{TOA},2120}}{s_\lambda \cdot \left(\rho^{\mathrm{LUT}}_{\mathrm{TOA},2120}(\tau, \mathrm{mode}) - \right) \rho^{\mathrm{m}}_{\mathrm{TOA},2120} - T_\lambda} . \tag{5.3}$$

Levy et al. (2007b) zeigen, dass das Verhältnis zwischen $\rho_{\mathrm{s},2120}$ und $\rho_{\mathrm{s},644}$ davon abhängt, wie hoch der Anteil der Vegetation im betrachteten Pixel ist. Sie beschreiben es als *greennes*. Dementsprechend führen sie einen vom normalen Vegetationsindex (***N**ormalised **D**ifference **V**egetation **I**ndex*, $NDVI$, z.B. Tucker and Sellers (1986)) abweichenden $NDVI_{\mathrm{SWIR}}$ ein, der die Reflektivität längerer Wellenlängen berücksichtigt:

$$NDVI_{\mathrm{SWIR}} = \frac{\rho^{\mathrm{m}}_{1240} - \rho^{\mathrm{m}}_{2120}}{\rho^{\mathrm{m}}_{1240} + \rho^{\mathrm{m}}_{2120}} , \tag{5.4}$$

wobei ρ^{m}_{1240} und ρ^{m}_{2120} die von MODIS gemessene Reflektivität am Oberrand der Atmosphäre des 1240 nm- und 2120 nm-Kanals (Kanal 5 bzw. 7) sind. Ein $NDVI_{\mathrm{SWIR}} > 0.6$ repräsentiert aktive Vegetation, $NDVI_{\mathrm{SWIR}} < 0.2$ bedeutet karge Vegetation. Das vegetationsabhängige

Verhältnis zwischen $\rho_{\mathrm{s},2120}$ und $\rho_{\mathrm{s},644}$ ist

$$\rho_{\mathrm{s},644} = f(\rho_{\mathrm{s},2120}) = \rho_{\mathrm{s},2120} \cdot a_{644/2120} + b_{644/2120} \,. \tag{5.5}$$

Die Bodenreflektivität bei 466 nm kann als Funktion der Bodenreflektivität bei 644 nm ausgedrückt werden:

$$\rho_{\mathrm{s},466} = g(\rho_{\mathrm{s},644}) = \rho_{\mathrm{s},644} \cdot a_{466/644} + b_{466/644} \,, \tag{5.6}$$

wobei für die Parameter a und b

$$\begin{aligned} a_{644/2120} &= a_{644/2119}^{NDVI_{\mathrm{SWIR}}} + 0.002 \cdot \vartheta_{\mathrm{scat}} - 0.27 \,, \\ b_{644/2120} &= -0.00025 \cdot \vartheta_{\mathrm{scat}} + 0.033 \,, \\ a_{466/644} &= 0.49 \,, \\ b_{466/644} &= 0.005 \end{aligned} \tag{5.7}$$

gilt. Der Wert für $a_{644/2119}^{NDVI_{\mathrm{SWIR}}}$ wird dabei entsprechend des Vegetationsgrades gewählt:

$$a_{644/2120}^{NDVI_{\mathrm{SWIR}}} = 0.48; \qquad NDVI_{\mathrm{SWIR}} < 0.25, \tag{5.8}$$

$$a_{644/2120}^{NDVI_{\mathrm{SWIR}}} = 0.58; \qquad NDVI_{\mathrm{SWIR}} > 0.75, \tag{5.9}$$

$$a_{644/2120}^{NDVI_{\mathrm{SWIR}}} = 0.48 + 0.2 \cdot (NDVI_{\mathrm{SWIR}} - 0.25); 0.25 \leq NDVI_{\mathrm{SWIR}} \leq 0.75 \,. \tag{5.10}$$

Im Algorithmus werden die bimodalen Aerosoltypen, dominiert durch feines Aerosol bzw. grobes Aerosol, so kombiniert, dass simulierte und gemessene Reflektivitäten am Oberrand der Atmosphäre übereinstimmen. Aerosol- und Erdoberflächeninformationen werden gleichzeitig in den drei Kanälen (466 nm, 644 nm und 2120 nm) invertiert, so dass mit einigen Annahmen über die spektrale Abhängigkeit drei Parameter abgeleitet werden können: optische Dicke von Aerosolpartikeln bei 553 nm, τ_{553}, Anteil an feinen Aerosolpartikeln η_{553} und die Bodenreflektivität für 2120 nm.
Unter der Annahme, dass die berechnete, spektrale, totale TOA Reflektivität ρ_λ^* näherungsweise die gewichtete Summe der spektralen Reflektivität einer Kombination der fein (*fine*, f) und grob (*coarse*, c) dominierten Aerosoltypen ist, kann Gleichung (5.1) umgeschrieben werden:

$$\begin{aligned} \rho_\lambda^* &= \eta \cdot \rho_\lambda^{*\mathrm{f}} + (1-\eta) \cdot \rho_\lambda^{*\mathrm{c}} \\ &= \eta \cdot \left(\rho_{\mathrm{a},\lambda}^{\mathrm{f}} + \frac{\hat{T}_\lambda^{\mathrm{f}} \cdot \rho_{\mathrm{s},\lambda}}{1 - s_\lambda^{\mathrm{f}} \cdot \rho_{\mathrm{s},\lambda}} \right) + (1-\eta) \cdot \left(\rho_{\mathrm{a},\lambda}^{\mathrm{c}} + \frac{\hat{T}_\lambda^{\mathrm{c}} \cdot \rho_{\mathrm{s},\lambda}}{1 - s_\lambda^{\mathrm{c}} \cdot \rho_{\mathrm{s},\lambda}} \right) \,, \end{aligned} \tag{5.11}$$

wobei $\rho_\lambda^{*\mathrm{f}}$ und $\rho_\lambda^{*\mathrm{c}}$, die jeweilige TOA Reflektivität für feine Aerosolpartikel und grobe Aerosolpartikel, aus *atmospheric path reflectance* (Aerosol + Rayleigh) und Bodenreflektivität des jeweiligen Aerosoltyps zusammengesetzt sind. $\hat{T}$ ist die Zwei-Wege Transmission $T(\theta_0) \cdot T(\theta)$, d.h. die Transmission vom Oberrand der Atmosphäre zur Erdoberfläche und zurück.
Ziel des vollständigen Algorithmus ist, für diskrete Werte von η zwischen 0.1 und 1.1, Paare von τ und Bodenreflektivität bei 2120 nm zu finden, so dass die simulierte Reflektivität am Oberrand der Atmosphäre bei 466 nm möglichst mit der gemessenen Reflektivität übereinstimmt.

5.2 Modifikation des MODIS Aerosolalgorithmus

Zur Untersuchung des Einflusses räumlich variabler Bodenreflektivität auf die mit dem operationellen MODIS Algorithmus bestimmte optische Dicke von Aerosolpartikeln wurde die zur Berechnung der Bodenreflektivität bei 466 nm verwendete Steigung $a_{466/644}$ variiert. Dazu stand ein von der restlichen MODIS-Routine unabhängiger Fortran-Programmcode zur Aerosolbestimmung über Land zur Verfügung (`V5.2_standalone, Process_land_V6_standalone.f`). Eingangsvariablen dieses Codes sind zum einen die Sonne-Sensor-Geometrie für das zu untersuchende Gebiet, und zum anderen die Reflektivität am Oberrand der Atmosphäre bei 466, 553, 644, 1240, 1640 und 2120 nm für ein 10 km x 10 km Bildpunkt, wie sie in den MODIS HDF Dateien mit der Kennung MOD04 beziehungsweise MYD04 zu finden sind. Die Bodenreflektivität bei 2120, 644 und 466 nm wird innerhalb des Algorithmus entsprechend der Gleichungen (5.3)-(5.6) bestimmt.

5.3 Spektrale Reflektivitätsverhältnisse im Vergleich zu Annahmen im MODIS Algorithmus

Abbildung 5.3 (a) zeigt die Bodenreflektivität bei 466 nm in Abhängigkeit von der Bodenreflektivität bei 644 nm für die Stadt Leipzig am 23.09.2007. Trotz sichtbarer Streuung ist ein linearer Zusammenhang erkennbar. Im Falle der Stadt Leipzig ergab die Regression (durchgängige Linie) eine Steigung von $a_{466/644} = 0.48$ bei einem y-Achsenabschnitt von $b_{466/644} = -0.005$ für ein Bestimmtheitsmaß R^2 von 0.90. Im Vergleich zu den Werten im MODIS Standard-Aerosolalgorithmus (gestrichelte Linie), Steigung von $a_{466/644} = 0.49$ und y-Achsenabschnitt von $b_{466/644} = 0.005$, stimmt die Steigung nahezu überein, der y-Achsenabschnitt zeigt jedoch eine deutliche Abweichung. Um die Sensitivität des operationellen Aerosolalgorithmus auf die Bodenreflektivität bei 466 nm, beziehungsweise deren Bestimmung, zu quantifizieren wurden alle möglichen Steigungen $a_{466/644}$ für die Messungen in Leipzig 2007 und Zhongshan 2009 bestimmt. Da für eine Bodenreflektivität von 0.0 bei 644 nm

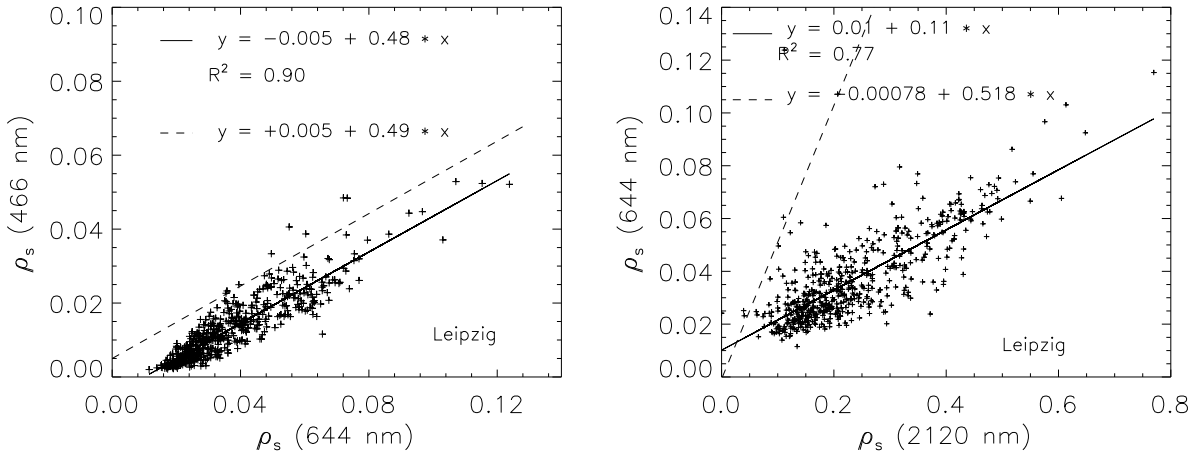


Abbildung 5.3: Zusammenhang zwischen $\rho_s(644\,\mathrm{nm})$ und $\rho_s(466\,\mathrm{nm})$ (a) sowie $\rho_s(2120\,\mathrm{nm})$ und $\rho_s(644\,\mathrm{nm})$ (b) für das Gebiet der Stadt Leipzig am 23.09.2007. Die lineare Regression ist als durchgezogene Linie dargestellt. Die gestrichelte Linie zeigt die entsprechend Funktion des Standardalgorithmus.

ebenfalls diejenige bei 466 nm Null ergeben müsste, wurde dementsprechend die Variation der möglichen Steigungen $a_{466/644}$ aus den Quotienten $\rho_s(466\,\mathrm{nm})/\rho_s(644\,\mathrm{nm})$ der einzelnen Messpunkte berechnet, auch wenn die Regression einen y-Achsenabschnitt ungleich Null fordert. In Abbildung 5.3 (b) ist die Bodenreflektivität bei 644 nm in Abhängigkeit von der Bodenreflektivität bei 2120 nm dargestellt. Im Vergleich zu Abbildung 5.3 (a) ist eine größere Streuung zu sehen. Das Bestimmtheitsmaß der linearen Regression von $R^2 = 0.77$ bestätigt, dass die beiden Messgrößen nicht durch die lineare Regression repräsentiert werden können. Der Vollständigkeit halber wurde diese dennoch bestimmt und als durchgängige Linie dargestellt. Es zeigt sich eine deutliche Abweichung der ermittelten Steigung mit $a_{644/2120} = 0.11$ von den Ergebnissen von Oo et al. (2010), die das Verhältnis $\rho_s(644\,\mathrm{nm})/\rho_s(2120\,\mathrm{nm})$ zu 0.72 über urbanen Gebieten bestimmten.

Die Häufigkeitsverteilungen aller durch den Quotienten $\rho_s(466\,\mathrm{nm})/\rho_s(644\,\mathrm{nm})$ ermittelten Steigungen $a_{466/644}$ für Leipzig am 23.09.2007 sind in Abbildung 5.4 (a) dargestellt. Der Mittelwert der berechneten Steigungen in der Häufigkeitsverteilung ist mit 0.33 geringer als die mittels Regression ermittelte Steigung von 0.48, da für die Häufigkeitsverteilung ein y-Achsenabschnitt von 0.0 angenommen wurde. Die Standardabweichung beläuft sich auf 0.12 und gibt im Vergleich zum Mittelwert eine große Variabilität der möglichen Steigungen an. Die gestrichelte Linie markiert den Steigungswert des Standardalgorithmus. Abbildung 5.4 (b) zeigt die Häufigkeitsverteilung der berechneten Steigungen $a_{644/2120}$. Der Mittelwert ist mit 0.17 gering und steht im Widerspruch zu Literaturwerten von $\rho_s(644\,\mathrm{nm})/\rho_s(2120\,\mathrm{nm}) > 0.5$ für urbane Oberflächen (Levy et al., 2007b; Oo et al., 2010).

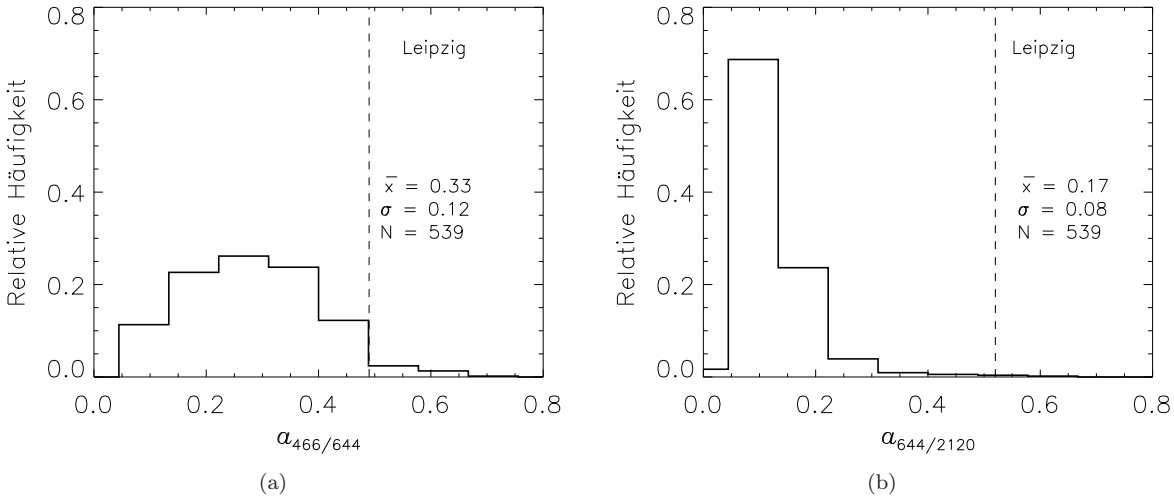


Abbildung 5.4: Häufigkeitsverteilung aller Steigungen zwischen $\rho_s(466\,\text{nm})$ und $\rho_s(644\,\text{nm})$ (a) sowie für die Steigungen zwischen $\rho_s(644\,\text{nm})$ und $\rho_s(2120\,\text{nm})$ für die Messungen in Leipzig am 23.09.2007 für einen festen y-Achsenabschnitt von 0.0. Die Steigung im Standardalgorithmus ist durch die gestrichelte Linie gekennzeichnet.

Da eine signifikante Abweichung zu Literaturwerten vorliegt, wurde in der Sensitivitätsstudie des MODIS Aerosolalgorithmus lediglich die Steigung und der y-Achsenabschnitt zur Berechnung von $\rho_s(466\,\text{nm})$ variiert [Gleichung (5.6)], und die Berechnung der Bodenreflektivität bei 2120 nm und 644 nm entsprechend dem operationellen Algorithmus durchgeführt. Abbildung 5.5 (a) zeigt die Bodenreflektivität bei 466 nm in Abhängigkeit von der Bodenreflektivität bei 644 nm der Stadt Zhongshan am 03.12.2009. Eine lineare Korrelation der Bodenreflektivität dieser beiden Wellenlängen kann auch für Zhongshan mit einem Bestimmtheitsmaß R^2 von 0.93 bestätigt werden. Die Steigung der linearen Regression (durchgängige Linie) beträgt 0.638, der y-Achsenabschnitt 0.025. Somit ist die Steigung größer als im Standardalgorithmus (gestrichelte Linie) mit $a_{466/644} = 0.49$. Levy et al. (2007b) fanden für urbane Oberflächen im Sommer eine Steigung von $a_{466/644} = 0.766$, womit die Resultate gestützt werden. Abbildung 5.5 (b) zeigt die Bodenreflektivität bei 644 nm in Abhängigkeit von der Bodenreflektivität bei 2100 nm. Für dieses Fallbeispiel wurde aus technischen Gründen nur die Bodenreflektivität bis 2100 nm bestimmt, die berechnete Steigung erhält dennoch die Bezeichnung $a_{644/2120}$. Wie bereits im Beispiel der Stadt Leipzig zu sehen, ist auch hier die Streuung der $\rho_s(644\,\text{nm})$ zu $\rho_s(2100\,\text{nm})$ Verhältnisse größer als für die Verhältnisse der Bodenreflektivität bei 466 und 644 nm. Die größere Variation der $\rho_s(644\,\text{nm})$ zu $\rho_s(2100\,\text{nm})$ Verhältnisse wird durch eine heterogene Oberfläche mit unterschiedlichen Bodentypen verursacht, da sowohl Spektren mit stark ausgeprägter Vegetationskante, als auch Spektren mit geringerer Vegetationskante enthalten sind. Auf die Berechnung einer Regressionsgeraden zwischen $\rho_s(644\,\text{nm})$ und $\rho_s(2100\,\text{nm})$ wurde aufgrund der großen Streuung verzichtet.

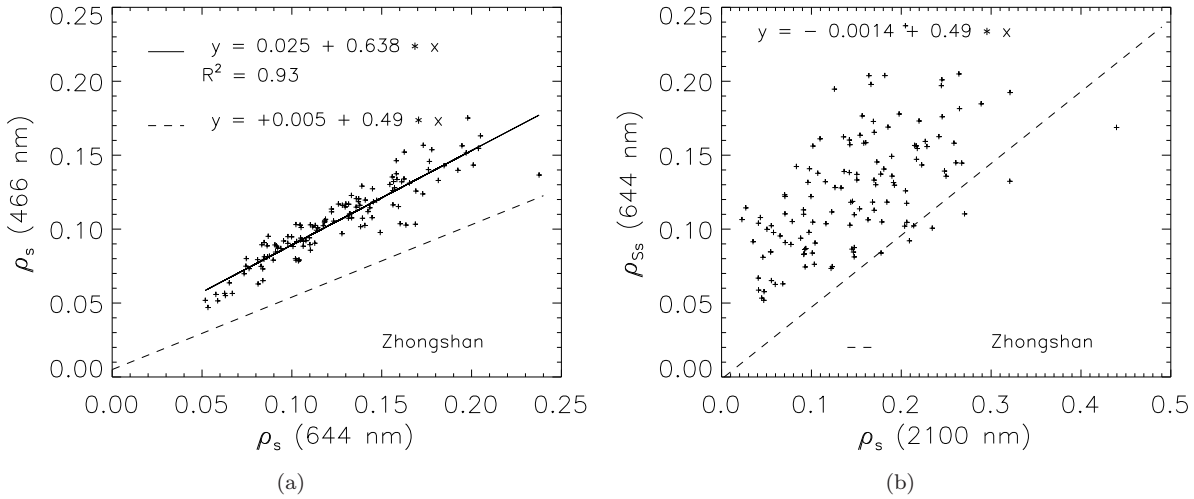


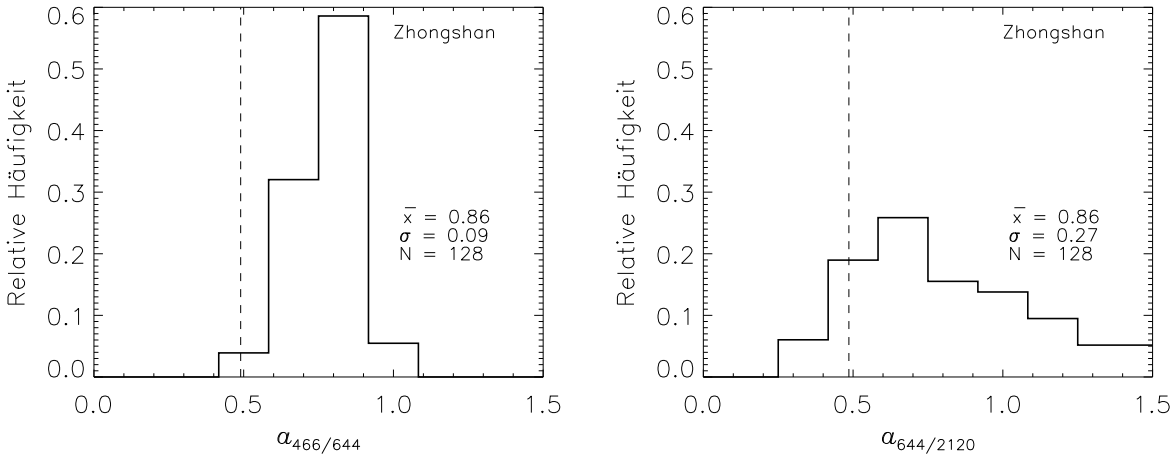
Abbildung 5.5: Zusammenhang zwischen $\rho_s(644\,\text{nm})$ und $\rho_s(466\,\text{nm})$ (a) sowie $\rho_s(2100\,\text{nm})$ und $\rho_s(644\,\text{nm})$ (b) für das Gebiet der Stadt Zhongshan am 03.12.2009. Die lineare Regression ist als durchgezogene Linie dargestellt. Die gestrichelte Linie zeigt die entsprechend Funktion des Standardalgorithmus..

Auch für das Fallbeispiel Zhongshan wird im operationellen MODIS Aerosolalgorithmus ausschließlich die Steigung $a_{466/644}$ zur Berechnung der Bodenreflektivität bei 466 nm variiert in Form der Quotienten $\rho_s(466\,\text{nm})/\rho_s(644\,\text{nm})$.

Abbildung 5.6 (a) zeigt die Häufigkeitsverteilungen der Steigung $a_{466/644}$ für Zhongshan am 03.12.2009. Das Maximum der Häufigkeitsverteilung für die Steigung $a_{466/644}$, sowie der ermittelte Mittelwert von $\bar{a}_{466/644} = 0.86$, sind deutlich höher als die im Standardalgorithmus angenommene Steigung von 0.49 zur Berechnung der Bodenreflektivität bei 466 nm. Der Mittelwert ist ebenfalls höher als die mittels Regression bestimmte Steigung [Abbildung 5.5 (a)], da ein y-Achsenabschnitt von 0.0 angenommen wurde, wodurch die Steigung

	Variable	Leipzig 2007	Zhongshan 2009
Standard Algorithmus	$a_{466/644}$	0.49	0.49
	$b_{466/644}$	0.005	0.005
	$a_{644/2120}$	0.518	0.49
	$b_{644/2120}$	0.0008	-0.0014
Messung, Regression	$a_{466/644}$	0.48	0.638
	$b_{466/644}$	-0.005	0.025
	$a_{644/2120}$	0.11	-
	$b_{644/2120}$	0.01	-
Messung, Mittelwert	$a_{466/644}$	0.33 ± 0.12	0.86 ± 0.09
	$a_{644/2120}$	0.17 ± 0.08	0.86 ± 0.27

Tabelle 5.2: Übersicht der experimentell bestimmten Steigungen zur Berechnung der Bodenreflektivität der sichtbaren Wellenlängen 466 und 644 nm.



(a) (b)

Abbildung 5.6: (a) Häufigkeitsverteilung aller Steigungen $a_{466/644}$, (b) Häufigkeitsverteilung für die Steigung $a_{644/2120}$ für die Messungen in Zhongshan am 03.12.2009 für einen festen y-Achsenabschnitt von 0.0. Die gestrichelte Linie markiert die Steigung im Standardalgorithmus.

entsprechend größer wird. Abbildung 5.6 (b) zeigt die Häufigkeitsverteilung der Steigung $a_{644/2120}$. Der berechnete Mittelwert ist mit $\bar{a}_{644/2120} = 0.86$ zum einen größer als die im Standardalgorithmus angenommene Steigung, zum anderen ebenfalls größer als die von Oo et al. (2010) ermittelte Steigung für urbane Oberflächen ($a_{644/2120} = 0.72$). Tabelle 5.2 zeigt eine Übersicht der aus den Messungen bestimmten Steigungen und y-Achsenabschnitte zur Berechnung der Bodenreflektivität bei 466 und 644 nm im Vergleich zu den Annahmen des Standardalgorithmus. Es zeigt sich, dass die Steigung zur Berechnung der Bodenreflektivität bei 466 nm, $a_{466/644}$, im Fallbeispiel Leipzig mit 0.48 bzw. 0.33 ± 0.12 etwas geringer als die Standardsteigung mit 0.49 ist. Größere Unterschiede zeigen sich im y-Achsenabschnitt der Regression mit $b_{466/644} = -0.005$ im Vergleich zur Standardannahme mit $+0.005$.

5.4 Einfluss der Bodenreflektivität auf den MODIS Aerosolalgorithmus

Zur Untersuchung der Sensitivität des MODIS Aerosolalgorithmus auf Variationen in der Bodenreflektivität, wurde im Algorithmus die Steigung zur Berechnung der Bodenreflektivität bei 466 nm entsprechend der aus den Messungen bestimmten Steigungen (Kapitel 5.3) verändert. Die Eingangsparameter wie Reflektivität am Oberrand der Atmosphäre wurden einem passenden Pixel der MODIS Aerosoldatei (MOD04 bzw. MYD04) entnommen. Datei und Pixel wurden so ausgewählt, dass der zeitliche Unterschied zu den Flugzeugmessungen der Bodenreflektivität weniger als eine Woche beträgt und ein zentrales Pixel der MODIS-Datei das Gebiet der Messungen möglichst einschließt. Auf diese Weise

wurden starke Unterschiede der Bodenreflektivität aufgrund von jahreszeitlichen Veränderungen und Unsicherheiten bezüglich der Streugeometrie reduziert. Im folgenden wird daher angenommen, dass die aus den flugzeuggetragenen Messungen bestimmte Bodenreflektivität auch für vorherige sowie nachfolgende Tage zutrifft. Für das Fallbeispiel Leipzig wurde daher Pixel (46,139) der Datei MOD04_L2.A2007264.1005.005.2007266040602.hdf des 21.09.2007 verwendet. Das Fallbeispiel Zhongshan wird für Pixel (52,154) der Datei MOD04_L2.A2009339.0300.005.2009339141649.hdf des 05.12.2009 durchgeführt.
Die verschiedenen berechneten Steigungen wurden jeweils für das gesamte Pixel verwendet. Auf diese Weise wurde die größtmögliche Variation erreicht. Im operationellen Algorithmus wird jedoch eine auf 10 km x 10 km gemittelte Reflektivität verwendet, so dass der tatsächliche Effekt im operationellen Algorithmus geringer ausfällt. Abbildungen 5.7 (a) zeigt den

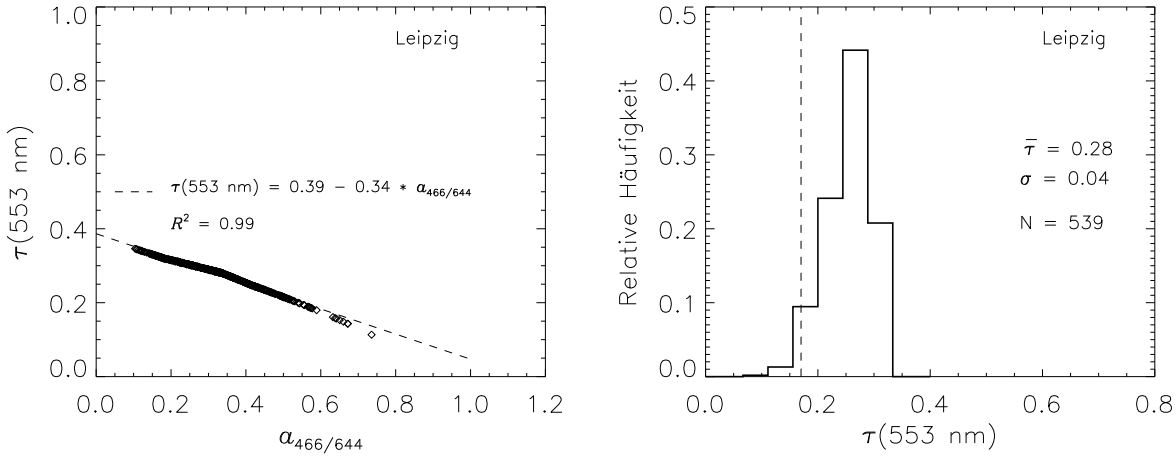


Abbildung 5.7: (a) Zusammenhang zwischen der Steigung $a_{466/644}$ bei festem y-Achsenabschnitt $b_{466/644} = 0.0$ und der bestimmten optischen Dicke der Aerosolpartikel bei 553 nm für die Messungen in Leipzig 2007. Die zugehörige lineare Regression ist als gestrichelte Linie gezeigt. (b) zeigt die Häufigkeitsverteilung der optischen Dicke von Aerosolpartikeln bei 553 nm. Die mittels Standardalgorithmus bestimmte optische Dicke ist als gestrichelte Linie dargestellt.

Zusammenhang zwischen angenommener Steigung $a_{466/644}$ und der resultierenden optischen Dicke der Aerosolpartikel bei 553 nm für Leipzig am 23.09.2007. Es existiert ein linearer Zusammenhang mit einem Korrelationskoeffizienten von $R^2 = 0.99$, wobei die optische Dicke von Aerosolpartikeln mit zunehmender Steigung $a_{466/644}$ abnimmt:

$$\tau(553\,\mathrm{nm}) \;=\; 0.39 - 0.34 \cdot a_{466/644}\,. \tag{5.12}$$

Abbildung 5.7 (b) zeigt die Häufigkeitsverteilung der bestimmten optischen Dicke von Aerosolpartikeln. Der Mittelwert und zugleich das Maximum der Häufigkeitsverteilung liegt bei $\bar{\tau}(553\,\mathrm{nm}) = 0.28$ mit einer Standardabweichung von 0.04. Die optische Dicke aufgrund

der mittels Regression bestimmten Steigung ist 0.26. Im Vergleich zur optischen Dicke von Aerosolpartikeln des Standardalgorithmus mit 0.17 sind nahezu alle Werte größer und nur für sehr große Steigungen wird der Wert des Standardalgorithmus erreicht.
Abbildungen 5.8 (a) zeigt den Zusammenhang zwischen angenommener Steigung $a_{466/644}$ und der resultierenden optischen Dicke der Aerosolpartikel bei 553 nm für Zhongshan. Der lineare Zusammenhang zwischen der zur Berechnung der Bodenreflektivität bei 466 nm verwendeten Steigung und der resultierenden optischen Dicke von Aerosolpartikeln bei 553 nm, kann mit dem zweiten Fallbeispiel bestätigt werden. Auch für Zhongshan nimmt die optische Dicke von Aerosolpartikeln mit zunehmender Steigung ab, entsprechend:

$$\tau(553\,\mathrm{nm}) \;=\; 1.14 - 0.55 \cdot a_{466/644}\,. \tag{5.13}$$

Es zeigt sich, dass Steigung und y-Achsenabschnitt der linearen Regression zwischen $a_{466/644}$ und $\tau(553\,\mathrm{nm})$ für die Fallbeispiele Leipzig und Zhongshan deutlich voneinander abweichen, wodurch sich kein genereller Zusammenhang zeigt.

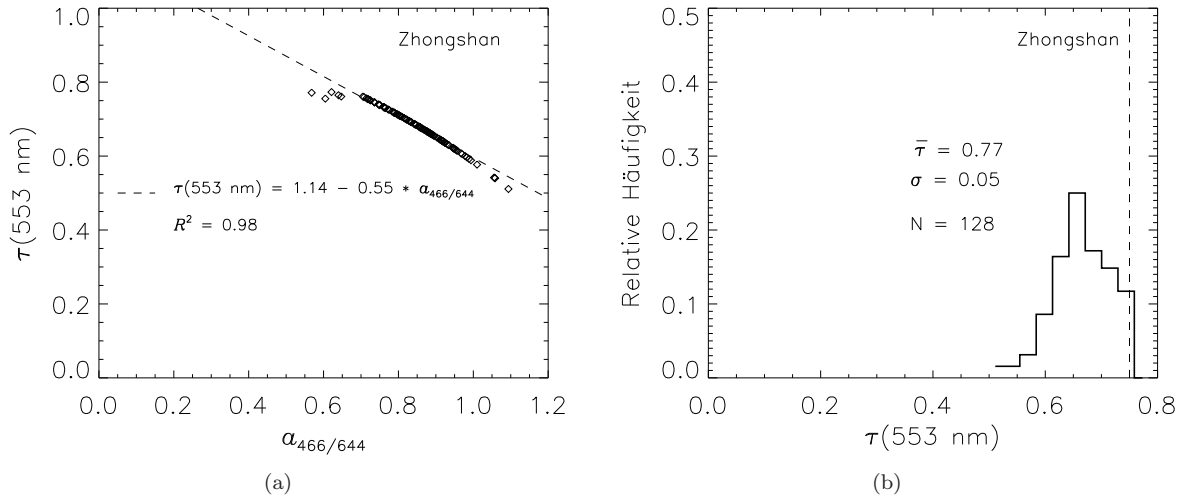


Abbildung 5.8: Abbildung (a) Zusammenhang zwischen der Steigung $a_{466/644}$ bei festem y-Achsenabschnitt $b_{466/644} = 0.0$ und der bestimmten optischen Dicke von Aerosolpartikeln bei 553 nm für die Messungen in Zhongshan. Die lineare Regression ist als gestrichelte Linie gezeigt. (b) zeigt die Häufigkeitsverteilung der optischen Dicke von Aerosolpartikeln bei 553 nm. Die mittels Standardalgorithmus bestimmte optische Dicke ist als gestrichelte Linie dargestellt.

Abbildung 5.8 (b) zeigt die Häufigkeitsverteilung der bestimmten optischen Dicke von Aerosolpartikeln für das Fallbeispiel Zhongshan. Das Maximum der unsymmetrischen Verteilung sowie der Mittelwert der optischen Dicke sind $\bar{\tau}(553\,\mathrm{nm}) = 0.77$. Unter Verwendung der mittels linearer Regression bestimmten Steigung $a_{466/644} = 0.638$ und y-Achsenabschnitt $b_{466/644} = 0.025$ zur Berechnung der Bodenreflektivität bei 466 nm, resultiert eine optische Dicke der Aerosolpartikel von $\tau(553\,\mathrm{nm}) = 0.460$. Dieser Wert ist geringer als die mittels

Standardannahmen ($a_{466/644} = 0.49$, $b_{466/644} = 0.005$) errechnete optische Dicke der Aerosolpartikel von 0.75. Mittels der aus den für Zhongshan gemessenen Relationen von $\rho_s(466\,\text{nm})$ zu $\rho_s(644\,\text{nm})$ berechneten Steigungen $a_{466/644}$ kann die optische Dicke von Aerosolpartikeln des Standardalgorithmus reproduziert werden. Zudem zeigt die in Abbildung 5.8 (b) gezeigte Häufigkeitsverteilung die Variation der optischen Dicke aufgrund der Variation der Bodenreflektivität bei 466 nm.

5.5 Modellstudie zur Sensitivität des MODIS Aerosolalgorithmus

Zur weiteren Quantifizierung der Sensitivität des MODIS Aerosolalgorithmus auf die Bodenreflektivität innerhalb des Algorithmus wurde eine Modellstudie herangezogen. Für eine bekannte Bodenalbedo wurde mittels Strahlungsübertragungsrechnungen (libRadtran) die Reflektivität am Oberrand der Atmosphäre ρ_{TOA} für eine bekannte optische Dicke von Aerosolpartikeln simuliert.

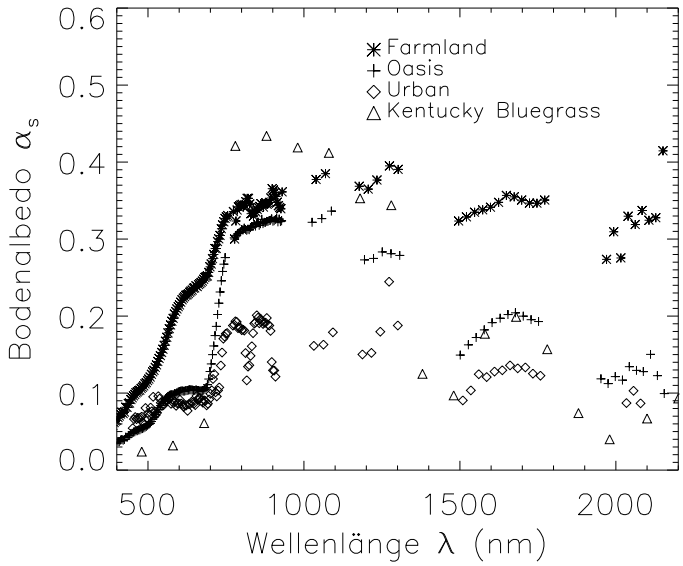


Abbildung 5.9: Spektren der Bodenalbedo zur Simulation der Reflektivität am Oberrand der Atmosphäre. Agrarflächen und Oase aus persönlicher Kommunikation Eike Bierwirth, Kentucky Blaugras aus Bowker et al. (1985), Stadt aus Messungen in Zhongshan 2009.

Abbildung 5.9 zeigt die Spektren der Bodenalbedo für vier verschiedene Bodentypen, die die untere Randbedingung für die Berechnung von ρ_{TOA} bildeten. Die Sonnenphotometermessungen der optischen Eigenschaften der Aerosolpartikel des Fallbeispiels Zhongshan wurden für die Modellstudie verwendet. Die optische Dicke von Aerosolpartikeln bei 553 nm betrug für die Modellstudie 0.85, wie in Abbildung 3.22 (a) dargestellt. In Abbildung 3.22

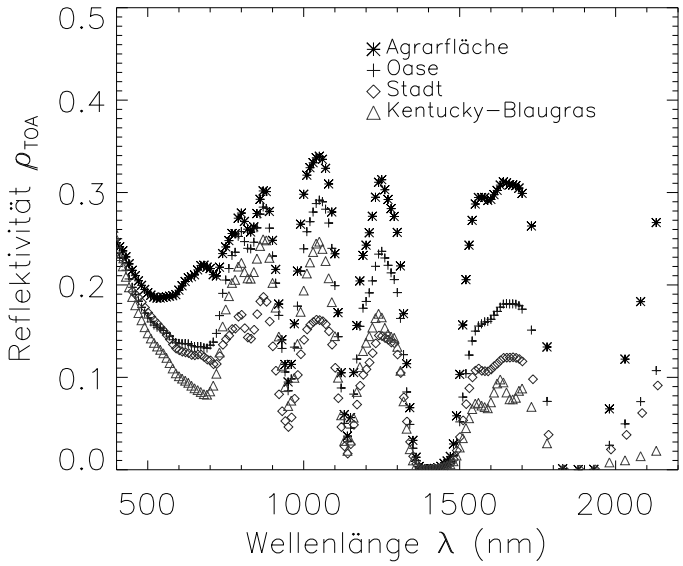


Abbildung 5.10: Spektren der Reflektivität am Oberrand der Atmosphäre für unterschiedliche Bodenalbedospektren.

(b) ist der für die Studie angenommene spektrale Verlauf der Einfachstreualbedo $\tilde{\omega}$ und des Asymmetrieparameters g gezeigt.

Die am Oberrand der Atmosphäre auftretende Reflektivität ρ_{TOA}, dargestellt in Abbildung 5.10, zeigt unterschiedliches spektrale Verläufe für die unterschiedlichen Bodentypen, allerdings zeigen sich nicht mehr die klassischen spektralen Besonderheiten, wie eine ausgeprägte Vegetationskante. Die simulierte Reflektivität ρ_{TOA} bei den Wellenlängen 466 nm, 550 nm, 644 nm, 880 nm, 1240 nm, 1640 nm und 2120 nm sowie Geometrie von simulierter Sonne und Sensor sind Eingangsvariablen für den MODIS Aerosolalgorithmus. Der Algorithmus wurde zunächst im operationellen Modus durchgeführt, und danach die Steigungen, $a_{466/644}$ und $a_{644/2120}$, zur Berechnung von $\rho_s 466\,\mathrm{nm}$ und $\rho_s 644\,\mathrm{nm}$ variiert. Die y-Achsenabschnitte, $b_{466/644}$ und $b_{644/2120}$, wurden auf 0.0 gesetzt, da direkte Verhältnisse der Bodenreflektivitäten als Steigungen verwendet wurden. Die in der Modellstudie verwendeten Steigungen sind in Tabelle 5.3 dargestellt. Sie zeigt die Steigungen, sowie für den

	operationeller Algorithmus				tatsächliche Verhältnisse	
Bodentyp	$a_{466/644}$	$b_{466/644}$	$a_{644/2120}$	$b_{644/2120}$	$a_{466/644}$	$a_{644/2120}$
Kentucky Blaugras	0.49	0.005	0.58	-0.00143	1	0.3
Agrarfläche	0.49	0.005	0.48	-0.00143	0.43	0.68
Oase	0.49	0.005	0.51	-0.00143	0.49	0.81
Stadt	0.49	0.005	0.48	-0.00143	0.8	0.8

Tabelle 5.3: Übersicht der Steigungen zur Berechnung der Bodenreflektivität der sichtbaren Wellenlängen 466 und 644 nm für verschiedene Bodentypen.

operationellen Fall die y-Achsenabschnitte, für verschieden Bodentypen, wie sie innerhalb des MODIS Aerosolalgorithmus verwendet wurden.
Tabelle 5.4 zeigt die mit verschiedenen Steigungen resultierenden optischen Dicken von Aerosolpartikeln bei 553 nm für verschiedene Kombinationen aus Bodenalbedo (Zeilen) und Steigungen zur Berechnung der Bodenreflektivität innerhalb des Algorithmus (Spalten). Die tatsächliche optische Dicke für diese Modellstudie beträgt $\tau(553\,\mathrm{nm}) = 0.85$. Es zeigt sich

Steigung / Bodentyp	Standard	Kentucky Blaugras	Agrarfläche	Oase	Stadt
Kentucky Blaugras	0.93	0.93	0.9	0.89	0.87
Agrarfläche	1.17	1.03	1.06	0.8	-0.92
Oase	1.25	1.33	1.02	0.84	0.86
Stadt	1.18	1.24	0.98	0.93	0.86

Tabelle 5.4: Optische Dicke von Aerosolpartikeln bei 553 nm für verschiedene Oberflächen und unterschiedliche Steigungen zur Berechnung der Bodenreflektivität innerhalb des Algorithmus.

zunächst, das die tatsächliche optische Dicke nur in wenigen Fällen reproduziert wird. Auch wenn die richtigen Verhältnisse zur Berechnung der Bodenreflektivität bei 644 und 466 nm verwendet werden, ist die optische Dicke für die Fälle Kentucky Blaugras und Agrarfläche zu hoch. Für die Standardannahmen im operationellen Algorithmus zeigt sich in jedem Fall eine Überschätzung der optischen Dicke, wobei sich hier zeigt, dass für Kentucky Blaugras das beste Resultat erzielt werden konnte, mit $\tau(553\,\mathrm{nm}) = 0.93$, im Gegensatz zu anderen Bodentypen, bei denen der operationelle Algorithmus eine optische Dicke von $\tau(553\,\mathrm{nm}) > 1.1$ bestimmte. Für die Beispiele Oase, $\tau(553\,\mathrm{nm}) = 0.84$, und Stadt ,$\tau(553\,\mathrm{nm}) = 0.86$, konnten die besten Resultate erzielt werden, wenn die korrekten Steigungen verwendet wurden. Im Fall der Bestimmung der optischen Dicke von Aerosolpartikeln über dem Bodentyp Agrarfläche zeigt sich eine Unstetigkeit im Aerosolalgorithmus für die Verwendung der Steigungen für Stadtoberflächen, resultierend in einer negativen optischen Dicke von $\tau(553\,\mathrm{nm}) = -0.92$.

Ergänzend zu den Messungen konnte in der Modellstudie gezeigt werden, dass der MODIS Aerosolaglorithmus sensitiv auf die, innerhalb des Algorithmus verwendeten, Steigungen zur Berechnung der Bodenreflektivität der sichtbaren Wellenlängen reagiert. Hierbei zeigt sich, dass für zunehmende Bodenrefletivität entsprechend die optische Dicke von Aerosolpartikeln abnimmt, sowie dass der operationelle Algorithmus dazu tendiert, die Bodenreflektivität zu unterschätzen.

6 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden die Ergebnisse flugzeuggetragener Messungen während zweier Messkampagnen über inhomogenen Stadtgebieten (Leipzig und Zhongshan, China) vorgestellt. Aus den spektralen Radianz- und Irradianzmessungen auf Flugniveau wurde durch Atmosphärenkorrektur die Bodenreflektivität und Bodenalbedo bestimmt, und der höhenabhängige Einfluss heterogener Bodenreflektivität auf die Atmosphärenkorrektur untersucht. Bodenreflektivität und Bodenalbedo wurden für zwei unterschiedliche Städte, Leipzig und Zhongshan, hinsichtlich ihrer Heterogenität analysiert und Abschätzungen zur Anisotropie getroffen. Es wurde die Sensitivität der operationellen MODIS Aerosolableitung auf Unsicherheiten der Bodenreflektivität der Wellenlängen 466 nm und 644 nm untersucht.

6.1 Flugzeuggetragene Messungen von Radianz und Irradianz über Stadtflächen

Spektrale, aufwärtsgerichtete Radianzen und Irradianzen wurden mit dem SMART Albedometer während zweier Flugkampagnen gemessen. Zum einen wurde im Sommer 2007 ein Gebiet von etwa 20 km x 20 km der Stadt Leipzig bei einer Fluggeschwindigkeit von $60\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ systematisch überflogen. Ein solches Gebiet entspricht etwa vier 10 km x 10 km Pixel des MODIS Aerosolprodukts. Im Winter 2009 wurde etwa 8 km x 4 km Gebiet der Stadt Zhongshan bei ebenfalls etwa $60\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ überflogen. Dieses Gebiet entspricht einem halben Pixel des MODIS Aerosolprodukts. Die zur Atmosphärenkorrektur notwendigen Aerosolparameter (vertikales Extinktionsprofil, spektrale optische Dicke von Aerosolpartikeln, Einfachstreualbedo und Asymmetrieparameter) wurden mittels bodengebundener LIDAR und Sonnenphotometermessungen bestimmt. Das vertikale Profil des Extinktionskoeffizienten aus LIDAR Messungen hat eine aufbaubedingte minimale Höhe von 700 bzw. 1000 m. Daher wurde das vertikale Extinktionsprofil zuvor auf Bodenniveau extrapoliert, so dass das Integral des Extinktionskoeffizienten der optischen Dicke von Aerosolpartikeln aus Sonnenphotometermessungen bei gleicher Wellenlänge entsprach.

6.2 Heterogene Bodenreflektivität und Bodenalbedo

Aus den auf Flughöhe gemessenen spektralen, aufwärtsgerichteten Radianzen und Irradianzen wurde mittels 1D-Strahlungsübertragungsrechnungen die spektrale Bodenreflektivität und Bodenalbedo bestimmt. Dazu wurde die Atmosphärenkorrektur nach Wendisch et al. (2004) mit der Annahme der Isotropie für die Bestimmung der Bodenreflektivität angepasst.

6.2.1 Einfluss heterogener Bodenreflektivität auf die Atmosphärenkorrektur

Die Ableitung der Bodenreflektivität aus Messungen der aufwärtsgerichteten Radianz in verschiedenen Flughöhen mittels 1D-Strahlungstransferrechnungen führt zu leicht unterschiedlichen Resultaten. Über ein Messgebiet gemittelt zeigt sich, dass diese Unsicherheit in der Bestimmung der Bodenreflektivität geringer als die Standardabweichung aufgrund des heterogenen Untergrundes ist.
Modellsimulationen mittels 1D- und 3D-Strahlungsübertragungsrechnungen wurden für das Messgebiet Zhongshan durchgeführt, um diesen Effekt zu reproduzieren und quantifizieren. Die Modellsimulationen zeigen, dass im Fall der Bodenreflektivität lediglich für ein Testpixel ein Unterschied für die Ableitung aus verschiedenen Höhen auftrat. Der Vergleich mit Simulationen der Bodenalbedo zeigt, dass hier relevant ist, aus welcher Höhe die Bodenalbedo abgeleitet wird. Dies wird dadurch erklärt, dass mit zunehmender Messhöhe benachbarte Flächen mehr zum gemessenen Signal beitragen. Ein vergleichbarer Effekt wird bei Messungen aufgrund der höhenabhängigen Bodenprojektionsfläche beobachtet.

6.2.2 Heterogenität und Anisotropie der Bodenreflexion

Die Analyse der gemessenen Spektren der reflektierten Strahlung zeigte, dass in nahezu allen Messungen während beider Messkampagnen die spektrale Signatur von Vegetation, d.h. ein lokales Maximum bei etwa 560 nm und ein starker Anstieg ab 700 nm, in den Spektren sichtbar ist. Durch die Bewegung des Flugzeugs während der Messungen mit durchschnittlich $60\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ und der Integrationszeit des Messgerätes von $1-4\,\mathrm{s}$ sind keine Punktmessungen möglich. Bei einer Flughöhe von 600 m ergibt sich für diese Angaben eine Bodenprojektion des Öffungswinkels der Radianzmessung von 20 m quer zur Flugrichtung und $80-260\,\mathrm{m}$ entlang der Flugrichtung. Für 4100 m Flughöhe vergrößert sich die Bodenprojektion auf 140 m quer zur Flugrichtung und $200-380\,\mathrm{m}$ entlang der Flugrichtung. Dementsprechend ist während der Messungen im Stadtgebiet zumeist auch Vegetation in Form von Straßenrandbepflanzung, Gärten, Parkanlagen im Blickfeld der Radianzmessung. Es konnte gezeigt werden, dass für niedrige Flughöhen von 600 m die heterogene Reflexionseigenschaften der

Oberfläche sowohl in abgeleiteter Bodenreflektivität als auch Bodenalbedo sichtbar sind, mit Standardabweichungen vom berechneten Mittelwert in der Höhe von 0.04 sowohl für 644 als auch für 800 nm. In höheren Flughöhen von 4100 m verschmiert die Irradianzmessung aufgrund des hemisphärischen Blickfeldes und die abgeleitete Bodenalbedo zeigt nur minimale Variationen mit Standardabweichungen von 0.01 für 644 nm und 0.006 für 800 nm. Die Bodenreflektivität spiegelt weiterhin die heterogene Reflexion der Oberfläche wieder mit Standardabweichungen von 0.04.
Eine spektrale Abhängigkeit des Anisotropie-Index, d.h. des Quotienten aus Bodenreflektivität und Bodenalbedo, wurde nicht gefunden. Vielmehr ist die räumliche Variabilität, ausgedrückt durch die Standardabweichung, größer als die spektralen Unterschiede. Der Anisotropie-Index unterscheidet sich für beide Fallbeispiele. Im Falle der Stadt Leipzig ist der Anisotropie-Index für fast alle Messpunkte und alle Wellenlängen kleiner Eins. Dies bedeutet, dass die Reflexion in Nadir-Richtung geringer ist als in die übrigen Raumrichtungen bzw. $\rho_s < \alpha_s$. Im Fallbeispiel Zhongshan nimmt der spektrale Anisotropie-Index nahezu ausschließlich Werte größer Eins an. Dies bedeutet, dass mehr Strahlung in Nadir-Richtung reflektiert wurde als im Mittel in andere Raumrichtungen ($\rho_s > \alpha_s$).

6.3 Einfluss der Bodenreflektivität auf die MODIS Aerosolableitung

6.3.1 Sensitivitätsstudie basierend auf Messungen

Zur Untersuchung des Einflusses heterogener Bodenreflektivität auf die operationelle MODIS Aerosolableitung der *Collection 5* wurde eine abgekoppelte Version des Aerosolalgorithmus über Land installiert, und die Berechnung der Bodenreflektivität bei 466 nm modifiziert. Mittels linearer Regression wurde die Funktion zur Bestimmung der Bodenreflektivität bei 466 nm für das Fallbeispiel Leipzig zu $\rho_s(466\,\text{nm}) = -0.005 + 0.48 \cdot \rho_s(644\,\text{nm})$ und für Zhongshan zu $\rho_s(466\,\text{nm}) = 0.025 + 0.64 \cdot \rho_s(644\,\text{nm})$ bestimmt. Zur Bestimmung der möglichen Variation der Steigung wurde jeweils für beide Fallbeispiele der y-Achsenabschnitt gleich 0.0 gesetzt, da für $\rho_s(644\,\text{nm}) = 0.0$ auch $\rho_s(466\,\text{nm}) = 0.0$ sein sollte, und für jeden Messpunkt der Quotient $\rho_s(466\,\text{nm})/\rho_s(644\,\text{nm})$ bestimmt. Der Mittelwert, der auf diese Weise bestimmten Steigungen für Leipzig beträgt 0.33 ± 0.12. Für Zhongshan wurde eine mittlere Steigung von 0.86 ± 0.09 ermittelt. Levy et al. (2007b) fanden für urbane Oberflächen im Sommer ein Verhältnis $\rho_s(466\,\text{nm})/\rho_s(644\,\text{nm}) \approx 0.766$, d.h. eine größere Steigung $a_{466/644}$ zur Berechnung der Bodenreflektivität bei 466 nm aus derjenigen bei 644 nm als im operationellen Algorithmus ($a_{466/644} = 0.49$) angewandt wird. Dies ist schlüssig mit dem Ergebnis dieser Arbeit.

Für jede dieser Steigungen wurde der operationelle Aerosolalgorithmus mit modifizierter Steigung angewandt, und die optische Dicke von Aerosolpartikeln bestimmt. Es konnte gezeigt werden, dass ein linearer Zusammenhang zwischen der Steigung zur Berechnung von $\rho_s(466\,\mathrm{nm})$ und der optischen Dicke von Aerosolpartikeln besteht. Dieser wurde im Fallbeispiel Leipzig zu $\tau(553\,\mathrm{nm}) = 0.39 - 0.34 \cdot a_{466/644}$ und für Zhongshan zu $\tau(553\,\mathrm{nm}) = 1.14 - 0.55 \cdot a_{466/644}$ bestimmt. Somit konnte ein linearer Zusammenhang gezeigt werden. Dieser ist jedoch nicht universell für urbane Oberflächen und muss für unterschiedliche Städte gezielt ermittelt werden. Die Häufigkeitsverteilungen der abgeleiteten optischen Dicke von Aerosolpartikeln zeigen für das Fallbeispiel Leipzig, dass die mittels der experimentell bestimmten Steigungen berechneten optischen Dicken ($\bar{\tau}(553\,\mathrm{nm}) = 0.28 \pm 0.04$) größer sind, als die mittels Standardalgorithmus ermittelte optische Dicke von $\tau(553\,\mathrm{nm}) = 0.17$. Für Zhongshan zeigt sich, dass die mit Standardannahmen bestimmte optische Dicke von Aerosolpartikeln ($\tau(553\,\mathrm{nm}) = 0.75$) reproduziert werden kann, wenn im Algorithmus die mittels Messungen der Bodenreflektivität bestimmten Steigungen verwendet werden ($\bar{\tau}(553\,\mathrm{nm}) = 0.77 \pm 0.05$). Die Breite der Häufigkeitsverteilungen zeigt die Variation der optischen Dicke aufgrund variabler Bodenreflektivität, representiert im Algorithmus durch die Steigung $a_{466/644}$. Somit konnte gezeigt werden, dass die Steigung, die zur Berechnung der Bodenreflektivität bei 466 nm verwendet wird, die abgeleitete optische Dicke von Aerosolpartikeln maßgeblich beeinflusst.

6.3.2 Modellstudie

Im Rahmen einer Modellstudie wurde die Reflektivität am Oberrand der Atmosphäre für die bekannte Bodenalbedo verschiedener Bodentypen und bekannte, konstante Aerosolbedingungen [$\tau(553\,\mathrm{nm}) = 0.85$] mittels Strahlungsübertagungsrechnungen simuliert. Davon ausgehend wurde die optische Dicke von Aerosolpartikeln bei 553 nm mittels des MODIS Aerosolalgorithmus sowohl für Standardbedingungen, als auch für angepasste Steigungen, bestimmt. Es konnte bestätigt werden, dass der Aerosolalgorithmus sensitiv auf die Steigungen zur Berechnung der Bodenreflektivität reagiert. Für die Bodentypen Oase und Stadt führte die Verwendung der korrekten Steigungen zur Berechnung der Bodenreflektivität bei 644 und 466 nm dazu, dass die jeweils bestimmte optische Dicke, mit 0.84 für Oase bzw. 0.86 für Stadt, nahezu mit der korrekten optischen Dicke übereinstimmte. Für die Bodentypen Kentucky Blaugras und Agrarfläche konnte jedoch auch mit den richtigen Steigungen für diese Bodentypen, nicht die korrekte optische Dicke bestimmt werden. Generell zeigte sich, dass der MODIS Aerosolalgorithmus die Bodenreflektivität für alle verwendeten Bodentypen unterschätzt, resultierend in einer Überschätzung der optischen Dicke von Aerosolpartikeln. Im aktuellen, operationellen Algorithmus spielt die Heterogenität der Bodenreflektivität jedoch keine Rolle. Nur dunkle Pixel die die Kriterien des *dark target* erfüllen, werden zur

Bestimmung der Bodenreflektivität und demzufolge zur Ableitung der Aerosol optischen Dicke verwendet. Pixel mit $0.01 < \rho_{2120} < 0.25$ erfüllen das *dark target* Kriterium. Innerhalb der Gruppe dieser Pixel werden 50 % der dunkelsten und 20 % der hellsten Pixel bezüglich ρ_{640} entfernt um Pixel zu eliminieren, welche möglicherweise Reste von Wolkenschatten oder Wolken enthalten. Die übrigen Pixel werden gemittelt und repräsentieren Pixel für das die optische Dicke von Aerosolpartikeln bestimmt wird. Da jedoch Waldflächen zu den am häufigsten vorkommenden, dunklen Landoberflächen zählen, entstammen die Annahmen zur Berechnung der Bodenreflektivität dem spektralen Verlauf von Vegetation. Somit können andersartige Spektren, auch wenn diese noch das *dark target* Kriterium erfüllen, Fehler in der abgeleiteten Aerosol optischen Dicke verursachen. Es ist zu erwarten, dass die Heterogenität der Bodenreflektivität eine Rolle spielt, sobald die optische Dicke von Aerosolpartikeln für einzelne 1 km x 1 km Pixel abgeleitet wird.

6.4 Weiterführende Arbeiten

Aufbauend auf der vorliegenden Arbeit, kann die Bodenreflektivität urbaner Flächen anhand zweier Fallbeispiele hinsichtlich ihrer Anteile an Vegetation, Wasserflächen und urbaner Bebauung weiter analysiert werden. Daraus folgend, können $\rho_s(466\,\text{nm})/\rho_s(644\,\text{nm})$ Verhältnisse entsprechend ihres Bodentyps klassifiziert werden, um so den Einfluss verschiedener Bodenarten auf den MODIS Aerosolalgorithmus zu untersuchen. Ein systematischer Vergleich weiterer Fallbeispiele, kann dazu genutzt werden, allgemeingültige Aussagen betreffend des Einflusses urbaner Reflektivität auf die Bestimmung der optischen Dicke von Aerosolpartikeln zu finden. Im Rahmen der Sensitivitätsstudie dieser Arbeit wurde die aus einer einzelnen Messung bestimmten Steigung für ein gesamtes 10 km x 10 km MODIS Pixel verwendet. Anhand einer Simulationsstudie mit Strahlungsübertragungsrechnungen kann untersucht werden inwiefern der operationelle Aerosolalgorithmus auf eine höhere horizontale Auflösung und heterogene Flächen angewandt werden kann, so dass Vorteile aus einer höher aufgelösten Bodenreflektivität gezogen werden können

Literaturverzeichnis

Al-Saadi, J., Szykman, J., Pierce, R., Kittaka, C., Neil, D., Chu, D., Remer, L., Gumley, L., Prins, E., Weinstock, L., MacDonald, C., Wayland, R., Dimmick, F., and Fishman, J. (2005). Improving national air quality forecasts with satellite aerosol observations. *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, 86:1249–1261.

Althausen, D., Engelmann, R., Baars, H., Heese, B., Ansmann, A., Müller, D., and Komppula, M. (2009). Portable Raman Lidar Polly^{XT} for Automated Profiling on Aerosol Backscatter, Extinction, and Depolarization. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 26:2366–2378.

Althausen, D., Müller, D., Ansmann, A. Wundinger, U., Hube, H., Clauder, E., and Zörner, S. (2000). Scanning 6-wavelength 11-channel aerosol lidar. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 17:1469–1482.

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

Barnes, W., Pagano, T., and Salomonson, V. (1998). Prelaunch Characteristics of the Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS) on EOS-AM1. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, 36:1088–1100.

Beer, A. (1852). Bestimmung der Absorption des rothen Lichts in farbigen Flüssigkeiten. *Annal. Phys. Chem.*, 86:78–88.

Bierwirth, E. (2008). *Airborne measurements of the spectral surface albedo over morocco und its influence on the radiative forcing of saharan dust.* PhD thesis, Johannes Gutenberg University Mainz, Germany.

Bohren, C. F. and Clothiaux, E. E. (2006). *Fundamentals of atmospheric radiation.* Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim.

Bokoye, A., de La Casiniere, A., and Cabot, T. (1997). Angström turbidity parameters and aerosol optical thickness: A study over 500 solar beam spectra. *J. Geophys. Res.*, 102:21905–21914.

Bouguer, P. (1729). Essai d'optique sur la gradation de la lumière. Gauthier-Villars et Cie, Paris.

Bowker, D., Davis, R., Myrick, D., Stacy, K., and Jones, W. (1985). Spectral reflectances of natural targets for use in remote sensing studies. NASA RP-1139, NASA Langley Research Center, Hampton (VA), USA.

Cao, J., Lee, S., Ho, K., Zhang, X., Zou, S., Fung, K., Chow, J., and Watson, J. (2003). Characteristics of carbonaceous aerosol in Pearl River Delta Region, China during 2001 winter period. *Atmos. Env.*, 37:1451–1460.

Castro, T., Mar, B., Longoria, R., Ruiz-Suarez, L., and Morales, L. (2001). Surface albedo measurements in Mexico City metropolitan area. *Atmosfera*, 14:69–74.

Charlson, R., Lovelock, J., Andreae, M., and Warren, S. (1987). Oceanic phytoplankton, atmospheric sulphur, cloud albedo and climate. *Nature*, 326:655–661.

Charlson, R., Schwartz, S., Hales, J., Cess, R., Coakley Jr, J., Hansen, J., and Hofmann, D. (1992). Climate forcing by anthropogenic aerosols. *Science 256*, pages 423–430.

Coddington, O., Schmidt, K., Pilewskie, P., Gore, W., Bergstrom, R., Román, M., Redemann, J., Russell, P., Liu, J., and Schaaf, C. (2008). Aircraft measurements of surface spectral albedo and its consistency with ground-based and space-borne observations. *J. Geophys. Res.*, 113:10.1029/2008JD010089.

Crowther, B. (1997). *The Design, Construction, and Calibration of a Spectral Diffuse/Global Irradiance Meter*. PhD thesis, University of Arizona.

d'Almeida, G., Koepke, P., and Shettle, E. (1991). *Atmospheric Aerosols, Global Climatology and Radiative Characteristics*. A. DEEPAK Publishing, Hampton, Virginia, USA.

de Almeida Castanho, A., Vunderlei Martins, J., and Artaxo, P. (2008). MODIS Aerosol Optical Depth Retrievals with high spatial resolution over an Urban Area using the Critical Reflectance. *J. Geophys. Res.*, 113:D02201.

Deng, X., Tie, X., Wu, D., Zhou, X., Bi, X., Tan, H., Li, F., and Jiang, C. (2008). Long-term trend of visibility and its characterizations in the Pearl River Delta (PRD) region, China. *Atmos. Env.*, 42:1424–1435.

Dockery, D. and Pope, C. (1994). Acute respiratory effects of particulate air pollution. *Annu. Rev. Public Health*, 15:107–132.

Drury, E., Jacob, D. J., Wang, J., Spurr, R., and Chance, K. (2008). Improved algorithm for MODIS satellite retrievals of aerosol optical depths over western North America. *J. Geophys. Res.*, 113:D16204.

Ehrlich, A. (2009). *The impact of ice crystals on radiative forcing and remote sensing of*

arctic boundary-layer mixed-phase clouds. PhD thesis, Johannes Gutenberg University Mainz, Germany.

Eichler, H. (2009). *Influence of Ice Crystal Habit and Cirrus Spatial Inhomogeneities on the Retrieval of Cirrus Optical Thickness and Effective Radius*. PhD thesis, Johannes Gutenberg University Mainz, Germany.

Engelmann, R. (2003). Entwicklung eines Mini-Ramanlidar and Aufbau einer kombinierten Sende- and Empfangseinheit für ein Doppler-Wind-Lidar. Master's thesis, University of Leipzig.

Gueymard, C. A. (2004). The sun's total and spectral irradiance for solar energy applications und solar radiation models. *Solar Energy*, 76:423–453.

Gurjar, B., van Aardenne, J., Lelieveld, J., and Mohan, M. (2004). Emission estimates and trends (1990-2000) for megacity Delhi and implications. *Atmos. Env.*, 38:5663–5681.

Henyey, L. and Greenstein, J. (1941). Diffuse radiation in the galaxy. *Astrophys. J.*, 93:70–83.

Hess, M., Koepke, P., and Schult, I. (1998). Optical properties of aerosols and clouds: the software package OPAC. *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, 79:831–844.

Holben, B., Eck, T., Slutsker, I., Tanre, D., Buis, J., Setzer, A., Vermote, E., Reagan, J., Kaufman, Y., Nakajima, T., Lavenu, F., Jankowiak, I., and Smirnov, A. (1998). AERONET - a federated instrument network and data archive for aerosol characterization. *Remote Sens. Environ.*, 66:1–16.

Houghton, J., Ding, Y., Griggs, D., Noguer, M., van der Linden, P., Dai, X., Maskell, K., and Johnson, C. (2001). Climate change 2001: The scientific basis. Technical report, Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC), IPCC Secretariat, c/o World Meteorological Organization, Geneva, Switzerland.

Jacobson, M. (2001). Strong radiative heating due to the mixing state of black carbon in atmospheric aerosols. *Nature*, 409:695–697.

Jäkel, E., Wendisch, M., and Mayer, B. (2012). Influence of spatial heterogeneity of local surface albedo on the area-averaged surface albedo retrieved from airborne irradiance measurements. *Atmos. Meas. Tech.* accepted.

Junge, C. (1952). Die Konstitution des atmosphärischen Aerosols. *Ann. Meteor.*, 5:1–55.

Kaufman, Y., Tanre, D., Gordon, H., Nakajima, T., Lenoble, J., Frouin, R., Grassl, H., Herman, B., King, M., and Teillet, P. (1997a). Passive remote sensing of tropospheric

aerosol and atmospheric correction for the aerosol effect. *J. Geophys. Res.*, 102:16815–16830.

Kaufman, Y., Tanre, D., Remer, L., Vermote, E., Chu, A., and Holben, B. (1997b). Operational remote sensing of tropospheric aerosol over land from EOS moderate resolution imaging spectroradiometer. *J. Geophys. Res.*, 102:17051–17067.

Kaufman, Y., Wald, A., Remer, L. A., Gao, B., Li, R., and Flynn, L. (1997c). The MODIS 2.1-µm Channel - Correlation with Visible Reflectance for Use in Remote Sensing of Aerosol. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 35:1286–1298.

Kindel, B. C., Schmidt, K. S., Pilewskie, P., Baum, B. A., Yang, P., and Platnick, S. (2010). Observations and modeling of ice cloud shortwave spectral albedo during the tropical composition, cloud and climate coupling experiment (tc4). *J. Geophys. Res-Atmos.*, 115:D00J18.

Kokhanovsky, A. and de Leeuw, G. (2009). Satellite aerosol remote sensing over land (Springer Praxis Books / Environmental Sciences). page 388 pp.

Kylling, A. (1994). uvspec, a program for calculation of diffuse and direct uv and visible fluxes and intensities at any altitude. available by anonymous ftp to pluto.itek.norut.no, cd /pub/arve.

Lambert, J. (1760). Photometria sive de mensura et gradibus luminus, colorum et umbrae.

Lawrence, M., Butler, T., Steinkamp, J., Gurjar, B., and Lelieveld, J. (2007). Regional pollution potentials of megacities and other major population centers. *Atmos. Chem. Phys.*, 7:3969–39876.

Levy, R., Remer, L., and Dubovik, O. (2007a). Global aerosol optical properties and application to Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer aerosol retrieval over land. *J. Geophys. Res.*, 112:doi:10.1029/2006JD007815.

Levy, R., Remer, L., Martins, J., and Kaufman, Y. (2005). Evaluation of the MODIS Aerosol Retrievals over Ocean and Land during CLAMS. *J. Atmos. Sci. - Special Section*, 62:974–992.

Levy, R., Remer, L., Mattoo, S., Vermote, E., and Kaufman, Y. (2007b). Second-generation operational algorithm: Retrieval of aerosol properties over land from inversion of Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer spectral reflectance. *J. Geophys. Res.*, 112:doi:10.1029/2006JD007811.

Levy, R., Remer, L., Tanré, D., Mattoo, S., and Kaufman, Y. (2009). *Algorithm for Remote Sensing of Tropospheric Aerosol over Dark Targets from MODIS, Collections 005 and*

051: Revision 2, Product ID: MOD04/MYD04. Science Systems and Applications, Inc. c/o NASA/GSFC, Greenbelt, MD 20771, USA.

Li, S. S., Chen, L. F., Tao, J. H., Hand, D., Wang, Z. T., Su, L., Fan, M., and Yu, C. (2012). Retrieval of aerosol optical depth over bright targets in the urban areas of North China during winter. *Science China*, 55:1545–1553.

Liang, S. and Strahler, A. (1994). Retrieval of Surface BRDF from Multiangle Remotely Sensed Data. *Remote Sens. Environ.*, 50:18–30.

Liu, Y., Franklin, M., Kahn, R., and Koutrakis, P. (2007). Using aerosol optical thickness to predict ground-level PM2.5 concentrations in the St. Louis aerea: A comparison between MISR and MODIS. *Remote Sens. Env.*, 107:33–44.

Martonchik, J. (1997). Determination of aerosol optical depth and land surface directional reflectances using multiangle imagery. *J. Geophys. Res.*, 102:17015–17022.

Mayer, B. (1999). I3RC phase 1 results from the MYSTIC Monte Carlo model. In *Intercomparison of three-dimensional radiation codes: Abstracts of the first and second international workshops*, pages 49–54. University of Arizona Press.

Mayer, B. (2000). I3RC phase 2 results from the MYSTIC Monte Carlo model. In *Intercomparison of three-dimensional radiation codes: Abstracts of the first and second international workshops*, pages 107–108. University of Arizona Press.

Mayer, B. (2009). Radiative transfer in the cloudy atmosphere. *Eur. Phys. J. Conferences*, 1:75–99.

Mayer, B. and Kylling, A. (2005). Technical note: The libRadtran software package for radiative transfer calculations - description and examples of use. *Atmos. Chem. Phys.*, 5:1.855–1.877.

Mayer, B., Kylling, A., Emde, C., Hamann, U., and Buras, R. (2011). *libRadtran user's guide*.

Menon, S., Hansen, J., Nazarenko, L., and Luo, Y. (2002). Climate effects of black carbon in China and India. *Science*, 297:2250–2253.

Michalsky, J., Min, Q., Barnard, J., Marchand, R., and Pilewskie, P. (2003). Simultaneous spectral albedo measurements near the Atmospheric Radiation Measurement Southern Great Plains (ARM SGP) central facility. *J. Geophys. Res.*, 108:doi:10.1029/2002JD002906.

Molina, M. and Molina, L. (2004). Megacities and Atmospheric Pollution. *J. Air & Waste Manage. Assoc.*, 54:644–680.

Moran, K., Martner, B., Post, M., Kropfli, R., Welsh, D., and Widener, K. (1998). An unattended cloud-profiling radar for use in climate research. *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, 79:443–455.

Nicodemus, F., Richmond, J., Hsia, J., Ginsber, I. W., and Limperis, T. (1977). *Geometrical Considerations and Nomenclature for Reflectance*, volume 160 of *NBS Monograph*. US Department of Commerce, Washington, D.C.: National Bureau of Stundards.

Oo, M., Jerg, M., Hernundes, E., Picón, A., Gross, B., Moshary, F., and Ahmed, S. (2010). Improved MODIS Aerosol Retrieval Using Modified VIS/SWIR Surface Albedo Ratio Over Urban Scenes. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, 48:983–1000.

Petty, G. (2006). *A First Course in Atmospheric Radiation, 2nd Edition*. Sundog Publishing, Madison, Wisconsin.

Pierluissi, J. and Peng, G.-S. (1985). New molecular transmission band models for LOWTRAN. *Optical Engineering*, 24:541–547.

Pope, C., Burnett, R., Thun, M., Calle, E., Krewski, D., Ito, K., and Thurston, G. (2002). Lung Cancer, Cardiopulmonary Mortality, and Longterm Exposure to Fine Particulate Air Pollution. *J. Am. Med. Assoc.*, 287:1132–1141.

Popp, C., Hauser, A., Foppa, N., and Wunderle, S. (2007). Remote sensing of aerosol optical depth over central Europe from MSG-SEVIRI data and accuracy assessment with ground-based AERONET measurements. *J. Geophys. Res.*, 112:D24S11.

Ramanathan, V., Crutzen, P., Kiehl, J., and Rosenfeld, D. (2001). Aerosols, climate, and the hydrological cycle. *Science*, 294:2119–2124.

Ranson, K., Irons, J., and Daughtry, C. (1991). Surface Albedo from Bidirectional Reflectance. *Remote Sens. Environ.*, 35:201–211.

Remer, L., Kaufman, Y., Levin, Z., and Ghan, S. (2002). Model assessment of the ability of MODIS to measure top-of-atmosphere direct radiative forcing from smoke aerosols. *J. Atmos. Sci.*, 59:657–667.

Remer, L., Kaufman, Y., Tanré, D., Mattoo, S., Chu, D., Martins, J., Li, R.-R., Ichoku, C., Levy, R., Kleidman, R., Eck, T., Vermote, E., and Holben, B. (2005). The MODIS Aerosol Algorithm, Products, and Validation. *J. Atmos. Sci.*, 62:947–973.

Rhone, P. (2004). Development of the data acquisition and analysis systems for a portable Raman lidar and a Doppler wind lidar. Master's thesis, University of Leipzig.

Rodell, M., Houser, P., Jambor, U., Gottschalck, J., Mitchell, K., Meng, C.-J., Arsenault, K., Cosgrove, B., Radakovich, J., Bosilovich, M., Entin, J., Walker, J., Lohmann, D., and Toll, D. (2004). The Global Land Data Assimilation System. *BAMS*, 85:381–394.

Salomonson, V., Barnes, W., Maymon, P., Montgomery, H., and Ostrow, H. (1989). MODIS: Advanced Facility Instrument for Studies of the Earth as a System. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 27:145–153.

Samet, J., Dominici, F., and Curriero, F. (2000). Fine particulate air pollution and mortality in 20 US cities, 1987-1994. *New Englund J. Medicine*, 343:1742–1749.

Schaaf, C. B., Gao, F., Strahler, A. H., Lucht, W., Li, X. W., Tsang, T., Strugnell, N. C., Zhang, X. Y., Jin, Y. F., Muller, J. P., Lewis, P., Barnsley, M., Hobson, P., Disney, M., Roberts, G., Dunderdale, M., Doll, C., d'Entremont, R. P., Hu, B. X., Liang, S. L., Privette, J. L., and Roy, D. (2002). First operational BRDF, albedo nadir reflectance products from MODIS. *Remote Sens. Environ.*, 83:135–148.

Seidel, F., Kokhanovsky, A., and Schaepman, M. (2012). Fast retrieval of aerosol optical depth and its sensitivity to surface albedo using remote sensing data. *Atmos. Res.*, 116:22–32. doi:10.1016/j.atmosres.2011.03.006.

Seidel, F. and Popp, C. (2012). Critical surface albedo and its implications to aerosol remote sensing. *Atmos. Meas. Tech.*, 5:1653–1665.

Sun, Y., Zhuang, G., Wang, Y., Han, L., Guo, J., Dan, M., Zhang, W., Wang, Z., and Hao, Z. (2004). The air-borne particulate pollution in Beijing - concentration, composition, distribution and sources. *Atmos. Env.*, 38:5991–6004.

Tanre, D. Deschamps, P., Devaux, C., and Herman, M. (1988). Estimation of Saharan aerosol optical thickness from blurring effects in Thematic Mapper data. *J. Geophys. Res.*, 93:15955–15964.

Tegen, I., Koch, D., Lacis, A., and Sato, M. (2000). Trends in tropospheric aerosol loads and corresponding impact on direct radiative forcing between 1950 and 1990: A model study. *J. Geophys. Res.*, 105:26971–26989.

Tie, X. and Cao, J. (2009). Aerosol pollution in China: Present and furture impact on environment. *Particuology*, 7:426–431.

Tie, X., Madronich, S., Walters, S., Edwards, D., Ginoux, P., Mahowald, N., Zhang, R., Lou,

C., and Brasseur, G. (2005). Assessment of the global impact of aerosols on tropospheric oxidants. *J. Geophys. Res.*, 110:D03204.

Tucker, C. and Sellers, P. (1986). Satellite remote sensing of primary production. *Int. J. Remote Sensing*, 7:1395–1416.

von Schönermark, M., Geiger, B., and Röser, H.-P., editors (2004). *Reflection Properties of Vegetation and Soil With a BRDF-Data base*, volume 1. Wissenschaft and Technik Verlag, Berlin.

Wang, L., Wang, Y., Xin, J., Li, Z., and Wang, X. (2010). Assessment and comparison of three years of Terra and Aqua MODIS Aerosol Optical Depth Retrieval (C005) in Chinese terrestrial regions. *Atmos. Res.*, 97:229–240.

Wanner, W., Strahler, A., Hu, B., Lewis, P., Muller, J.-P., Li, X., Barker Schaaf, C., and Barnsley, M. (1997). Global retrieval of bidirectional reflectance and albedo over land from EOS MODIS and MISR data: Theory and algorithm. *J. Geophys. Res.*, 102:17143–17161.

Wendisch, M. and Mayer, B. (2003). Vertical distribution of spectral solar irradiance in the cloudless sky: A case study. *Geophys. Res. Lett.*, 30:Art. No. 1183.

Wendisch, M., Müller, D., Schell, D., and Heintzenberg, J. (2001). An airborne spectral albedometer with active horizontal stabilization. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 18:1856–1866.

Wendisch, M., Pilewskie, P., Jäkel, E., Schmidt, S., Pommier, J., Howard, S., Jonsson, H. H., Guan, H., Schröder, M., and Mayer, B. (2004). Airborne measurements of areal spectral surface albedo over different sea and land surfaces. *J. Geophys. Res.*, 109:Art. No. D08203.

Wendisch, M. and Yang, P. (2012). *Theory of Atmospheric Radiative Transfer*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 1 edition.

Wong, M., Nichol, J., and Lee, K. (2011). An operational MODIS aerosol retrieval algorithm at high spatial resolution, and its application over a complex urban region. *Amos. Res.*, 99:579–589.

Wu, D., Tie, X., and Deng, X. (2006). Chemical characterizations of soluble aerosols in southern China. *Chemosphere*, 64:749–757.

Wu, D., Xuexi, T., Li, C., Ying, Z., Lau, A. K.-H., Huang, J., Deng, X., and Xueyan, B. (2005). An extremely low visibility event over the Guangzhou region: A case study. *Atmos. Environ.*, 39:6568–6577.

Xiong, X. X. and Barnes, W. (2006). An overview of modis radiometric calibration and characterization. *Advances In Atmospheric Sciences*, 23:69–79.

Yu, X., Cheng, T., Chen, J., and Liu, Y. (2007). Climatology of aerosol radiative properties in northern China. *Atmos. Res.*, 844:132–141.

Zha, Y., Wang, Q., Yuan, J., Gao, J., Jiang, J., Lu, H., and Huang, J. (2011). Improved retrieval of aerosol optical thickness from MODIS measurements through derived surface reflectance over Nanjing, China. *Tellus*, 63B:952–958.

Zhang, Q., Zhao, C., Tie, X., Wei, Q., Huang, M., Li, G., Ying, Z., and Li, C. (2006). Characterizations of aerosols over the Beijing region: A case study of aircraft measurements. *Atmos. Env.*, 40:4513–4527.

Symbolverzeichnis

Symbol	Bezeichnung	Einheit
A	Fläche	m^2
a_{dir}	Anteil direkter Strahlung	1
$a_{466/644}$	Steigung zwischen der Reflektivität bei 466 und 644 nm	1
$a_{644/2119}$	Steigung zwischen der Reflektivität bei 644 und 2119 nm	1
$a_{644/2120}^{NDVI_{\mathrm{SWIR}}}$	Steigung zwischen der Reflektivität bei 644 und 2119 nm für bestimmten $NDVI_{\mathrm{SWIR}}$	1
b_{ext}	Volumetrischer Extinktionskoeffizient	m^{-1}
$b_{466/644}$	y-Achsenabschnitt zwischen der Reflektivität bei 466 und 644 nm	1
$b_{644/2120}$	y-Achsenabschnitt zwischen der Reflektivität bei 644 und 2119 nm	1
$BRDF$	Bidirektionale Reflektanzverteilungsfunktion	sr^{-1}
C_{ext}	Extinktionsquerschnitt	m^2
C_{sca}	Streuquerschnitt	m^2
C_{abs}	Absorptionsquerschnitt	m^2
d_{I}	Bodenprojektion	m
d_{g}	Direkt-zu-diffus Verhältnis	1
D	Maximale Partikeldimension	µm
E_{rad}	Strahlungsenergie	J
F	Irradianz	$\mathrm{W\,m}^{-2}$
F_{i}	Irradianz der Strahlungsquelle	$\mathrm{W\,m}^{-2}$
F_{lamp}	Irradianz der Lampe	$\mathrm{W\,m}^{-2}$
F_λ	Spektrale Irradianz	$\mathrm{W\,m}^{-2}\,\mathrm{nm}^{-1}$
$F^\downarrow$	Abwärtsgerichtete Irradianz	$\mathrm{W\,m}^{-2}$
$F_{\mathrm{dir}}^\downarrow$	Direkter Anteil der abwärtsgerichteten Irradianz	$\mathrm{W\,m}^{-2}$
$F_{\mathrm{diff}}^\downarrow$	Diffuser Anteil der abwärtsgerichteten Irradianz	$\mathrm{W\,m}^{-2}$
$F^\uparrow$	Aufwärtsgerichtete Irradianz	$\mathrm{W\,m}^{-2}$
$F_{\mathrm{meas}}^\downarrow$	Gemessene, abwärtsgerichtete Irradianz	$\mathrm{W\,m}^{-2}$

$F^{\downarrow}_{\mathrm{calc}}$	Simulierte, abwärtsgerichtete Irradianz	$\mathrm{W\,m^{-2}}$
$F^{\downarrow}_{\mathrm{ext}}$	Extrapolierte, abwärtsgerichtete Irradianz	$\mathrm{W\,m^{-2}}$
$F^{\uparrow}_{\mathrm{meas}}$	Gemessene, aufwärtsgerichtete Irradianz	$\mathrm{W\,m^{-2}}$
$F^{\uparrow}_{\mathrm{calc}}$	Simulierte, aufwärtsgerichtete Irradianz	$\mathrm{W\,m^{-2}}$
$F^{\uparrow}_{\mathrm{ext}}$	Extrapolierte, aufwärtsgerichtete Irradianz	$\mathrm{W\,m^{-2}}$
$F_{\mathrm{dir},\lambda,\mathrm{TOA}}$	Einfallende, solare Irradianz	$\mathrm{W\,m^{-2}\,nm^{-1}}$
f_{irrad}	Radiometrischer Kalibrationsfaktor für Irradianz	$\mathrm{W\,m^{-2}\,nm^{-1}}$
$f_{\mathrm{irrad,absolut}}$	Radiometrischer Kalibrationsfaktor der Laborkalibration für Irradianz	$\mathrm{W\,m^{-2}\,nm^{-1}}$
$f_{\mathrm{irrad,tc}}$	Transferkalibration für Irradianz	1
f_{cos}	Cosinuskorrekturfunktion für direkte Strahlung	1
f_{diff}	Cosinuskorrekturfunktion für diffuse Strahlung	1
$f_{\mathrm{rad,uli}}$	Radiometrischer Kalibrationsfaktor für Radianz	$\mathrm{W\,m^{-2}\,nm^{-1}\,sr^{-1}}$
g	Asymmetrieparameter	1
$\langle g \rangle$	Volumetrischer Asymmetrieparameter	1
I	Radianz	$\mathrm{W\,m^{-2}\,sr^{-1}}$
I_0	Radianz am Oberrand der Atmosphäre	$\mathrm{W\,m^{-2}\,sr^{-1}}$
I_{r}	Reflektierte Radianz	$\mathrm{W\,m^{-2}\,sr^{-1}}$
I_λ	Spektrale Radianz	$\mathrm{W\,m^{-2}\,sr^{-1}\,nm^{-1}}$
$I^{\uparrow}$	Aufwärtsgerichtete Radianz	$\mathrm{W\,m^{-2}\,sr^{-1}}$
I_{diff}	Diffuser Anteil der Radianz	$\mathrm{W\,m^{-2}\,sr^{-1}}$
$I^{\uparrow}_{\mathrm{meas}}$	Gemessene, aufwärtsgerichtete Radianz	$\mathrm{W\,m^{-2}\,sr^{-1}}$
$I^{\uparrow}_{\mathrm{calc}}$	Simulierte, aufwärtsgerichtete Radianz	$\mathrm{W\,m^{-2}\,sr^{-1}}$
I_{uli}	Radianz der Ulbrichtkugel	$\mathrm{W\,m^{-2}\,nm^{-1}\,sr^{-1}}$
J_{dir}	Quellfunktion direkter Strahlung	$\mathrm{W\,m^{-2}\,sr^{-1}}$
J_{diff}	Quellfunktion diffuser Strahlung	$\mathrm{W\,m^{-2}\,sr^{-1}}$
N	Partikelanzahl	1
$\mathrm{d}N/\mathrm{d}D$	Partikelanzahlgrößenverteilung	$\mathrm{\mu m^{-1}}$
$\hat{n}$	Flächennormale	1
$NDVI$	Vegetationsindex	1
$NDVI_{\mathrm{SWIR}}$	Vegetationsindex für kurzwellige Infrarotstrahlung	1
$\mathcal{P}$	Streuphasenfunktion	1
$\langle \mathcal{P} \rangle$	Volumetrische Streuphasenfunktion	1
$\mathcal{P}_{\mathrm{HG}}$	Henyey-Greenstein-Phasenfunktion	1
r	Relative Abweichung zwischen simulierter und gemessener, abwärtsgerichteter, spektraler Irradianz	%
$\hat{s}$	Einheitsvektor der Ausbreitungsrichtung der Strahlung	1

s_λ	Atmosphärisches Rückstreuverhältnis	1	
s_λ^{f}	Atmosphärisches Rückstreuverhältnis für feines Aerosol	1	
s_λ^{c}	Atmosphärisches Rückstreuverhältnis für grobes Aerosol	1	
t	Zeit	s	
T	Transmissivität	1	
$\hat{T}$	Zwei-Wege-Tranmission	1	
$\hat{T}_\lambda^{\mathrm{f}}$	Zwei-Wege-Tranmission für feines Aerosol	1	
$\hat{T}_\lambda^{\mathrm{c}}$	Zwei-Wege-Tranmission für grobes Aerosol	1	
T_{meas}	Simulierte Transmissivität	1	
$W_{\mathrm{irrad,netto,cal}}$	Nettosignal der Irradianzkalibration	1	
$W_{\mathrm{rad,netto,cal}}$	Nettosignal der Radianzkalibration	1	
$W_{\mathrm{tc,netto,lab}}$	Nettosignal der Transferkalibraton im Labor	1	
$W_{\mathrm{tc,netto,field}}$	Nettosignal der Transferkalibraton im Feld	1	
$W_{\mathrm{meas,netto}}$	Zu kalibrierendes Nettosignal	1	
$\bar{x}$	Mittelwert einer beliebigen Variablen x		
z	Höhe	m	
z_0	Bodenniveau, $z = 0$	m	
z_{F}	Flughöhe	m	
α	Albedo	1	
$\alpha_{\mathring{\mathrm{A}}}$	Ångströmexponent	1	
α_{s}	Bodenalbedo	1	
α_{it}	Iterierte Albedo	1	
α_{meas}	Gemessene Albedo	1	
α_{calc}	Simulierte Albedo	1	
$\beta_{\mathring{\mathrm{A}}}$	Ångströmkoeffizient	1	
β_{I}	Anisotropie-Index	1	
Δ	Öffnungswinkel	°	
ϵ	Relative Abweichung zwischen $F_{\mathrm{calc}}^{\uparrow}(z_{\mathrm{F}})$ und $F_{\mathrm{meas}}^{\uparrow}(z_{\mathrm{F}})$	1	
$\epsilon_{\max}$	Maximal tolerierte relative Abweichung	1	
η	Anteil feinen Aerosols am Gesamtaerosols	1	
λ	Wellenlänge	nm	oder µm
μ	Cosinus des Zenitwinkels θ	1	
μ_{i}	Cosinus des Zenitwinkels einfallender Strahlung	1	
π	Kreiszahl (≈ 3.14)	1	

Φ	Strahlungsfluss	W
φ	Azimutwinkel	°
φ_0	Sonnenazimutwinkel	°
φ_i	Azimutwinkel einfallender Strahlung	°
$\Delta\varphi$	Azimutwinkel zwischen Sonne und MODIS	°
ρ	Reflektivität	1
ρ_s	Bodenreflektivität	1
$\rho^\mathrm{f}_{\mathrm{s},\lambda}$	Spektrale Bodenreflektivität für feines Aerosol	1
$\rho^\mathrm{c}_{\mathrm{s},\lambda}$	Spektrale Bodenreflektivität für grobes Aerosol	1
ρ_it	Iterierte Reflektivität	1
ρ_meas	Gemessene Reflektivität	1
ρ_calc	Simulierte Reflektivität	1
ρ^*_λ	Spektrale Reflektivität am Oberrand der Atmosphäre	1
$\rho^{*\mathrm{f}}_\lambda$	Spektrale Reflektivität am Oberrand der Atmosphäre für feines Aerosol	1
$\rho^{*\mathrm{c}}_\lambda$	Spektrale TOA Reflektivität für grobes Aerosol	1
$\rho_{\mathrm{a},\lambda}$	Spektrale atmosphärische Reflektivität	1
$\rho^\mathrm{f}_{\mathrm{a},\lambda}$	Spektrale atmosphärische Reflektivität für feines Aerosol	1
$\rho^\mathrm{c}_{\mathrm{a},\lambda}$	Spektrale atmosphärische Reflektivität für grobes Aerosol	1
$\rho^\mathrm{m}_\mathrm{TOA}$	Reflektivität am Oberrand der Atmosphäre	
$\rho^\mathrm{m}_\mathrm{TOA}$	Von MODIS gemessene Reflektivität am Oberrand der Atmosphäre	
ρ^LUT	In LUT gespeicherte Reflektivität am Oberrand der Atmosphäre	1
$\rho_{\mathrm{it},\lambda}$	Iterierte, spektrale Reflektivität	
$\rho_{\mathrm{calc},\lambda}$	Simulierte, spektrale Reflektivität	
τ	Optische Dicke von Aerosolpartikeln	1
τ^LUT	In LUT gespeicherte optische Dicke von Aerosolpartikeln	1
θ	Zenitwinkel	°
θ_0	Sonnenzenitwinkel	°
θ_i	Zenitwinkel einfallender Strahlung	°
ϑ	Streuwinkel	°
ϑ_scat	Streuwinkel in Sonne-MODIS-System	°
ϑ_C	Temperatur	°C

ϑ_D	Taupunkttemperatur	°C
Ω	Raumwinkel	°
$\tilde{\omega}$	Einfachstreualbedo	1
$\langle\tilde{\omega}\rangle$	Volumetrische Einfachstreualbedo	1

Abkürzungsverzeichnis

AERONET	Aerosol robotic network, weltweites Sonnenphotometer-Netzwerk
CCD	Charge coupled device
CORAS	Compact radiation measurement system, bodengebundenes Spektrometersystem
DKD	Deutscher Kalibrationsdienst
DPC	Directional polarization camera, Polarisationskamera
DPR	Directional polarization radiometer, Polarisationsradiometer
EM	Elektromagnetisch
FWHM	Full width at half maximum, Halbwertsbreite
IfT	Leibniz Institut für Troposphärenforschung, Leipzig
LIDAR	Light detection and ranging
libRadtran	Library for ratiative transfer, Strahlungstransfer-Programmpaket
LUT	Look-up table, Datenbank
MODIS	Moderate resolution spectroradiometer
NIR	Spektrometer für Messungen im Bereich von 900-2200 nm
PDA	Photo diode array, Photodiodenzeile
RTE	Radiative transfer equation, Strahlungstransfergleichung
SMART	Spectral modular airborne radiation measurement system, Spektrometersystem für flugzeuggetragene Anwendungen
SNR	Signal to noise ratio, Signal zu Rausch Verhältnis
TOA	Top of atmosphere, Oberrand der Atmosphäre
VIS	Spektrometer für Messungen im Bereich von 200-1050 nm
VNx	Bezeichnung der optischen Einlässe zur Messung der Irradianz. x steht für die Ziffern 1-4.

Firmenverzeichnis

- Carl Zeiss Jena GmbH
  Carl-Zeiss-Promenade 10
  07745 Jena
  Deutschland
  Telefon: +49 3641 64-0
  Telefax: +49 3641 64-2856
  Email: info@zeiss.de
  Web: www.zeiss.de

- CIMEL Electronique
  172 rue de Charonne
  75011 Paris
  France
  Telefon: +33 14348 7933
  Telefax: +33 14348 6261
  Email: cimel@cimel.fr
  Web: www.cimel.fr

- Dr.Schulz & Partner GmbH
  Falkenberger Straße 36
  15848 Buckow
  Deutschland
  Telefon: +49 33675 345
  Telefax: +49 33675 5544
  Email: drschulz@drschulz.com
  Web: http://www.drschulz.com

- enviscope GmbH
  Messtechnik für Umweltforschung
  Arnoldshainer Str. 5

60489 Frankfurt
Deutschland
Telefon: +49 69 957 969-60
Telefax: +49 69 957 969-50
Email: info@enviscope.de
Web: http://www.enviscope.de

- Gigahertz-Optik Vertriebsgesellschaft für technische Optik mbH
  An der Kälberweide 12
  82299 Türkenfeld
  Deutschland
  Telefon: +49 (0)8193 93700 - 0
  Telefax: +49 (0)8193 93700 - 50
  Email: info@gigahertz-optik.de
  Web: www.gigahertz-optik.de

- Harbin Aircraft Industry Co. Ltd.
  No. 15, Youxie Street
  Pingfang District
  Harbin, 150066
  China
  Telefon: +86-0451-86580114
  Web: www.hafei.com

- Kipp & Zonen
  Delftechpark 36
  2628 XH Delft
  The Netherlands
  Telefon: +31(0)15 2755 210
  Telefax: +31(0)15 2620 351
  Email: info@kippzonen.com
  Web: www.kippzonen.com

- LOT-Oriel GmbH & Co. KG
  Im Tiefen See 58
  64293 Darmstadt
  Deutschland

Telefon: +49 6151 8806 0
Telefax: +49 6151 896667
E-mail: info@lot-oriel.de
Web: www.lot-oriel.com/de/de/

- Optec
  Geospatial Systems, Inc.
  150 Lucius Gordon Drive
  West Henrietta, NY 14586
  USA
  Telefon: +1-585-427-8310
  Telefax: +1-585-427-8422
  Email: inquiry@geospatialsystems.com
  Web: www.geospatialsystems.com

- Optronic Laboratories, Inc.
  Gooch & Housego
  Formerly Optronic Laboratories / CDI
  4632 36th Street
  Orlando
  Florida, USA
  32811
  Telefon: +1-800-899-3171
  Email: sales@goochandhousego.com
  Web: http://www.goochandhousego.com

Abbildungsverzeichnis

1.1 Schemaskizze zur Strahlungsübertragung. Solare Strahlung wird zum einen an atmosphärischen Bestandteilen gestreut, sowie absorbiert und emittiert (rote Pfeile), zum anderen am Erdboden reflektiert (gelbe Pfeile). Satelliten- und flugzeuggetragene Sensoren messen das gesamte Signal, mit Anteilen von Atmosphäre und Erdboden. 3

1.2 Fehler der abgeleiteten optischen Dicke von Aerosolpartikeln in Abhängigkeit der Bodenalbedo bei 550 nm. Die Plus-Symbole geben eine Überschätzung der Bodenalbedo von +0.01 und die Minus-Symbole eine Unterschätzung von -0.01 an. Die kritische Bodenalbedo ist mittels senkrechter, roter Linie markiert. (adaptiert aus: Seidel and Popp, 2012) 4

2.1 Für das Verständnis der Radianz relevante Geometrie. (a) Strahlungsfluss durch ein horizontales Flächenelement, (b) Raumwinkel. 8

2.2 Schematische Darstellung der einfallenden direkten (Pfeile) und diffusen (Halbkugeln) Irradianz $F^{\downarrow}$ in gelb, sowie reflektierten Radianz $I^{\uparrow}$ und Irradianz $F^{\uparrow}$ in grün zur Berechnung der Reflektivität (links) und Albedo (rechts). (adaptiert aus: Ehrlich, 2009) 10

2.3 Schematische Darstellung des Anisotropie-Index. 11

2.4 Geometrie des Streuwinkels ϑ. 12

2.5 Phasenfunktion für kugelförmige Partikel eines Radius von 1 µm nach Mie-Theorie (durchgezogene Linie), sowie Henyey-Greenstein-Phasenfunktion für Partikel mit einem Asymmetrieparameter von $g = 0.72$ (gestrichelte Linie). . 13

2.6 Struktur des *uvspec* Modell. (adaptiert aus: Mayer et al., 2011) 16

2.7 Flussdiagramm der Atmosphärenkorrektur. Alle Variablen sind spektral, das λ Symbol wurde aus Übersichtszwecken ausgelassen. 18

2.8 (a) Spektrum der abwärtsgerichteten Irradianz aus Messungen (Spektrometersystem) und Simulationen (libRadtran). (b) Relative Abweichung der mit libRadtran simulierten abwärtsgerichteten Irradianz von der Messung. Die horizontalen Linien geben die Messungenauigkeit von 4 % an. 21

3.1 Schemazeichnung des technischen Aufbaus von SMART zur Messung spektraler, aufwärtsgerichteter Radianz und Irradianz. 24
3.2 CORAS. 1: Pyrgeometer, 2: Irradianz-Einlass mit Schutzabdeckung, 3: Radianz-Einlass, 4: Datenerfassung in Aluminium-Kiste. 24
3.3 (a) Technische Skizze des optischen Einlasses zur Messung von Irradianz (Maßeinheiten in cm). Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus ist in Crowther (1997) zu finden. (b) Technische Skizze des Radianz-Einlasses aus Ehrlich (2009) (Originalzeichnung: Berthold Friedrich) 25
3.4 Bodenprojektion d_I für verschiedene Öffnungswinkel 26
3.5 Skizze des Strahlengangs innerhalb eines Spektrometers (Quelle:*Zeiss*). . . . 27
3.6 Kalibrierungsaufbau zur radiometrischen Kalibrierung des Irradianz-Einlasses. 28
3.7 Faktoren der radiometrischen Kalibrierung der Irradianzmessungen in Zhongshan 2009 und Leipzig 2007. (a) Faktoren der Radiometrischen Kalibrierung des VIS Spektrometers für 1000 ms Integrationszeit in Zhongshan, (b) für verschiedene Integrationszeiten des NIR Spektrometers normiert auf 1000 ms in Zhongshan. (c) zeigt den Faktor der radiometrischen Kalibrierung des VIS Spektrometers für 1000 ms Integrationszeit in Leipzig. In diesem Fall sind keine Messungen im NIR Bereich vorhanden. 30
3.8 Abhängigkeit des gemessenen Photodiodensignals einer konstanten Strahlungsquelle von der Integrationszeit für eine Wellenlänge von 1500 nm (Diamantsymbole), sowie lineare Regression (gestrichelte Linie). 31
3.9 Gemessene Cosinuscharakteristik des optischen Irradianz-Einlasses VN4 (Diamantsymbole) sowie theoretische Cosinuscharakteristik (gestrichelte Linie). . 32
3.10 Schematische Darstellung der radiometrischen Kalibrierung der Radianz mittels Ulbrichtkugel. 33
3.11 Faktoren der radiometrischen Kalibrierung der Radianzmessung in Leipzig 2007 (a und b), sowie Zhongshan 2009 (c und d). Links dargestellt für das VIS Spektrometer für 1000 ms Integrationszeit, rechts für verschiedene Integrationszeiten des NIR Spektrometer normiert auf 1000 ms. 34
3.12 MODIS Subsysteme: (1) Solarer Diffuser, (2) spektraler radiometrischer Kalibrationsaufbau (engl. *Spectral Radiometric Calibration Assembly*, SRCA), (3) Schwarzkörper, (4) Elektronik, (5) Weltraum-Sichtfenster, (6) Strahlungskühler, (7) Teleskop und (8) Abtastspiegel. Abbildung adaptiert aus Barnes et al. (1998). 38
3.13 Fotografien der optischen Einlässe für Radianz $I_\lambda^\uparrow$ (Links) und Irradianz $F_\lambda^\uparrow$(Mitte) sowie der abbilden Kamera (Rechts) (a) und deren Position am Messflugzeug (b). 41

3.14 Flugmuster des ersten (a) und zweiten (b) Messfluges am 23. September 2009. Die Flüge am 24. September deckten das gleiche Gebiet in der gleichen Art ab. 42

3.15 Exemplarische Darstellung der Bodenprojektion der Radianzmessung für Leipzig. 43

3.16 (a) Zeitlich gemittelter spektraler Verlauf der optischen Dicke von Aerosolpartikeln, gemessen an der AERONET Station IfT, Leipzig am Vormittag (schwarzes Rautensymbol) bzw. Nachmittag (blaues Sternsymbol) des 23.09.2007, sowie am 24.09.2007 (rotes Dreieckssymbol). (b) Spektraler verlauf des Asymmetrieparameters g und der Einfachstreualbedo $\tilde{\omega}$. Links der gestrichelten, vertikalen Linie sind Sonnenphotometermessungen gezeigt, rechts der gestrichelten Linie angepasste Tabellenwerte aus d'Almeida et al. (1991). . . 43

3.17 Profile der Extinktion bei 532 nm für den Messflug am Vormittag (schwarz) und Nachmittag (blau) des 23.09.2007, sowie am 24.09.2007 (rot). Die Werte unterhalb der gestrichelten Linie entsprechen einer Extrapolation des LIDAR-Profils bis auf Bodenniveau um den Sonnenphotometer-Wert der optischen Dicke von Aerosolpartikeln bei 532 nm zu erreichen. 44

3.18 Vertikales Temperatur- und Taupunkttemperatur-Profil am 23.09.2007 gemessen am IfT, Leipzig. 45

3.19 (a) Fotografie des Forschungsflugzeugs des Typs Yun-12, der Pfeil markiert die Position der optischen Einlässe. Fotografie des optischen Einlasses für (b) Irradianz $F_{\lambda}^{\uparrow}$, und (c) für Radianz $I_{l}^{\uparrow} ambda$ am Forschungsflugzeug des Typ Yun-12. (Fotos: Xingfeng Chen) 46

3.20 Flugmuster der Messflüge am 03.12.2009 (a) und 04.12.2009 (b) über Zhongshan. 47

3.21 Exemplarische Darstellung der Bodenprojektion der Radianzmessung für Zhongshan. 48

3.22 (a) Zeitlich gemittelter spektraler Verlauf der optischen Dicke von Aerosolpartikeln, gemessen während des Messfluges am 03.12.2009 (schwarzes Rautensymbol) und am 04.12.2009 (rotes Dreiecksymbol), sowie Regressionskurve in Form von Ångströmkoeffizient und Ångströmexponent. (b) Spektraler verlauf des Asymmetrieparameters g und der Einfachstreualbedo $\tilde{\omega}$ am 03.12.2009. Links der gestrichelten, vertikalen Linie sind Sonnenphotometermessungen gezeigt, rechts der gestrichelten Linie angepasste Tabellenwerte aus d'Almeida et al. (1991). 49

3.23 LIDAR Extinktionsprofile für den Messflug am 03.09.2007 (schwarz) und am 04.12.2009 (rot). Die Werte unterhalb der gestrichelten Linie entsprechen einer Extrapolation des LIDAR-Profils bis auf Bodenniveau um dem Sonnenphotometer-Wert der optischen Dicke von Aerosolpartikeln bei 532 nm zu entsprechen. 50

3.24 Vertikales Temperatur- und Taupunkttemperatur-Profil am 03.12.2009 entsprechend der Reanalysedaten des GDAS Modells für 22.5 N, 113.4 W. 51

4.1 (a) Spektren der räumlich gemittelten, urbanen Bodenreflektivität, extrapoliert aus unterschiedlichen Messhöhen, (b) relative Abweichung der Bodenreflektivität extrapoliert aus 220 m bzw. 2200 m und 4100 m in Bezug zur Extrapolation aus 4100 m Messhöhe. 57

4.2 Mehrfachstreuung bei (a) homogenem Untergrund, (b) heterogenem Untergrund. 58

4.3 Bodenreflektivität bei 644 nm nach Atmosphärenkorrektur der Radianzmessung in verschiedenen Flughöhen: 220 m (schwarz), 2200 m (blau), 4100 m (rot) für 11 räumlich vergleichbare Messpunkte, jedoch mit unterschiedlichen Bodenprojektionsflächen. 59

4.4 Simulierte aufwärtsgerichtete Radianz (a) und Irradianz (b) bei 644 nm in verschiedenen Höhen: 220 m (schwarz), 2200 m (blau), 4100 m (rot). Vergleich zwischen 1D-Simulation (IPA, Linie) und 3D-Simulation (Symbole). Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist nur jeder zehnte Datenpunkt dargestellt, und eine unterschiedliche Achsenskalierung gewählt worden. 60

4.5 Bodenreflektivität (a) und Bodenalbedo (b) nach eindimensionaler Atmosphärenkorrektur der 3D-Simulation von Radianz und Irradianz bei 640 nm in verschiedenen Modellhöhen: 220 m (schwarz), 2200 m (blau), 4100 m (rot). Zum Zweck der besseren Lesbarkeit sind die Achsen unterschiedlich skaliert, und nur jeder zehnte Datenpunkt dargestellt. 61

4.6 Bodenreflektivität (a) und Bodenalbedo (b) nach Atmosphärenkorrektur der Simulation von Radianz und Irradianz in verschiedenen Modellhöhen: 220 m (schwarz), 2200 m (blau), 4100 m (rot). Gezeigt sind 11 Pixel an den geographischen Positionen, die für die Messungen gezeigt wurden. Zum Zweck der besseren Lesbarkeit sind die Achsen unterschiedlich skaliert. 61

4.7 Beispielspektren der Bodenalbedo (a) und der Bodenreflektivität (b), Leipzig 23.09.2007. Jeweils eine Oberfläche mit hohem bzw. geringerem Vegetationsanteil, sowie Vergleichsspektren für Stadt (rot) und Wald (blau) aus persönlicher Kommunikation mit Eike Bierwirth. 62

4.8 Beispielspektren der Bodenalbedo (a) und der Bodenreflektivität (b), Zhongshan 03.12.2009, sowie Vergleichsspektren für Wald (blau) und Stadt (rot), persönliche Kommunikation Eike Bierwirth. 63

4.9 Räumlich gemittelte Spektren der Bodenreflektivität (graues Sternsymbol) und Bodenalbedo (schwarzes Rautensymbol) für Leipzig (a) und Zhongshan (b). Die Standardabweichung ist durch vertikale Balken dargestellt. 65

4.10 Häufigkeitsverteilung der Bodenalbedo (durchgezogene Linie) und Bodenreflektivität (gestrichelte Linie) von Leipzig am 23.09.2007 für eine Wellenlänge von 644 nm (a) und 800 nm (b). 66

4.11 Häufigkeitsverteilung der Bodenalbedo (durchgezogene Linie) und Bodenreflektivität (gestrichelte Linie) von Zhongshan am 03.12.2009 für eine Wellenlänge von 644 nm (links) und 800 nm (rechts). 66

4.12 Spektrale Abhängigkeit des räumlich gemittelten Anisotropieindex β_{I} für das Stadtgebiet von (a) Leipzig und (b) Zhongshan. 67

4.13 Mögliche Ursachen eines positiven Anisotropie-Index. (a) Anisotroper, homogener Untergrund. (b) Isotroper, heterogener Untergrund. 68

4.14 Häufigkeitsverteilung des Anisotropieindex β_{I} für das Stadtgebiet von Leipzig für eine Wellenlänge von 644 nm (a) und 800 nm (b), sowie für die Stadt Zhongshan für 644 nm (c) und 800 nm (d). 69

5.1 Vereinfachte schematische Darstellung des Strahlungswegs von Quelle (Sonne) bis Empfänger (Satellit). (1) Reflexion der solaren Strahlung am Oberrand der Atmosphäre, (2) Reflexion der solaren Strahlung innerhalb der Atmosphäre, (3) Reflexion der solaren Strahlung an der Erdoberfläche. 71

5.2 Flussdiagramm des Algorithmus zur Bestimmung der optischen Dicke von Aerosolpartikeln aus MODIS Messungen über dunklen Landflächen (adaptiert aus: Levy et al., 2007b). 73

5.3 Zusammenhang zwischen $\rho_{\mathrm{s}}(644\,\mathrm{nm})$ und $\rho_{\mathrm{s}}(466\,\mathrm{nm})$ (a) sowie $\rho_{\mathrm{s}}(2120\,\mathrm{nm})$ und $\rho_{\mathrm{s}}(644\,\mathrm{nm})$ (b) für das Gebiet der Stadt Leipzig am 23.09.2007. Die lineare Regression ist als durchgezogene Linie dargestellt. Die gestrichelte Linie zeigt die entsprechend Funktion des Standardalgorithmus. 78

5.4 Häufigkeitsverteilung aller Steigungen zwischen $\rho_{\mathrm{s}}(466\,\mathrm{nm})$ und $\rho_{\mathrm{s}}(644\,\mathrm{nm})$ (a) sowie für die Steigungen zwischen $\rho_{\mathrm{s}}(644\,\mathrm{nm})$ und $\rho_{\mathrm{s}}(2120\,\mathrm{nm})$ für die Messungen in Leipzig am 23.09.2007 für einen festen y-Achsenabschnitt von 0.0. Die Steigung im Standardalgorithmus ist durch die gestrichelte Linie gekennzeichnet. 79

5.5 Zusammenhang zwischen $\rho_s(644\,\text{nm})$ und $\rho_s(466\,\text{nm})$ (a) sowie $\rho_s(2100\,\text{nm})$ und $\rho_s(644\,\text{nm})$ (b) für das Gebiet der Stadt Zhongshan am 03.12.2009. Die lineare Regression ist als durchgezogene Linie dargestellt. Die gestrichelte Linie zeigt die entsprechend Funktion des Standardalgorithmus.. 80

5.6 (a) Häufigkeitsverteilung aller Steigungen $a_{466/644}$, (b) Häufigkeitsverteilung für die Steigung $a_{644/2120}$ für die Messungen in Zhongshan am 03.12.2009 für einen festen y-Achsenabschnitt von 0.0. Die gestrichelte Linie markiert die Steigung im Standardalgorithmus. 81

5.7 (a) Zusammenhang zwischen der Steigung $a_{466/644}$ bei festem y-Achsenabschnitt $b_{466/644} = 0.0$ und der bestimmten optischen Dicke der Aerosolpartikel bei 553 nm für die Messungen in Leipzig 2007. Die zugehörige lineare Regression ist als gestrichelte Linie gezeigt. (b) zeigt die Häufigkeitsverteilung der optischen Dicke von Aerosolpartikeln bei 553 nm. Die mittels Standardalgorithmus bestimmte optische Dicke ist als gestrichelte Linie dargestellt. 82

5.8 Abbildung (a) Zusammenhang zwischen der Steigung $a_{466/644}$ bei festem y-Achsenabschnitt $b_{466/644} = 0.0$ und der bestimmten optischen Dicke von Aerosolpartikeln bei 553 nm für die Messungen in Zhongshan. Die lineare Regression ist als gestrichelte Linie gezeigt. (b) zeigt die Häufigkeitsverteilung der optischen Dicke von Aerosolpartikeln bei 553 nm. Die mittels Standardalgorithmus bestimmte optische Dicke ist als gestrichelte Linie dargestellt. . . 83

5.9 Spektren der Bodenalbedo zur Simulation der Reflektivität am Oberrand der Atmosphäre. Agrarflächen und Oase aus persönlicher Kommunikation Eike Bierwirth, Kentucky Blaugras aus Bowker et al. (1985), Stadt aus Messungen in Zhongshan 2009. 84

5.10 Spektren der Reflektivität am Oberrand der Atmosphäre für unterschiedliche Bodenalbedospektren. 85

Tabellenverzeichnis

3.1 Übersicht der verfügbaren Spektrometer. 28
3.2 Relative Messunsicherheit der Radianz- und Irradianzmessungen (in %) mit dem SMART-Albedometer. 35
3.3 Auflistung der 36 spektralen Bänder von MODIS sowie deren primärer Anwendungsbereich. 39
3.4 Übersicht der Messgeräte in Leipzig 2007. 41
3.5 Übersicht der Messflüge 2007 im Rahmen des MEGACITIES Projekts. . . . 42
3.6 Übersicht der Messgeräte in Zhongshan, China 2009. 47
3.7 Übersicht der Messflüge und Flugabschnitte über Zhongshan. 48
3.8 Ångströmkoeffizienten $\beta_{\mathring{A}}$ und Ångströmexponenten $\alpha_{\mathring{A}}$ während der Flugzeugmessungen in Leipzig und Zhongshan. 49

4.1 Relative Fehler der verschiedenen Fehlerquellen, sowie Fehler nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung für Bodenalbedo und Bodenreflektivität bei niedriger optischer Dicke von Aerosolpartikeln (oben), sowie Bodenalbedo und Bodenreflektivität bei hoher optischer Dicke von Aerosolpartikeln (unten). Die römischen Ziffern I - IV stehen für Wellenlängenbereiche. I: 400-600 nm, II: 600-1000 nm, III: 1000-1800 nm, IV: 1800-2100 nm. 55

5.1 Optische Eigenschaften der in MODIS verwendeten Aerosoltypen.(Levy et al., 2009) 74
5.2 Übersicht der experimentell bestimmten Steigungen zur Berechnung der Bodenreflektivität der sichtbaren Wellenlängen 466 und 644 nm. 80
5.3 Übersicht der Steigungen zur Berechnung der Bodenreflektivität der sichtbaren Wellenlängen 466 und 644 nm für verschiedene Bodentypen. 85
5.4 Optische Dicke von Aerosolpartikeln bei 553 nm für verschiedene Oberflächen und unterschiedliche Steigungen zur Berechnung der Bodenreflektivität innerhalb des Algorithmus. 86

Danksagung

Diese Arbeit wurde an der Johannes Gutenberg-Universität Mainz begonnen und an der Universität Leipzig abgeschlossen. Sie wurde im Rahmen des von der Deutschen Forschungsgemeinschaft geförderten Schwerpunktprogramms SPP 1233 „Megacities Megachallenge - Informal Dynamics of Global Change“ unter der Betreuung von Prof. Dr. Manfred Wendisch angefertigt.

Viele Personen, die zum Entstehen dieser Arbeit beitrugen möchte ich an dieser Stelle danken. Meinem Betreuer Manfred Wendisch danke ich für die Möglichkeit in seiner Forschungsgruppe eine Dissertation zu dieser Thematik anzufertigen und für die Betreuung dieser Arbeit, sowie Anregungen fachlicher und stilistischer Natur. Ein besonderer Dank gilt Evelyn Jäkel, die nicht nur bei fachlichen Fragen neue Impulse gab, sondern mir auch in schwierigen Zeiten zur Seite stand. Andé Ehrlich und Eike Bierwirth danke ich für die Einführung in den Umgang mit den Messinstrumenten, deren Kalibration und Auswertung. Eike Bierwirth und Frank Werner danke ich für ihre Unterstützung während der Messkampagnen in Leipzig bzw. Zhongshan. Ein Dank gilt auch den übrigen Gruppenmitgliedern der Arbeitsgruppe Atmosphärische Strahlung für Anregungen und Fragen, die zum fortschreiten meiner Arbeit führten. Die gute Atmosphäre in der Gruppe sowohl im Büro als auch während verschiedener Messkampagnen weiß ich sehr zu schätzen. Ohne die organisatorische und technische Unterstützung von *enviscope GmbH* hätte die Messkampagne in Leipzig nicht stattfinden können. Vielen Dank auch an den Piloten Guiseppe Distratis, der hoch konzentriert das Forschungsflugzeug in Leipzig exakt auf Kurs hielt. Ebenso danke unseren chinesischen Kooperationspartnern des IRSA, die die Flugzeugmessungen in China ermöglichten. Mein Dank gilt ebenfalls den elektronischen und mechanischen Werkstätten der meteorologischen Institute der Universitäten Mainz und Leipzig, die dafür sorgten, dass Instrumente und Zubehör für die Messungen bereit waren. Vielen Dank an Robert C. Levy für die Bereitstellung des MODIS Aerosolalgorithmus, die Unterstützung bei dessen Installation und die Beantwortung meiner Fragen bezüglich des Algorithmus. Das Programm wurde von Falk Kaiser auf den Institutsservern installiert; Vielen Dank dafür. Ebenso danke ich all jenen Personen, die dabei halfen die technischen Probleme mit der MS4100 Kamera zu lösen, so dass diese für zukünftige Projekte verwendet werden kann. Heiko Jahn und Prof. Krämer danke ich für die gute Partnerschaft innerhalb des Schwerpunktprogramms, sowie für einen anderen

Blickwinkel auf die Forschung zu Aerosolpartikeln.

Ich danke meiner Familie, die mich auf all meinen Wegen unterstützen.
Abschließend danke ich meinem Ehemann Ingo, der mir immer zur Seite steht, und der mein Leben sowohl fachlich als auch menschlich bereichert.

Schriftliche Erklärung

1. Hiermit versichere ich, dass die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt und dass die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken in der Arbeit als solche kenntlich gemacht wurden;
2. Die Anfertigung dieser Arbeit wurde betreut durch Prof. Dr. Manfred Wendisch. Die Arbeit fand im Rahmen des von der DFG geförderten Schwerpunktprogramms SPP 1233 statt. Einweisung in die Handhabung, Kalibration und Datenauswertung der Messinstrumente erfolgte durch Dr. Eike Bierwirth, Dr. André Ehrlich und Dr. Evelyn Jäkel. Dr. Robert C. Levy stellte eine Programmroutine zur Satellitenauswertung zur Verfügung. Alle Personen die in die Erstellung der eingereichten Dissertation involviert waren, sind ebenfalls in der Danksagung genannt;
3. Ich versichere, dass außer den in Nummer 2 genannten, weitere Personen bei der geistigen Herstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt waren, insbesondere wurde nicht die Hilfe eines Promotionsberaters in Anspruch genommen. Es haben keine weitere Personen von mir oder in meinem Auftrag weder unmittelbar noch mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten haben, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen;
4. Ich versichere, dass die vorgelegte Arbeit weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder in ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde zum Zwecke einer Promotion oder eines anderen Prüfungsverfahrens vorgelegt und in ihrer Gesamtheit noch nicht veröffentlicht wurde;
5. Es fand kein früherer erfolgloser Promotionsversuch statt.

Leipzig, den 01.11.2012 Britta Mey