Feldmessung der spektralen Reflexionsfunktion (BRDF) eines Hausdaches

Vorgelegt von

André Rothkirch

Hamburg, im Juli 1997

Experimentelle physikalische Diplomarbeit am
Fachbereich Physik der Universität Hamburg
II. Institut für Experimentalphysik
Arbeitsgruppe CENSIS, Fernerkundung

Gutachter: Prof. Dr. J. Bienlein und Prof. Dr. H. Spitzer

Kurzfassung

Diese Diplomarbeit beschäftigt sich mit der Messung der winkelabhängigen, spektralen Reflexionsfunktion (BRDF) eines Gebäudedaches bei natürlicher Beleuchtung. Bei der Dachbedeckung handelt es sich um eine gewellte Oberfläche, sie weist von daher eine Vorzugsrichtung auf. Die Verteilung von gemessenen Ein- und Ausfallwinkeln (Beobachtungswinkeln) ergibt sich zum einen durch den Tagesgang der Sonne, zum anderen durch unterschiedliche Orientierungen von Teilen der Dachfläche sowie der Wahl unterschiedlicher Beobachtungspunkte auf einer Dachfläche. Als Meßgerät diente ein Spektrometer mit zwei Detektoreinheiten (VIS und NIR), welches Messungen über einen Bereich von 610 nm bis 1600 nm ermöglicht. Zur Bestimmung der einfallenden Strahlungsflußdichte diente ein Reflektanznormal (Spectralon, hergestellt von Labsphere, Boulder, Colorado), dessen BRDF in einer früheren Messung [Meister 1996] für den Bereich von 600 - 900 nm bestimmt wurde. Der Anteil des Himmelslichtes wurde durch eine einmalige Messung einer beschatteten Dachfläche bestimmt und auf spätere Messungen interpoliert. In den Messungen zeigt sich die Existenz einer spiegelnden Komponente, deren Intensität mit zunehmender Wellenlänge ansteigt. Die Meßwerte werden durch eine Funktion von [Meister 1996] am besten beschrieben. Bei ihr handelt es sich um eine Funktion, die von Walthall et al. (1985) entwickelt, von Liang & Strahler (1994) modifiziert und von Meister (1996) um einen Term zur Modellierung des gespiegelten Anteils erweitert wurde, so daß diese Funktion insgesamt 7 freie Parameter besitzt. Der Einfluß der Dachwellung verhindert eine Anpassung aller Meßwerte an die Funktion im Sinne des χ^2-Testes. Dies zeigt sich durch bessere Anpassungsergebnisse, wenn nur Dachflächen mit gleicher Orientierung in der Wellung zur Anpassung herangezogen werden. Ein einfacher Ansatz zur Modellierung von Abschattungen und Verdeckungen vermochte die Auswirkungen der Wellung auf die Messungen aufzuzeigen, ergab jedoch kein besseres Anpassungsergebnis.

Abstract

In this diploma thesis the bidirectional distribution function (BRDF) of a corrugated roof was measured under natural illuminaton. The distribution of the measured angles of incidence and reflection was given by the different positions of the sun during the day and different orientations of parts of the roof. A spectrometer with two units (VISible and NearInfraRed) was used, allowing measurements from 610 to 1600 nm. To determine the irradiance a reflectance normal (Spectralon, Labsphere Inc., Colorado) was used, whose BRDF is known from previous measurements [Meister 1996] for the spectral range 600 to 900 nm. The portion of skylight was interpolated from a single measurement of the shaded roof.

The measurements show the existence of a specular component with increasing intensity at increasing wavelength. The data is described best by a function of [Meister 1996]. This function was developed by [Walthall et al. 1985], modified by [Liang & Strahler 1994] and extended by [Meister 1996] for a specular peak. The function contains 7 free parameters. The effect of the corrugation of the roof could be shown by fitting to different selections of the data, a χ^2-test on the whole dataset rejects the function of [Meister 1996]. A simple approach to model shadowing and masking was able to demonstrate the effect of the corrugation on the data, but did not improve the fitting results.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Abkürzungs- und Symbolverzeichnis

Symbol	Größe bzw. Bedeutung	Seite
θ_i	Einfallszenitwinkel	3
ϕ_i	Einfallsazimutwinkel	3
θ_r	Reflexionszenitwinkel	3
ϕ_r	Refexionsazimutwinkel	3
λ	Wellenlänge	3
ν	Relativer Azimutwinkel	4
ψ	Relativer Winkel zum Spiegelwinkel	59
σ	Fehler	42
ρ	Albedo	4
ω	Raumwinkel	3
Ω	Auf die Horizontale projizierter Raumwinkel	5
a_i	Koeffizienten zur Modellierung der BRDF	64
BRDF	Spektrale Reflexionsfunktion	4
BRF	Bikonischer Reflektanz Faktor	4
E_i	Einfallende Strahlungsflußdichte	4
f_r	Spektrale Reflexionsfunktion	5
L	Strahldichte	3
m.S.	mit Spiegelungsterm	67
OVID	Name des Spektrometers	8

1 Einleitung

Diese Diplomarbeit wurde in der Arbeitsgruppe Naturwissenschaft und Internationale Sicherheit (CENSIS) am II. Institut für Experimentalphysik durchgeführt. Das Arbeitsthema der Gruppe liegt in den physikalischen Aspekten der Fernerkundung mit dem Ziel der Fortentwicklung der computergestützten Bildauswertung zur Klassifikation (Erkennen von Bodenbedeckungsarten in Fernerkundungsbildern) sowie zur Änderungsdetektion (Auffinden von Veränderungen in Bilddaten unterschiedlichen Datums).
Im Rahmen einer Diplomarbeit zur Klassifikation von multispektralen Reflektanzbildern [Hepp 1994, S.70] deutete sich an, daß die Neigung einer Oberfläche (z.B. eines Daches) die von ihr reflektierte (oder gestreute) Sonnenstrahlung derart beeinflußt, daß eine computergestützte Bildauswertung erschwert wird. Als eine Ursache wird die von Ein- und Ausfallwinkel des Lichtes abhängige Reflexion an Oberflächen angesehen, welche durch die spektrale Reflexionsfunktion BRDF (bidirectional reflectance distribution function) beschrieben wird.

Mittlerweile gibt es viele Ansätze zur Modellierung der BRDF, insbesondere für natürliche Oberflächen wie z.B. Vegetation. Häufig wird dabei die Oberfläche in kleine, homogene Untereinheiten aufgeteilt, um für diese den Strahlengang zu modellieren. Die Modelle sind jedoch im allgemeinen nur auf bestimmte Objektklassen (z.B. Pflanzenarten, Wüste, Ackerboden usw.) anwendbar und wurden nur unvollständig durch voneinander unabhängige Meßkampagnen experimentell überprüft.
Im Gegensatz zu einer Vielzahl von Untersuchungen zur BRDF von natürlichen Oberflächen sind dem Autor lediglich zwei Veröffentlichungen zur Untersuchung künstlicher Oberflächen bekannt (z.B. Verputz in [Oren & Nayar 1995] sowie Ziegel, Schiefer, Gehweg u.a. in [Meister 1996]). Bei den in diesen Arbeiten verwendeten Proben handelt es sich zumeist um neuwertige und gut präparierte Oberflächen bzw. Proben, die außerdem Rotationssymmetrie aufweisen. Sie unterlagen keinen Verwitterungseinflüssen und unterscheiden sich daher von Oberflächen, wie sie in Luftbildern städtischer Gebiete vorzufinden sind. In dieser Diplomarbeit wird deswegen die von einem Gebäudedach reflektierte Strahlung bei natürlicher Beleuchtung in Abhängigkeit von Ein- und Ausfallwinkeln des Lichtes mit einem hochauflösendem Spektrometer bestimmt. Es kam ein Spektrometer vom Typ OVID des Max-Planck-Institutes für Meteorologie, Hamburg zum Einsatz. Das Dach ist mit gewellten Dachziegeln bedeckt und besitzt somit keine Rotationssymmetrie, sondern eine Vorzugsrichtung. Ziel dabei ist es, Erkenntnisse über die Variabilität der BRDF von künstlichen Oberflächen zu gewinnen, um die Klassifikation von urbanen Gebieten in multispektralen Fernerkundungsbildern zu verbessern.

Im Anschluß an diese Einleitung werden in Kapitel 2 die benötigten physikalischen Größen diskutiert, sowie die Zusammensetzung der einfallenden Strahlung erläutert. Kapitel 3 beschreibt die Durchführung des Experiments. Darin werden zunächst die Meßgeräte, die Berechnung der Ein- und Ausfallwinkel des Lichtes im System der Dachoberfläche, die Dachoberfläche selbst sowie die Durchführung der Feldmessung beschrieben. Anschließend werden die Meßergebnisse dargestellt (Kapitel 4), das Verfahren zur Bestimmung der BRDF erläutert Kapitel 4.2. Über eine Spectralon-Referenzfläche wurde in Verbindung mit Pyranometerdaten die einfallende Strahlungsflußdichte bestimmt. Die Bestimmung der BRDF der Dachfläche erfolgt dann, indem der von der Dachfläche reflektierte Strahlungsfluß durch die einfallende Strahlungsflußdichte geteilt wird. Es wird dabei der Anteil des diffus gestreuten Sonnenlichtes (das Himmelslicht) sowohl bei der einfallenden Strahlungsflußdichte als auch

bei der reflektierten Strahldichte der Dachfläche herausgenommen, so daß nur der Anteil des direkt einfallenden Sonnenlichtes zur Berechnung der BRDF verbleibt.
Aus der Fachliteratur entnommene Funktionen zur Modellierung der BRDF (Kapitel 4.3.1) wurden mittels der Methode der kleinsten quadratischen Abweichung an die gewonnenen Meßwerte angepaßt. Die Ergebnisse verschiedener Anpassungen befinden sich in den darauf folgenden Kapiteln. Nach Schlußfolgerungen für weitere Feldmessungen (Kapitel 4.5) und die Auswertung von Luftbildern (Kapitel 4.6), ist in Kapitel 5 eine Zusammenfassung der Diplomarbeit zu finden.

Im Rahmen der Diplomarbeit sind verschiedene Aufgaben angefallen, die selbständig durchzuführen waren, u.a.:

* **Organisation der Versuchsdurchführung, z.B.**
    - Koordination mit dem Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg, das das Spektrometer OVID zur Verfügung stellte.
    - Entwurf eines Justiertisches für ein Fernrohr und Koordination mit der Werkstatt des II. Institutes für Experimentalphysik der Universität Hamburg, die diesen anfertigte.
    - Erstellen der Meßpläne
    - Bedienung des Spektrometers
* **Datenauswertung**
    - Erstellen von Programmen zur Berechnung der BRDF mit dem Softwarepaket PV-WAVE in einer UNIX-Umgebung (Solaris auf Sun-Workstations). Das Programmpaket erlaubt einen einfachen Umgang mit hochdimensionalen Variablen, die wegen der Winkelvariablen und der Wellenlängenabhängigkeit notwendig sind. Die Programmierung erfolgt in einer PASCAL ähnlichen Programmiersprache.
    - Kleinere Modifikationen an der Auswertesoftware des OVID in der Programmiersprache C bzw. C++.
    - Die Anpassung der BRDF-Modelle erfolgte an die mit den Fehlern gewichteten Meßwerte. Aus diesem Grund nehmen die Funktionsweise der Meßgeräte sowie die Berücksichtigung möglicher Fehlerquellen einen breiten Raum in dieser Diplomarbeit ein. Häufig konnten die Beiträge der einzelnen Fehlerquellen nur abgeschätzt werden.

Diese Diplomarbeit ist aber nicht nur das Werk eines Einzelnen, sondern entstand auch durch Hilfe von anderen. Deren Beiträge werden im Abschnitt Danksagungen auf Seite 96 angesprochen.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Physikalische Größen

Die in der Fernerkundung zur Beschreibung der Ausbreitung und der Wechselwirkung elektromagnetischer Wellen verwendeten Begriffe werden im Folgenden erläutert. Die Bezeichnungen stützen sich auf Kriebel et al. (1975), die Nomenklatur geht auf Nicodemus (1970) vom National Bureau of Standards / USA zurück.

2.1.1 Strahldichte L

Elektromagnetische Wellen sind als Strahlungsfluß Φ [Watt] meßbar (von den Photonen am Detektor verrichtete Arbeit pro Zeiteinheit). Mittels Kalibrierung des Meßgerätes läßt sich dieser umrechnen in die *Strahldichte L* [Kriebel et al. 1975]:

$$L \equiv \frac{\partial^2 \Phi}{\cos\theta \cdot \partial A \cdot \partial\omega} \quad \left[\frac{W}{m^2 \cdot sr}\right]$$

Sie gibt den Strahlungsfluß Φ in einer bestimmten Richtung pro Raumwinkel ∂ω und senkrecht zum Sehstrahl projizierter Fläche cosθ * ∂A an (vgl. Abbildung 2.1, ∂A entspricht der Fläche auf der beleuchteten Oberfläche dA in der Abbildung 2.1).

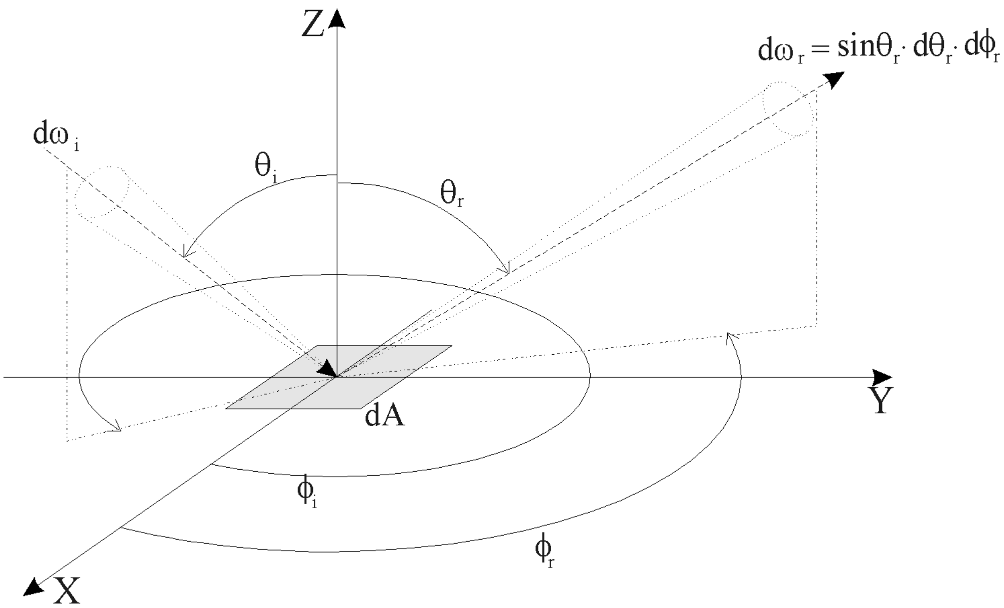


Abbildung 2.1:Geometrie der Reflexion

Beschränkt man sich bei der Messung auf Teilbereiche des Wellenlängenspektrums, mißt also den Strahlungsfluß $\frac{\partial\Phi}{\partial\lambda} d\lambda$, so erhält man bei hinreichend kleiner spektraler Auflösung den spektralen Strahlungsfluß $\Phi_\lambda = \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda}$. Mittels Kalibrierung läßt sich dieser wiederum umrechnen in die *spektrale Strahldichte* L_λ:

$$L_\lambda = \frac{\partial L}{\partial \lambda} \qquad \left[\frac{W}{m^2 \cdot sr \cdot \mu m}\right]$$

Stellt man den einfallenden Strahlungsfluß Φ_i pro Flächeneinheit dar (Index i für 'incident'), so gelangt man zur einfallenden *Strahlungsflußdichte* E_i (englisch 'irradiance'). Sie ist ein Maß für die gesamte auf eine Oberfläche auftreffende Strahlung und kann aus dem Integral der Strahldichte $L_i(\theta_i, \phi_i)$ über den Raumwinkel Ω gewonnen werden:

$$\frac{d\Phi_i}{dA_i} \equiv E_i = \int_\Omega L_i(\theta_i, \phi_i) d\Omega \qquad \textbf{(Gl. 2.1)}$$

$$= \int_{\phi_i=0}^{\phi_i=2\pi} \int_{\theta_i=0}^{\theta_i=\pi/2} L_i(\theta_i, \phi_i) \cdot \cos\theta_i \cdot \sin\theta_i \cdot d\theta_i d\phi_i$$

Die Einheit der Strahlungsflußdichte ist [W m^{-2} μm^{-1}]. Sie kann ebenso wie die Strahldichte mit dem Index λ indiziert werden, der Übersicht halber wird hier darauf verzichtet.
Den Quotienten aus dem Integral über die von einer Probe reflektierte Strahldichte L_r und der auf die Probe einfallenden Strahlungsflußdichte E_i bezeichnet man als *Albedo* ρ der Probe :

$$\rho = \frac{\int_\Omega L_r(\theta_r, \phi_r) d\Omega}{E_i} \qquad \text{[dimensionslos]} \qquad \textbf{(Gl. 2.2)}$$

Sie ist also ein Maß für das Rückstrahlvermögen einer Probe. Die Albedo kann vom Einfallswinkel der einfallenden Strahlung abhängen, bei einer nicht selbsttätig strahlenden Probe gilt $0 < \rho < 1$.

2.1.2 Spektrale Reflexionsfunktion BRDF und Bikonischer Reflektanzfaktor BRF

Die Reflexion an einer Oberfläche kann man sich stark vereinfacht als aus den Idealfällen *Spiegelung* und *Lambert-Reflexion* zusammengesetzt vorstellen.
Die Spiegelung bewirkt eine wellenlängenunabhängige Reflexion dergestalt, daß Zenitwinkel von einfallender und reflektierter Strahlung übereinstimmen und der relative Azimutwinkel $\nu = \phi_i - \phi_r = 180°$ beträgt.
Bei diffuser Reflexion wird das Licht wellenlängen- und richtungsabhängig in alle Richtungen der oberen Halbkugel reflektiert. Von Lambert-Reflexion wird dann gesprochen, wenn unter beliebig kleinem Öffnungswinkel und unabhängig von dem Meßwinkel ϕ_i (mit θ_i konstant) die gleiche reflektierte Strahldichte L_r gemessen wird. Dabei verhält sich die Strahldichte L_r bei Änderung des Einfallszenitwinkels θ_i proportional zum Kosinus desselben : $L_r \propto \cos \theta_i$.
Manchmal wird zusätzlich noch die Wellenlängenunabhängigkeit bei Lambert-Reflexion gefordert.

Zur Beschreibung der diffusen Reflexion kann die spektrale Reflexionsfunktion BRDF (**b**idirectional **r**eflectance **d**istribution **f**unction) herangezogen werden.

Es ist bei Feldmessungen aufgrund der Beleuchtungsverhältnisse nicht möglich, daß die einfallende Strahlung nur aus einer Richtung kommt. Sie ist immer eine Überlagerung aus Anteilen verschiedener Einfallsrichtungen. Der auf ein infinitesimales Flächenelement dA einfallende Srahlungsfluß ist

$$d\Phi_i = L_i \cdot dA \cdot d\Omega_i \ \text{[W]} \quad \text{mit } \Omega_i \text{ als projiziertem Raumwinkel.}$$

Aufgrund des Öffnungswinkel des registrierenden Sensors verhält es sich ebenso bei der reflektierten Strahlung. Ein Sensor, welcher aus der Richtung (θ_r,ϕ_r) auf die Fläche sieht, registriert den Strahlungsfluß

$$d\Phi_r = L_r \cdot dA \cdot d\Omega_r \ \text{[W]} ,$$

wobei $d\Omega_r$ durch den Öffnungswinkel des Sensors bestimmt wird.
Definiert man nun den Quotienten

$$X = \frac{d\Phi_r}{d\Phi_i} = \frac{dL_r \cdot d\Omega_r}{dL_i \cdot d\Omega_i} \quad ,$$

so erhält man eine dimensionslose Größe, welche invariant bezüglich L_i und $d\Omega_i$ ist (bei Verdoppelung der einfallenden Lichtmenge verdoppelt sich auch die ausfallende Lichtmenge). Sie ist aber nicht invariant gegenüber $d\Omega_r$, da diese Größe vom Meßgerät abhängt und nicht vom einfallenden Licht (eine Änderung von $d\Omega_r$ führt zu einer proportionalen Änderung von X). Dies führt zur Definition der *spektralen Reflexionsfunktion* f_r , welche nur für infinitesimale Öffnungswinkel gilt [Nicodemus 1970] :

$$f_r(\theta_i,\phi_i,\theta_r,\phi_r) \equiv \frac{dL_r(\theta_i,\phi_i,\theta_r,\phi_r)}{L_i(\theta_i,\phi_i) \cdot d\Omega_i} \left[\frac{1}{sr}\right] \qquad \textbf{(Gl. 2.3)}$$

Diese kann nach (Gl. 2.1) auch durch den von (θ_i,ϕ_i) abhängigen Teil dE_i der einfallenden Strahlungsflußdichte E_i definiert werden:

$$f_r(\theta_i,\phi_i,\theta_r,\phi_r) = \frac{dL_r(\theta_i,\phi_i,\theta_r,\phi_r)}{dE_i(\theta_i,\phi_i)} \left[\frac{1}{sr}\right] \qquad \textbf{(Gl. 2.4)}$$

Die spektrale Reflexionsfunktion ist eine reine Materialeigenschaft der reflektierenden Fläche und von Beleuchtung sowie Apparategrößen unabhängig. Sie wird in der Literatur zumeist mit BRDF abgekürzt.

In der Praxis direkt meßbar ist nur der *Bikonische Reflektanz Faktor R (BRF)*, da die Öffnungswinkel ω_i und ω_r endlich groß sind. Dieser wurde von Nicodemus wie folgt definiert:

$$R(\omega_i,\omega_r) = \frac{\pi}{\Omega_i\Omega_r} \int_{\omega_i} \int_{\omega_r} f_r(\theta_i,\phi_i,\theta_r,\phi_r) d\Omega_r d\Omega_i$$

Diese Größe ist dimensionslos, sofern π als Raumwinkel [sr] verstanden wird.

In sehr guter Näherung (bis zu relativ großen Raumwinkeln, sofern sich die BRDF der untersuchten Oberfläche innerhalb der Raumwinkelelemente nur wenig ändert) gilt [Nicodemus 1970]:

$$f_r(\theta_i, \phi_i, \theta_r, \phi_r) = \frac{R(\omega_i, \omega_r)}{\pi}$$

Obwohl eigentlich nur Bikonische Reflektanzfaktoren gemessen werden können, werden im Folgenden unsere Meßwerte als BRDF-Werte bezeichnet.

2.2 Messungen bei Sonnenlicht

Die Feldmessungen werden mit einem passiven System durchgeführt, d.h. es wird nur die in der Natur vorkommende Strahlung genutzt. Diese kann grob in reflektierte Sonnenstrahlung und Eigenstrahlung (Thermalstrahlung) unterschieden werden.

2.2.1 Eigenstrahlung (Thermalstrahlung)

Die Eigen- oder Thermalstrahlung eines Körpers kann näherungsweise durch das Plancksche Strahlungsgesetz beschrieben werden:

$$L(\lambda) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad \left[\frac{W}{m^3\, sr}\right]$$

In dieser Form beschreibt es die spektrale Verteilung der Strahldichte eines schwarzen Körpers der Temperatur T. Der spektrale Verlauf der Strahldichte ist für einige Temperaturen in der folgenden Abbildung dargestellt.

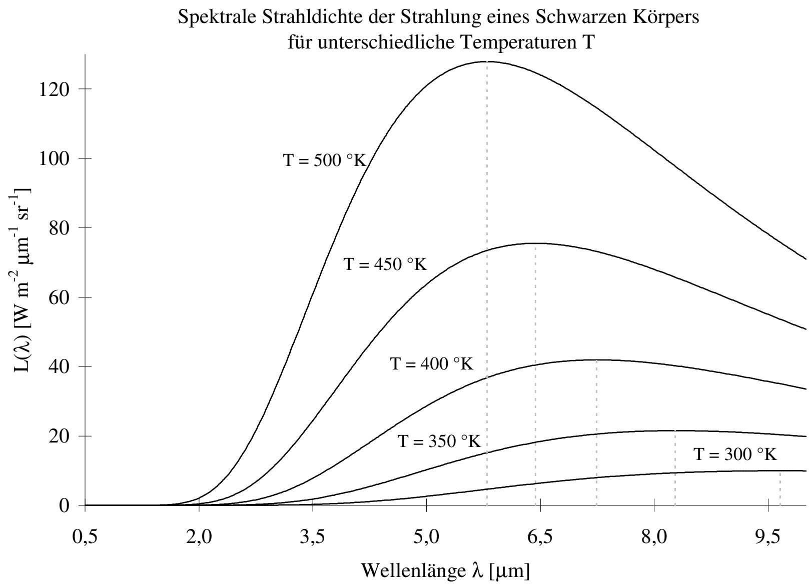


Abbildung 2.2: Strahldichteverteilung der Schwarzkörper-Strahlung bei verschiedenen Temperaturen T

Augenfällig ist ein ausgeprägtes Maximum, daß sich in Abhängigkeit von der Temperatur bei einer bestimmten Wellenlänge einstellt, sowie der steile Abfall zu kürzer werdenden Wellenlängen hin. Das Maximum der Strahldichte steigt mit zunehmender Temperatur und verschiebt sich dabei zu immer kürzer werdenden Wellenlängen hin, was eine Farbänderung des Körpers bewirkt.
Der Zusammenhang zwischen Farbe (Lage λ_{max} des Maximums der Strahldichte) und Temperatur des Körpers wird durch das *Wiensche Verschiebungsgesetz* beschrieben:

$$\lambda_{\max} \cdot T = 2{,}8978 \cdot 10^{-3} \;\; m\,K$$

Für Objekte mit Temperaturen z.B. unterhalb 100 °C (~ 373 °K) liegen die jeweiligen Maxima bei einer Wellenlänge oberhalb 7,8 µm. In Thermalkarten von Stadtgebieten liegen Gebäudetemperaturen unterhalb 100 °C, es kann daher davon ausgegangen werden, daß es sich bei dem von uns beobachteten Gebäudedach (Abbildung 3.14) ebenso verhält. Der Anteil der Thermalstrahlung an der gemessenen Strahlung (vgl. 6.1) beträgt dann in dem von uns gemessenen Spektralbereich maximal 0,1% und kann somit vernachlässigt werden.

2.2.2 Zusammensetzung der einfallenden Strahlungsflußdichte

Die von der Sonne kommende extraterrestrische Strahlung unterliegt der Wechselwirkung mit der Erdatmosphäre (Beugung, Absorption und Streuung). Von großer Bedeutung für die Beleuchtungsverhältnisse auf der Erdoberfläche (und somit auch für die Beleuchtung der zu untersuchenden Objekte) ist die Streuung, infolge derer Teile der Strahlung in alle Richtungen hin abgelenkt werden und die gesamte Atmosphäre mit einer diffusen Strahlung erfüllen, dem *Himmelslicht*. Das Spektrum des Himmelslichtes unterscheidet sich vom Spektrum des Sonnenlichtes und kann deshalb zu einer Farbverschiebung des beleuchteten Objektes führen (siehe z.B. [Wiemker 1995]).
Im Bereich des sichtbaren und nahen infraroten Lichtes treten zwei Arten von Streuung auf. Die hauptsächlich an Molekülen auftretende **Rayleigh-Streuung** sowie die **Mie-Streuung**, die vor allem durch Aerosole (z.B. Staub, Dunst u.ä.) erzeugt wird. Das Verhältnis von Wellenlänge zur Größe des streuenden Teilchens bestimmt dabei, welche Streutheorie Anwendung findet. Ist der Teilchendurchmesser wesentlich kleiner als die Wellenlänge erfolgt Rayleigh-Streuung, der Streuquerschnitt $\sigma_{Rayleigh}$ verhält sich dabei umgekehrt proportional zur vierten Potenz der Wellenlänge: $\sigma_{Rayleigh} \sim \lambda^{-4}$. Sind Teilchendurchmesser und Wellenlänge von der gleichen Größe, so erfolgt Mie-Streuung. Bei ihr verhält sich der Streuquerschnitt σ_{Mie} etwa umgekehrt proportional zur ersten Potenz der Wellenlänge: $\sigma_{Mie} \sim \lambda^{-1}$. Zur Beschreibung des Spektrums des Himmelslichts müssen die Beiträge beider Streumechanismen berechnet werden. Dazu sind Informationen über die Zusammensetzung der Atmosphäre (Aerosolkonzentration, Wasserdampfgehalt, Luftdruck, Temperatur usw.) nötig. Aus solchen Informationen berechnet z.B. das von der kanadischen Luftwaffe (Smith et al. 1993) entwickelte Programm LOWTRAN-7 die gesamte einfallende Strahlungsflußdichte. Allgemein überwiegt bei klarem und wolkenlosen Himmel der kurzwellige Anteil im ultravioletten und blauen Spektralbereich (blaues Licht wird im Gegensatz zu rotem Licht ca. vier mal stärker gestreut[1], was den blauen Himmel bedingt).

[1] Rayleigh-Streuung angenommen

Mit zunehmender Trübung der Atmosphäre nimmt die Intensität der Himmelsstrahlung zu, der Relativanteil der kurzwelligen Strahlung jedoch ab (das Himmelslicht geht dadurch ins weißliche[2] über) [Albertz 1991]

Die auf den Erdboden und somit auch auf die Probe einfallende Strahlung, auch *Globalstrahlung* genannt, setzt sich also aus zwei Anteilen zusammen:

i) dem *Sonnenlicht*, d.h. der trotz Absorption und Streuung verbleibenden (gerichteten) Sonnenstrahlung
ii) dem *Himmelslicht*, d.h. der indirekten (diffusen) Himmelsstrahlung

Die Globalstrahlung unterliegt hinsichtlich Intensität und spektraler Zusammensetzung einer großen Schwankungsbreite und hängt in erster Linie von der Sonnenhöhe, vom Trübungszustand der Atmosphäre, von der Exposition sowie von der Höhe über NN der betrachteten Geländefläche ab [Albertz 1991].

Einen weiteren Beitrag zur einfallenden Strahlungsflußdichte liefert das Licht, das von der Umgebung reflektiert wird. Dessen Größe hängt sowohl von den die Probe umgebenen Objekten selbst, als auch von der auf diese einfallende Strahlung ab und kann z.T. deutliche Farbverschiebungen verursachen.

3 Durchführung des Experiments

3.1 Allgemeine Versuchsbeschreibung

3.1.1 Spektrometer OVID

Bei dem verwendeten Spektrometer mit Namen OVID (**O**ptical **V**isible and near **I**nfrared **D**etector) handelt es sich um ein hochauflösendes Vielkanalspektrometer für den sichtbaren (VIS) und nahen infraroten (NIR) Spektralbereich, welches freundlicherweise vom Institut für Meteorologie der Universität Hamburg sowie dem Max-Planck-Institut, Hamburg zur Verfügung gestellt wurde. Es dient hauptsächlich zur Messung von Strahldichten gestreuter Sonnenstrahlung. Es wurde aber auch schon bei künstlicher Beleuchtung eingesetzt. Einige Einsatzgebiete waren:

- Flugzeugmessungen zur Bestimmung des Wasserdampfsäulengehaltes der Atmosphäre (Bartsch, 1996)
- Messungen vom Boden aus zur Bestimmung der bevorzugten Teilchengröße in Eiswolken (Dreyer, 1997)
- Labormessung der spektralen Reflexionsfunktion(BRDF) von Spectralon und Messung der BRDF ausgewählter Oberflächen bei natürlicher Beleuchtung (Meister, 1996)

[2] wie bei weißen Wolken findet die Theorie der Mie-Streuung Anwendung

3.1.1.1 Prinzipieller Aufbau und technische Daten

Das Gerät ist ein zweiteiliger Gitterspektograph und umfaßt insgesamt 1280 Kanäle innerhalb eines, durch den Aufbau bedingten, maximal möglichen Spektralbereiches von 0,60 bis 1,65 µm. Das System besteht aus zwei getrennten, jedoch fast identisch aufgebauten Detektoreinheiten mit möglichen Spektralbereichen von 0,60 bis 1,05 µm (VIS) und 1,00 bis 1,65 µm (NIR), wobei der Spektralbereich des VIS-Detektors durch die Wahl eines Gitter (G) reduziert wird.

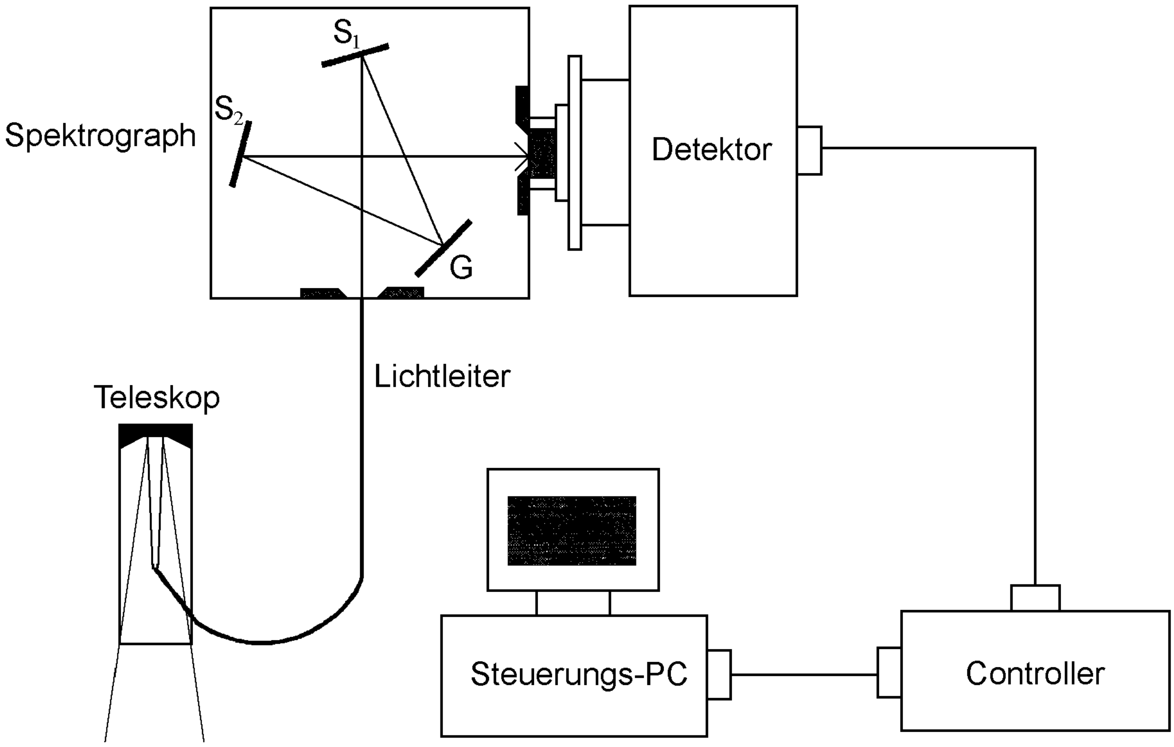


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau einer Detektoreinheit [Bartsch 1994].
Das in das Teleskop einfallende Licht gelangt über einen Lichtleiter auf den Spiegel S_1, welcher es parallel auf das Gitter G wirft. Das Licht wird vom Gitter G spektral zerlegt und anschließend vom Spiegel S_2 auf den Detektorchip fokussiert.

Jede Detektoreinheit besteht aus einem Spiegelteleskop mit sphärischem Spiegel, welcher die einfallende Strahlung über ein in seinem Brennpunkt befindliches Lichtleiterbündel auf den Eingang (Spalt) des entsprechenden Spektrographen abbildet. Im Spektrographen wird das Licht mittels optischem Gitter (G) wellenlängensepariert und auf den Detektor fokussiert. Der Detektor ist über einen Verstärker an eine Steuereinheit (Controller) eines PCs (486 AT) angeschlossen, welcher das analoge Signal in ein 14-Bit-Signal (2^{14} = 16384 Grauwerte) umwandelt und das gemessene Spektrum sowohl auf einem Display graphisch darstellt, als es auch auf einer Wechselfestplatte (Hard-disc) speichert.
Die verwendeten Lichtleiterkabel haben eine Länge von 10 m und bestehen aus einem Bündel von Einzelfasern. Diese Fasern sind am teleskopseitigen Ende konzentrisch, am spektrographenseitigen Ende zur Ausleuchtung des Spaltes einzeilig linear angeordnet. Der optische Öffnungswinkel der Kabel (numerische Appertur) wurde für VIS- und NIR-Einheit der Blendenzahl der Spektrographen entsprechend angepaßt [Dreyer, 1997]

Außer den Teleskopen sind alle Komponenten in einem ca. ein Meter hohen 19-Zoll-Regal untergebracht. Die Teleskope sind zusammen auf einer etwa 1cm dicken Aluminiumplatte

(Länge*Breite = 40cm x 28cm) befestigt, welche sich an ein Stativ montieren läßt und dadurch um maximal drei Achsen neigbar ist (somit auch die Teleskope).

In der VIS-Einheit findet ein zweidimensionaler Silizium-CCD-Detektor (**C**harge **C**oupled **D**evice) von 1024*256 Pixel Verwendung, wodurch 1024 Wellenlängenbereiche simultan gemessen werden können. Über die 256 Zeilen des Detektors kann für jedes Wellenlängenband das Signal ggf. integriert werden , d.h. bei geringen Intensitäten kann dadurch das Signal zu Rauschverhältnis vergrößert werden (vgl. 3.1.1.2). Die Messungen wurden mit einem 300 mm^{-1} Gitter und einem Langpaß-Kantenfilter (OG590), der alle Wellenlängen unterhalb 0,59 µm abschneidet, zur Vermeidung spektraler Signaturen zweiter Ordnung durchgeführt[3]. Der Meßbereich war dadurch auf 0,60 bis 1,10 µm eingeschränkt, die spektrale Auflösung beträgt 1,7 nm [Bartsch et al. 1994]. Durch Verwendung anderer Gitter sowie anderer Filter sind mit dem VIS-Detektor auch Spektralbereiche ab 0,25 µm zu messen, ein möglicher Anschluß der Teilspektren von VIS- und NIR-Einheit wäre dann aber nicht möglich.

Für Wellenlängen oberhalb 1µm nimmt die Eindringtiefe des Lichtes in Silizium (Si) mit größer werdender Wellenlänge zu (die Wechselwirkung zwischen den Photonen und dem Silizium nimmt ab), weshalb in der NIR-Einheit als Detektormaterial Indium-Gallium-Arsenid (InGaAs) verwendet wird. Bei dem NIR-Detektor handelt es sich um eine eindimensionale Diodenzeile mit 256 Pixeln, der erfaßte Spektralbereich liegt zwischen 1,00 und 1,65 µm bei einer spektralen Auflösung von eigentlich 10 nm [Bartsch et al. 1994]. Aufgrund einer mechanischen Deformation des Eingangsspaltes am NIR-Spektrographen betrug die spektrale Auflösung zum Meßzeitpunkt jedoch etwa 13 nm [Dreyer, 1997]. Ebenfalls zur Vermeidung spektraler Signaturen zweiter Ordnung wurde ein Langpaß-Kantenfilter (RG1000) mit einer Grenzwellenlänge von 1000 nm verwendet.
(Eine Zusammenfassung der technischen Daten des OVID befindet sich im Anhang)

Beide Detektoren werden zur Verringerung des thermisch bedingten Dunkelstromes mittels eines dreistufigen Thermoelements auf -30 °C gekühlt (von einer Stickstoffkühlung wurde aufgrund des ursprünglichen Einsatzgebietes, nämlich dem Flugzeugeinsatz, Abstand genommen) . Um Kondensationen auf den Detektorchips zu vermeiden, werden die Detektorgehäuse auf unter 13,3 Pa evakuiert.

3.1.1.2 Arbeitsweise und Ausleseverhalten

Zum Verständnis einiger Meßeffekte ist es notwendig, das Ausleseverhalten der Detektoren zu kennen. Dieses wird im folgenden kurz erläutert.

<u>CCD-Detektor (VIS-Einheit)</u>
Der CCD-Detektor besteht aus x = 1024 auslesbaren, einer Wellenlänge zugeordneten Elementen (Pixel), wobei das Licht einer Wellenlänge auf je y = 256 senkrecht zum Spektrum angeordnete Elemente trifft (durch die Verwendung von ungeordneten Lichtleiterbündeln wird eine “abbildende“ Funktionsweise des Detektors unterdrückt).

[3] Das zweite Beugungsmaximum von Licht der Wellenlänge 300 nm wird in die gleiche Richtung des ersten Beugungsmaximums von Licht der Wellenlänge 600 nm gebeugt. Ohne den Filter hätte dies einen wellenlängenabhängigen Offset zur Folge. Mit dem OG590 Filter spielen Beugungsmaxima zweiter Ordnung erst oberhalb etwa 1150 nm eine Rolle, also außerhalb des Meßbereichs.

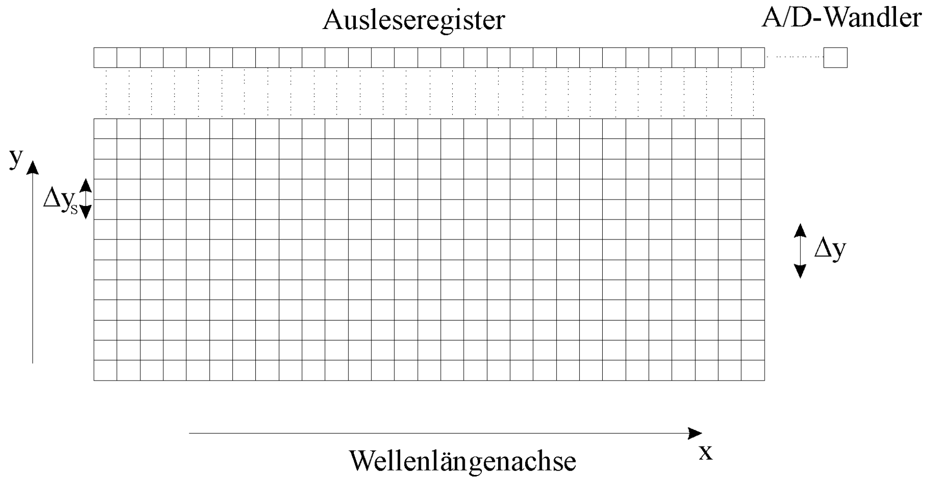


Abbildung 3.2:Schemazeichnung des CCD-Detektors [Bartsch 1996]

Je nach einfallender Intensität können mehrere Zeilen Δy ,d.h. Zeilen gleicher Wellenlänge, zusammengefaßt werden (Binning), wodurch die Bandbreite der detektierbaren Signale vergrößert wird. Bei geringen Intensitäten, also bei nicht durch Photonenrauschen begrenzten Messungen, bei denen Verstärker- und durch den Löschvorgang verursachtes Rauschen überwiegen, vergrößert man dadurch auch das Signal/Rauschverhältnis [Bartsch 1996].

Ausgelesen wird das Detektorfeld über ein einzeiliges Ausleseregister mit ebenfalls 1024 Pixeln. In einem Arbeitsschritt wird die Ladung jeder y-Zeile um eine Zeile verschoben, wodurch die erste Zeile in das Ausleseregister geschoben wird. Anschließend werden die Elemente des Ausleseregisters nacheinander über den A/D-Wandler digitalisiert und gespeichert, bevor die nächste Zeile ausgewertet wird.
Um möglichst hohe Wiederholraten zu erreichen, ist die Belichtungszeit der Detektoren so klein wie möglich zu wählen. Bedingt durch die hierzu nötigen kurzen Schaltzeiten wurde die Verwendung eines mechanischen Verschlusses unmöglich, d.h. der Einfall von Licht auf den Detektor wird während des Auslesens nicht verhindert. Damit dieser Effekt vernachlässigbar wird, muß die zum Auslesen des Detektors nötige Zeit klein im Vergleich zur Belichtungszeit sein. Die Auslesezeit kann daher über Software zusätzlich verringert werden, indem erst mehrere Zeilen Δy_S in dem Ausleseregister summiert werden. Allerdings besteht dabei die Gefahr, daß das Ausleseregister unbemerkt gesättigt wird, da auf dem Display nur die Ladung der Δy Meßzeilen angezeigt wird. Es kann dann dazu kommen, daß sich die Ladung innerhalb des Ausleseregisters umverteilt. In der Praxis wählt man daher $\Delta y_S = \Delta y$ [Bartsch 1996].

<u>InGaAs-Detektor (NIR-Einheit)</u>
Der Indium-Gallium-Arsenid-Detektor (Diodenzeile) besitzt zwei Ausleseregister, wobei die geraden Pixelnummern zum Auslesen in das obere, die ungeraden Pixelnummern in das untere Ausleseregister geschoben werden (vgl. Abbildung 3.3).
Der ebenfalls fehlende mechanische Verschluß (s.o.) ist bei der Wahl der Belichtungszeiten nicht zu berücksichtigen, da die Auslesezeit dieser eindimensionalen Reihe gegenüber den verwendeten Belichtungszeiten vernachlässigbar ist.

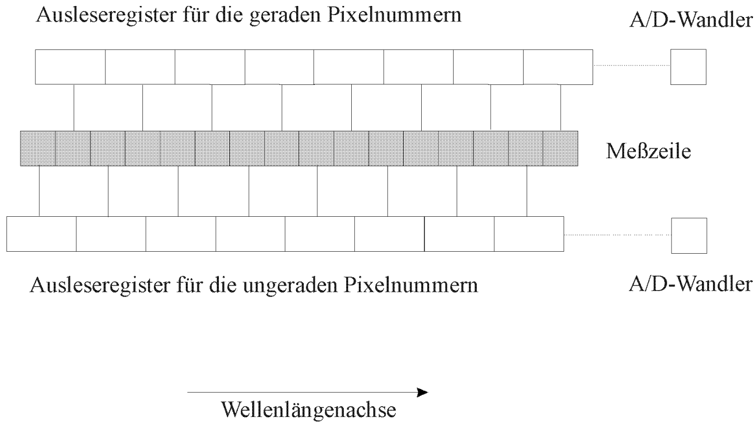


Abbildung 3.3:Schemazeichnung der GaAs-Diodenzeile [Bartsch,1996]

Beide Ausleseregister sind mit einer Maskierung versehen, welche die Beleuchtung dieser reduziert. Allerdings ist die Transmission der Maskierung > 0, wodurch dann Probleme auftreten, wenn die Ausleseregister selbst beleuchtet werden. Wird nämlich ein Register stärker beleuchtet als das andere, so stellt sich ein der Zuordnung in den beiden Ausleseregistern entsprechender alternierender Verlauf des Spektrums ein, das sogenannte „Even-Odd-Problem“. Dieser Effekt würde sich herauskorrigieren, wenn sich die relative Beleuchtung zwischen Kalibration und Messung nicht ändert. Dies kann nur durch eine genaue Justierung und ausreichend feste Spiegel des Spektrographen gewährleistet werden. Zusätzlich darf sich während der Messung die Befestigung des Lichtleiterkabels am Spektrographen nicht verschieben. Ändert sich allerdings die relative Beleuchtung zwischen Kalibration und Messung, ist dies nicht mehr durch die Kalibration zu ändern. Stellt man also einen alternierenden Verlauf in den Meßspektren fest, so dürften die niedrigeren Werte im Verlauf des Spektrums die wahren Werte sein. Die höheren Werte beinhalten einen durch die Beleuchtung des Ausleseregisters bedingten Offset. Vorauszusetzen ist dabei allerdings, daß die Ausleseregister nicht schon bei der Kalibration unterschiedlich beleuchtet werden. Dies hätte zur Folge, daß die niedrigeren Werte im alternierenden Verlauf zu niedrige Strahldichten wiedergeben. Ein alternierender Verlauf zeigt sich dann allerdings auch schon im Spektrum des Leuchtdichtenormals und sollte durch eine Neujustierung behoben werden.

3.1.1.3 Spektrometerkalibration

Bei den vom OVID gelieferten Daten handelt es sich um relative Größen. Die Pixelnummern des Detektorchips dienen als Wellenlängenkoordinate, die Zählrate (0 bis 16383 counts entsprechend 2^{14} Bit, vgl. Tabelle 6.1) als Intensitätskoordinate. Um physikalisch Größen zu erhalten, muß der OVID-Benutzer daher das Gerät kalibrieren. Dazu werden zu Beginn und am Ende eines jeden Meßtages Kalibrationsmessungen ohne Signal (Dunkelstrom), mit Spektren einer Gasentladungslampe zur Wellenlängenkalibration und einem Leuchtdichtenormal durchgeführt.

Die Auswertung der Kalibrationsmessungen erfolgt durch im Rahmen der Systemerstellung entwickelte C - Programme.

3.1.1.3.1 Wellenlängenkalibration

Die Zuordnung zwischen Pixelnummer und Wellenlänge wird mittels der diskreten Linien einer Argonlampe realisiert. Die Auswertesoftware sucht dabei die Argon-Spektrallinien, indem Signalspitzen erkannt werden. Durch Anpassen einer Gaußkurve an diese wird das Linienmaximum bestimmt. Aus den Pixelnummern der erkannten Linien wird ein Polynom 2.Ordnung festgelegt, welches die Zuordnung zwischen Pixelnummer und Wellenlänge beschreibt [Dreyer, 1997].
Auf eine ebenfalls in der Auswertesoftware enthaltene Routine zur Suche nach den Fraunhoferlinien des Sonnenspektrums in den gemessenen Spektren wurde nicht zurückgegriffen, da sich bereits bei früheren Messungen zeigte, daß diese Linien in den von einer Oberfläche reflektierten Spektren nicht mehr so eindeutig zu erkennen sind wie in Messungen vom Himmelslicht (wofür das Spektrometer OVID konzipiert wurde) [Meister 1996]. Durch diese Routine könnten Zuordnungsfehler während der Messung bedingt durch temperatur- und vibrationsbedingte Prozesse nachträglich korrigiert werden und eine Kalibriergenauigkeit der VIS-Einheit von 0,5 nm wäre erreichbar [Bartsch 1994].

3.1.1.3.2 Strahldichtekalibration

Die Strahldichte wird über ein Leuchtdichtenormal, eine Ulbrichtkugel vom Typ LN3 der Firma Lichtmeßtechnik Berlin (LMT), kalibriert (eine Beschreibung einer Ulbrichtkugel ist in [Kohlrausch 1968] zu finden).
Bedingt durch die unterschiedlichen Einsatzgebiete des OVID wird die LN3 häufig betrieben.
Da sich jedoch die Strahlungscharakteristik der in der LN3 verwendeten Halogenlampe nach etwa 60 Betriebsstunden ändert, ist die LN3 nicht absolut geeicht [Bartsch, 1996].
Ihre Strahldichteverteilung wird deshalb aus regelmäßig durchgeführten Interkalibrationen mit der absolut geeichten US200 Ulbrichtkugel des Herstellers Labsphere gewonnen, deren Ergebnisse in den für die Auswertesoftware des OVID aufbereiteten Dateien bereitgestellt werden.
Bezeichnet man das von der LN3 gemessene und dunkelstromkorrigierte Rohdatenspektrum bei der Wellenlänge λ mit $c_{LN3}(\lambda)$, mit $c_{US200}(\lambda)$ das Rohdatenspektrum und mit $L_{US200}(\lambda)$ die Strahldichteverteilung der absolut kalibrierten US200, dann ergibt sich die interkalibrierte LN3-Strahldichteverteilung $L_{LN3}(\lambda)$:

$$L_{LN3}(\lambda) = \frac{L_{US200}(\lambda)}{c_{US200}(\lambda)} * c_{LN3}(\lambda) \qquad \textbf{(Gl. 3.1)}$$

Der bei dieser Interkalibration gemachte Fehler wird mit 5% angegeben.
Dies entspricht der mittleren Abweichung der Absoluteichung einer Ulbrichtkugel der DLR (**D**eutsche Gesellschaft für **L**uft- und **R**aumfahrt e.V.) in Aldershof durch verschiedene internationale Eichbehörden [Betancor, 1996]

Die Strahldichtekalibration der am Meßtag aufgezeichneten Spektren erfolgt in analoger Weise zu (Gl. 3.1). Dazu werden zu Beginn und Ende des Meßtages für jede Belichtungszeit und jeden den Auslesemodus beschreibenden Binning-Parameter (vgl.3.1.1.2) je eine Dunkelstrommessung und eine Leuchtdichtemessung (LN3) vorgenommen.
Die absolute Strahldichte wird durch die Auswertesoftware derart ermittelt, daß durch Quotientenbildung der durch (Gl. 3.1) bekannten Strahldichteverteilung $L_{LN3}(\lambda)$ der LN3 und dem Mittelwert der bei den beiden Eichmessungen für diese bestimmten (dunkelstromkorrigierten)

Zählraten ein Proportionalitätsfaktor $f_{Eich}(\lambda)$ bestimmt wird. Multipliziert man das dunkelstromkorrigierte Zählratenspektrum mit diesem Proportionalitätsfaktor, so erhält man die gemessene Strahldichteverteilung $L_{Meß}(\lambda)$:

$$L_{Meß}(\lambda) = \left[c_{Meß}(\lambda) - b(\lambda)\right] * f_{Eich}(\lambda) \quad ,$$

$c_{Meß}(\lambda)$ = gemessenes Zählratenspektrum,
$b(\lambda)$ = Mittlere Zählrate Dunkelstrom

Da die LN3 nicht in ihrer Intensität regelbar ist, gibt es je nach verwendetem Auslesemodus eine obere Grenze für die Belichtungszeit, die noch kalibriert werden kann. Verwendet man Belichtungszeiten, die außerhalb des mit der LN3 realisierbaren Bereiches liegen, so wird von der Auswertesoftware eine Extrapolation der Eichbeziehung durchgeführt. Bei den von uns verwendeten Auslesemodi war eine Extrapolation nicht notwendig.

3.1.1.4 Anbau und Justierung eines Fernrohrs am OVID

Um die ausgewählten Meßpunkte (vgl. Abbildung 3.19) anvisieren zu können, wurde ein Fernrohr mit Fadenkreuz (7-fach Vergrößerung) auf der Grundplatte der Spiegelteleskope befestigt und parallel zum Spiegelteleskop der VIS-Einheit ausgerichtet. Die Ausrichtung erfolgte dergestalt, daß wir zunächst das Spiegelteleskop auf eine homogene helle Fläche richteten. Anschließend wurde mit Hilfe einer schwarzen Pappe das Gesichtsfeld der VIS-Einheit ermittelt, indem wir die Pappe nacheinander aus vier Richtungen kommend über die Fläche schoben und die entsprechende Stelle markierten, an der das Meßsignal begann abzunehmen. Relativ zu dem so ermittelten Gesichtsfeld zeichneten wir den theoretisch anzuvisierenden Punkt (aufgrund der Aufbaugeometrie) auf die Fläche und richteten das Fernrohr auf diesen aus. Die Prozedur wurde solange für Entfernungen von ca. 12 m und ca. 31 m wiederholt, bis kein Nachjustieren des Fernrohres mehr nötig war.
Da das Fernrohr selbst nicht justierbar ist, wurde von mir ein kleiner Justiertisch entworfen (vgl. Abbildung 6.1), welcher in der feinmechanischen Werkstatt des II. Institut für Experimentalphysik gefertigt wurde (Dank an Herrn Weber, auch für die Hilfestellung beim Entwurf).

3.1.1.5 Genauigkeit der Fernrohrjustierung

Die im Rahmen der Justierung auf die Fläche gezeichnete Markierung (vgl. 3.1.1.4) ließ sich auf eine Entfernung von 31 m nur schwer erkennen, weshalb seine Position mittels Zeigefinger hervorgehoben wurde. Hierbei zeigte sich, daß der durch das Fadenkreuz bestimmte Punkt durch Änderung der Augenposition bei unveränderter Fernrohrposition in der Größenordnung der Fingernagelbreite schwankt. Die Genauigkeit der Ausrichtung liegt damit bei dieser Entfernung bei etwa ± 7 mm oder verallgemeinert bei ± 2,2 mrad.

Nach der Fernrohrausrichtung zum Spiegelteleskop der VIS-Einheit überprüften wir die Ausrichtung des Fernrohrs relativ zum Spiegelteleskop der NIR-Einheit. Dies geschah ebenfalls über die Bestimmung des Gesichtsfeldes (siehe oben). Dabei stellten wir im Rahmen der Meßgenauigkeit eine Abweichung von -0,4 Grad in der Vertikalen und 0 Grad in der Horizontalen fest, d.h. der Mittelpunkt des Gesichtsfeldes der NIR-Einheit liegt unterhalb des geometrisch erwarteten Zielpunktes des Fernrohrs (auf einer Entfernung von 12 m liegt der Mittelpunkt des Gesichtsfeldes um etwa 8,5 cm unterhalb des Punktes, welcher über das Fernrohr festgelegt wird).

Aufgrund der Tatsache, daß das Spektrometer nicht nur ausschließlich von uns genutzt wurde, sondern wir vielmehr nur messen konnten, wenn es nicht vom Fachbereich Meteorologie benötigt wurde (parallel zu unseren Messungen lief u.a. eine Meßreihe eines Diplomanden der Meteorologie), verzichteten wir auf ein genaueres Ausrichten der NIR-Einheit.
Das sich die Gesichtsfelder von VIS- und NIR-Einheit nicht decken kann zur Folge haben, daß die gemessenen Teilspektren nicht aneinander angepaßt werden können. Es war und ist allerdings noch nicht letztendlich geklärt, inwieweit die Spektren überhaupt aneinander angepaßt werden können, da bereits bei früheren Messungen Abweichungen aufgetreten sind (vgl. 3.1.1.7).

3.1.1.6 Größe des Gesichtsfeldes des OVID

Ebenfalls ließ sich im Rahmen der Fernrohrjustierung eine untere Grenze für die Größe des vom OVID registrierten Gesichtsfeldes bestimmen. Eine untere Grenze deshalb, weil wir bei der langsamen Abdunklung des Gesichtsfeldes erst dann eine Markierung vornahmen, wenn auf dem Display eine merkliche Änderung (etwa 10 %) der gemessenen Strahldichte wahrnehmbar war (entscheidend für die Fernrohrausrichtung ist die Lage des Mittelpunktes des Gesichtsfeldes und hierfür muß nur die relative Änderung bei den Abdunklungen gleich sein). Zum Anderen sind die bei den in den Teleskopen verwendeten Spiegel kreisförmig, wir vermaßen jedoch ein rechteckiges Gesichtsfeld.
Gemessen wurde das Gesichtsfeld des VIS-Detektors über eine Entfernung von 31,3 m, als Größe des Gesichtsfeldes wurde 11,3 * 11,3 cm^2 gemessen. Ebenfalls wurde das Gesichtsfeld über eine Entfernung von 12 m gemessen, seine Größe wurde dabei zu 4,7 * 4,7 cm^2 bestimmt. Es ergibt sich damit ein Gesichtsfeldwinkel δ von :

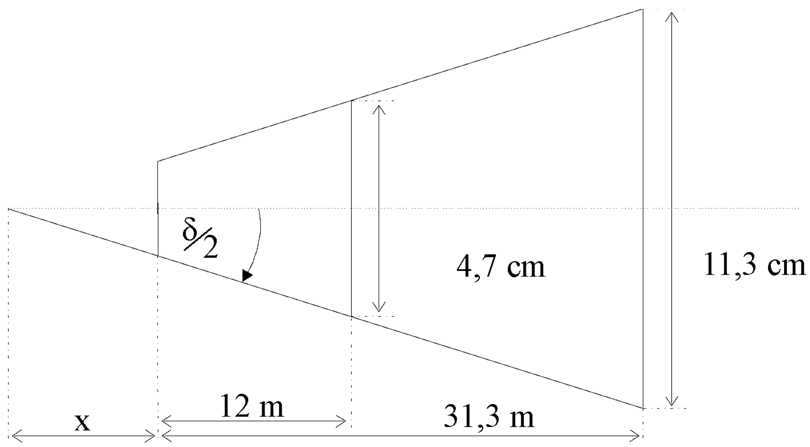


Abbildung 3.4: Zur Bestimmung des Gesichtsfeldwinkels

$$\tan\left(\frac{\delta}{2}\right) = \frac{4{,}7/2\ \text{cm}}{(12+x)\ \text{m}} = \frac{11{,}3/2\ \text{cm}}{(31{,}3+x)\ \text{m}}$$

$$\Leftrightarrow \quad 3130 * 2{,}35 + 2{,}35 * 100x = 5{,}65 * 1200 + 5{,}65 * 100x$$

$$\Leftrightarrow \quad x = \frac{575{,}5}{330}$$

$$\Rightarrow \qquad \delta = 2 * \arctan\left(\frac{0{,}0235}{12 + \frac{575{,}5}{330}}\right) \approx 0{,}2^{o}$$

Dies entspricht in etwa dem für das Spektrometer angegebenem Öffnungswinkel der VIS-Einheit von 0,27° (vgl. Tabelle 6.1), welcher aus theoretischen Überlegungen folgt.

3.1.1.7 Systematische Probleme

Die technische Ausführung des OVID in Form zweier Detektoren führt bei entsprechender Gitterwahl zu einer Überlappung der gemessenen Teilspektren zwischen 1000 nm und 1100 nm. Beide Detektoren werden mit demselben Leuchtdichtenormal kalibriert und in Verbindung mit den verwendeten Filtern (vgl. 3.1.1.1) sollten sich die Teilspektren teilweise entsprechen. Es zeigten aber bereits frühere Messungen ein abweichendes Verhalten der Teilspektren zueinander, weshalb einige mögliche Ursachen kurz genannt werden sollten.

3.1.1.7.1 Streulicht

Spezielle, von Mitgliedern des Meteorologischen Instituts durchgeführte, Filtermessungen zeigten ein Streulichtproblem innerhalb des VIS-Detektors auf. Dieser Streulichtanteil ist zwar klein gemessen an der Gesamtintensität, führt aber in spektralen Bereichen, in denen das Meßsignal relativ zur Maximalintensität des gemessenen Spektrums niedrig ist, zu einer merklichen Beeinflussung. Solche Bereiche niedrigen Meßsignals sind für die VIS-Einheit zum einen der kurzwellige Wellenlängenbereich von etwa 590 - 610 nm (aufgrund des verwendeten Filters), der Bereich zwischen 920 nm und 970 nm (Wasserabsorption, hervorgerufen durch die Beschaffenheit der verwendeten Lichtleiterkabel) sowie der Bereich oberhalb 1000 nm (aufgrund der nachlassenden spektralen Empfindlichkeit des Siliziumdetektors in der VIS-Einheit, vgl. 3.1.1.1). Weiterhin sind für beide Detektoren die atmosphärischen Absorptionsbanden (Abbildung 6.2, Abbildung 6.3) zu nennen. Berücksichtigt man nur die Absorptionsbanden, welche die atmosphärische Transmission am stärksten beeinflussen (vgl. Abbildung 6.3), so verbleiben als vom Streulicht weniger stark beeinflußte Bereiche :

Detektoreinheit	Wellenlängenbereich [nm]
VIS	610 - 755
	763 - 920
	970 -1000
NIR	1000 - 1100
	1170 - 1350
	1500 - 1650

Tabelle 3.1: Weniger streulichtempfindliche Spektralbereiche

Um die Fehlerquellen nicht unnötig zu vergrößern, werde ich bei der späteren Auswertung keine anderen Spektralbereiche als diese verwenden.

Eine genaue Bestimmung der Ursache des Streulichtes konnte bisher nicht gefunden werden. Bisher wird die Entstehung des Streulichtes u.a. auf die geometrischen Eigenschaften des Spektrographen zurückgeführt, in welchem es bedingt durch Inhomogenitäten und Verunreinigungen der Spiegel zu diffuser Streuung weißen und farbigen Lichtes kommt.
Ein mittlerweile vorliegender Ansatz zur Korrektur des Streulichtes, welcher in dieser Arbeit nicht mehr berücksichtigt werden konnte, beruht auf den Eigenschaften der Meßanordnung. Bedingt durch den Kantenfilter kann einerseits kein Licht auf die den kurzen Wellenlängen entsprechenden Detektorpixel (Pixelnummern 2 bis 4) fallen und andererseits ist Silizium für Wellenlängen oberhalb 1050 nm weitestgehend unempfindlich. Man findet daher für die Pixelnummern 2 bis 4 und 1021 bis 1023 nur von Streulicht verursachte Signale. Durch lineare Interpolation zwischen den Mittelwerten dieser Pixelgruppen läßt sich dann eine wellenlängenabhängige Korrekturfunktion gewinnen, die vom Rohspektrum abgezogen wird. Mit diesem Verfahren, das für jedes Spektrum eine individuelle Korrektur ermöglicht, wird ein guter Übergang der beiden Teilspektren erzielt [Dreyer 1997].

3.1.1.7.2 Weitere Einflüsse auf das gemessene Signal

Bei der Datenauswertung verschiedener OVID-Messungen vom Boden aus zeigte sich, daß die räumliche Verteilung der einfallenden Strahlung (z.B. aufgrund der Bewölkungsstruktur) einen Einfluß auf die gemessenen Strahldichten haben kann. Hierbei festgestellte Effekte waren :

- Durch Verwendung von glänzendem schwarzen Lack für die Lackierung der Teleskopinnenwandung kam es durch Totalreflexion und Streuung an Wandrauigkeiten zur Einkoppelung von Licht außerhalb des Öffnungswinkels.

- Für in Zenitrichtung blickende Teleskope variierte die gemessene Strahldichte bei einem Sonnenzenit von 45° um bis zu 10 %, wenn die Teleskope um ihre Achse gedreht wurden. Das gemessene Signal war dann hoch, wenn sich die Kabeleinführung auf der sonnenabgewandten Teleskopseite befand. Als Ursache dafür fand sich der verchromte Metallschutzmantel, der das Lichtleiterkabel vor Beschädigungen schützt. Durch den Kantenfilter fiel Sonnenlicht auf diesen und erreichte durch Reflexionen den Detektor.

- Im Rahmen der Erprobung einer Eichprozedur für den solaren Bereich wurden mit einem Doppelpendel-Interferometer Spektren sowohl bei wolkenlosem Himmel als auch bei geringer Bewölkung (Schönwettercumulus) aufgenommen [Bacchi 1996]. Parallel zu diesen Messungen wurden ebenfalls Messungen mit dem Spektrometer OVID durchgeführt. Das Doppelpendel-Interferometer mißt unter Verwendung eines Indium-Antimonid-Detektors (InSb) über fast den gesamten möglichen Spektralbereich des OVID und erlaubt somit einen Vergleich der Spektren von Interferometer und OVID (siehe folgende Abbildungen). Das OVID wurde im damaligen Meßzeitraum mit einen anderen Gitter in der VIS-Einheit betrieben, der Meßbereich dieser war dadurch auf 430 nm bis 865 nm beschränkt.

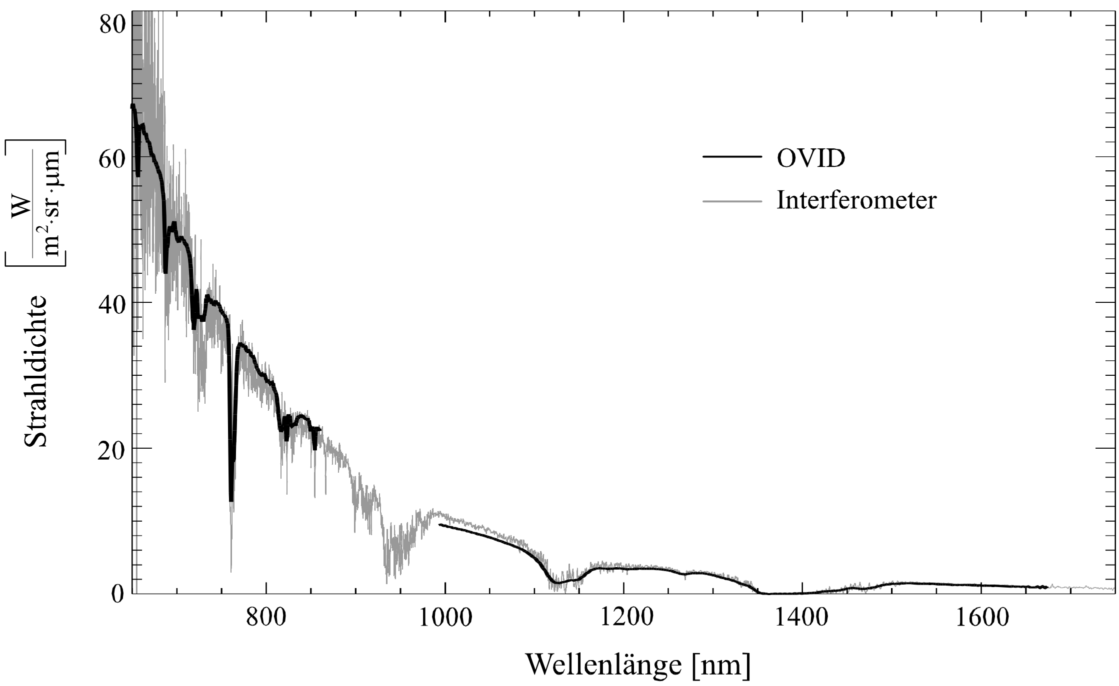


Abbildung 3.5: Vergleich der Meßspektren von OVID und Interferometer bei wolkenfreiem Himmel [Bacchi 1996]

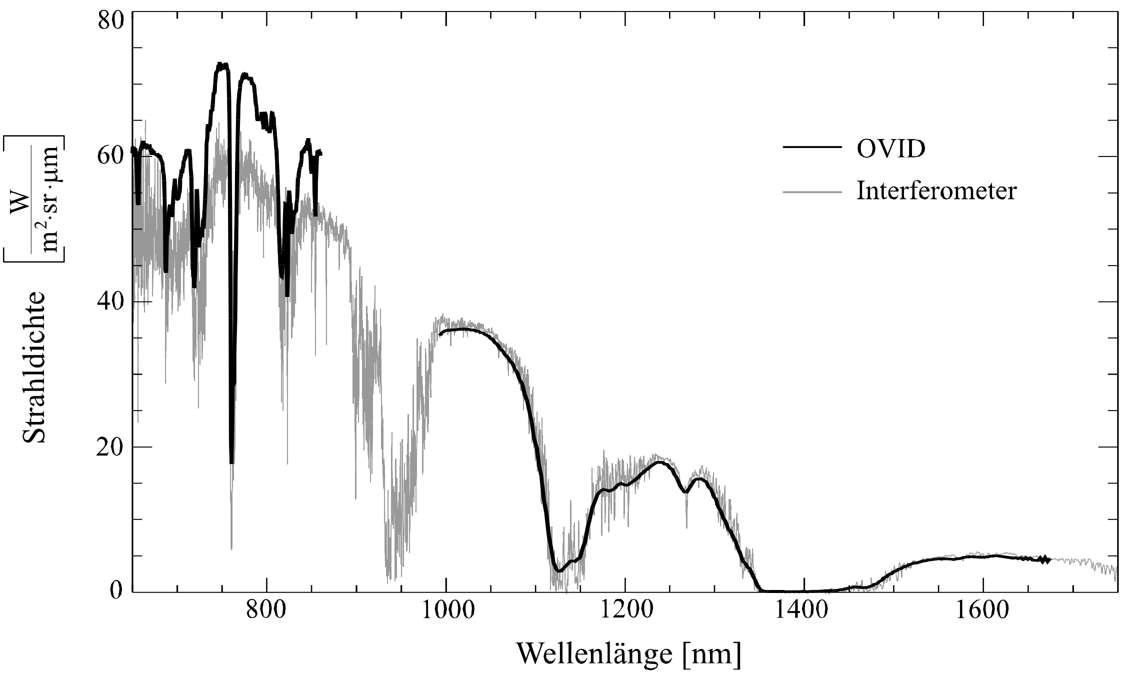


Abbildung 3.6: Vergleich der Meßspektren von OVID und Interferometer bei leichter Bewölkung (Schönwettercumulus) [Bacchi 1996]

OVID = 100 %	**VIS**		**NIR**	
Eichung	Cumulus	Wolkenfrei	Cumulus	Wolkenfrei
Linear	-11,3 %	-11,5 %	-2,2 %	-5,8 %
SEP[4]	-14,8 %	-4,0 %	+3,9 %	+5,6 %

Tabelle 3.2: Mittlere relative Unterschiede der Spektren zwischen OVID und Interferometer [Bacchi 1996]

Im Rahmen der Meßfehler zeigt sich eine Übereinstimmung in der gemessenen Strahldichte zwischen Interferometer und der NIR-Einheit des OVID. Zwischen der VIS-Einheit des OVID und dem Interferometer zeigen sich z.T. deutliche Abweichungen (vgl. Tabelle 3.2) dergestalt, daß die mittels OVID bestimmte Strahldichte größer ist als die des Interferometers. Würde man für diesen Bereich eine um 10 % zu hohe Strahldichte der OVID-Spektren annehmen, so wäre eine Übereinstimmung zwischen Interferometer und OVID innerhalb der Meßgenauigkeit gegeben. Die Ursache hierfür ist noch nicht klar.

Als Maßnahme zur Reduzierung dieser Effekte wurden Anfang September 1996 (im Anschluß an die Feldmessungen dieser Diplomarbeit) die Teleskope zerlegt und mit Speziallack (“Velvet Coating 811-21“ der Fa. NEXTEL) von Innen beschichtet, welcher im Wellenlängenbereich zwischen 600 bis 1200 nm eine 98 %-ige Absorption bietet [Herstellerangabe]. Weiterhin wurden die Spiegelteleskope mit ebenfalls lackierten Gegenlichttuben versehen, um den Einfall direkten Sonnenlichtes weitestgehend zu unterbinden. Zusätzlich wurden die ersten 20 cm des Metallschutzmantels der Lichtleiterkabel am teleskopseitigen Ende mit mattschwarzem Schrumpfschlauch überzogen und die Kabeleinführung abgedichtet.
Durch diese Maßnahmen konnten die genannten Effekte reduziert werden, eine quantitative Bewertung lassen wohl erst zukünftige Messungen zu. Bedingt durch diese Änderungen ist es nun allerdings nicht mehr möglich, bei vor diesen Änderungen durchgeführten Messungen auftretende Unklarheiten durch Labormessungen zu überprüfen.

3.1.2 Das Pyranometer CM11 (Fa. KIPP & ZONEN)

3.1.2.1 Einführung

Das Pyranometer ist ein Strahlungsintensitätsmeßgerät, mit welchem man z.B. die Strahlungsflußdichte [Watt / m^2] der Globalstrahlung (vgl. 2.2.2) bestimmen kann. Abbildung 3.7 zeigt ein Schnittbild durch ein Pyranometer.

[4] Selbstkorrigierende Einpunkt-Eichung, nachzulesen in z.B. [Bacchi 1996]

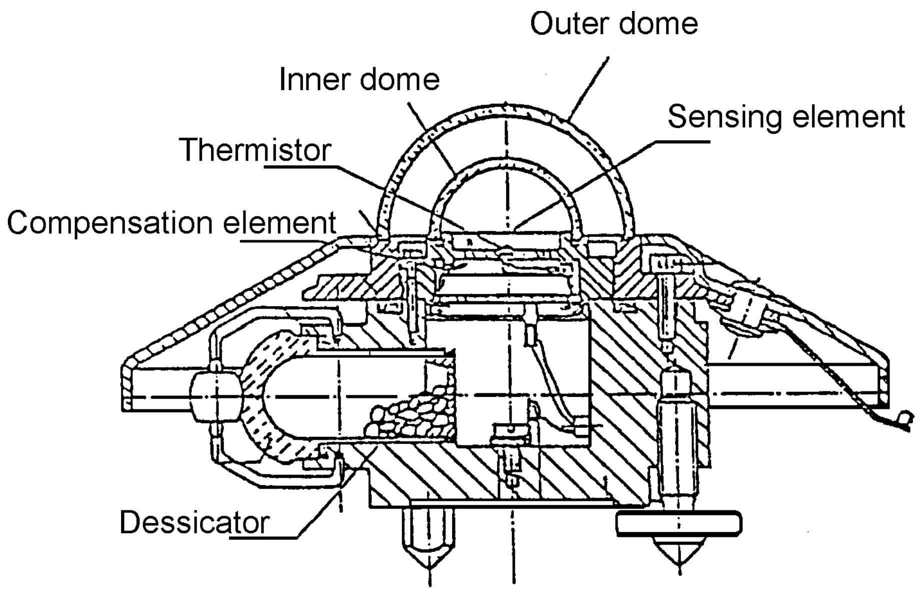


Abbildung 3.7: Schnittbild durch Pyranometer CM11 , aus [Kipp & Zonen 1986]

Unterhalb einer doppelten Glaskuppel befindet sich der lichtempfindliche Teil des Pyranometers, ein auf einem Dickfilmsubstrat aufgedruckter 100-Thermoelementsensor. Durch die Transmissionseigenschaft des Glasdoms wird die spektrale Empfindlichkeit des Gerätes bestimmt, welches eine fast 100%-ige Detektoreffektivität für Licht im Spektralbereich zwischen 350 nm und 2500 nm aufweist (vgl. Abbildung) und somit das terrestrische Sonnenspektrum (vgl. Abbildung 6.2) beinahe vollständig erfaßt:

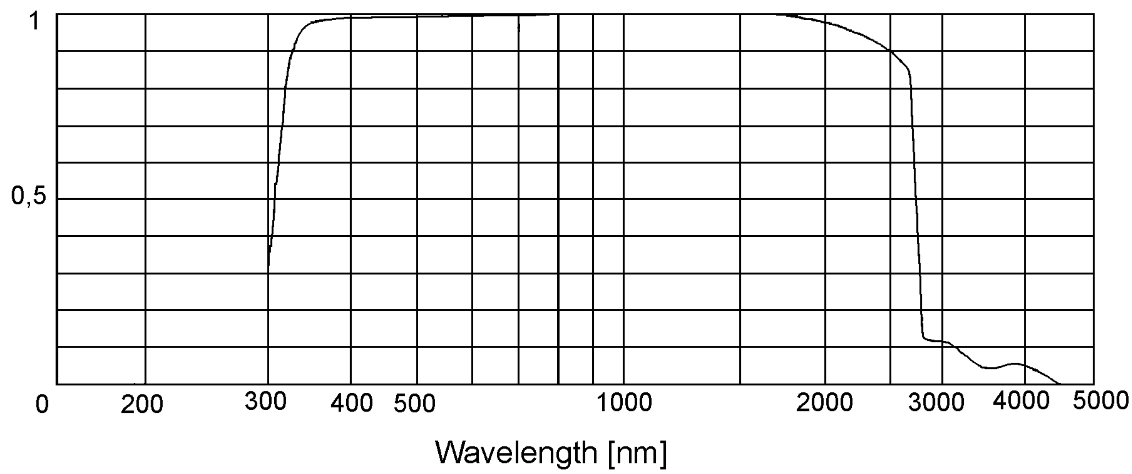


Abbildung 3.8: Spektrale Empfindlichkeit des CM11, [PTB-Bericht, Opt.-17, 1984]

Das sich durch einfallendes Licht erwärmende Thermoelement liefert eine Spannung U_{PYR} im Millivoltbereich, welche proportional zur einfallenden Strahlung ist. Man kann somit aus der gemessenen Spannung und einem vom Hersteller bestimmten Eichfaktor EF die einfallende Strahlungsflußdichte E berechnen ($E = U_{PYR} / EF$).

Bei den von mir verwendeten Pyranometern bestimmte der Hersteller die Eichfaktoren zu :

Pyranometer CM11 No.861214: EF = 5,84 * 10^{-6} V per W/m^2 [Kipp & Zonen, 1986]

Pyranometer CM11 No.882062: EF = 4,46 * 10^{-6} V per W/m^2 [Kipp & Zonen, 1988]

Damit eine rein äußerliche Erwärmung des Pyranometers nicht auch schon zu einer Ausgangsspannung führt, ist ein weiteres Thermoelement, welches dem Licht nicht ausgesetzt wird (siehe Abbildung 3.7, “compensation element“), dem oben genannten Thermoelementsensor mit entgegengesetzter Polung in Serie geschaltet (Kompensationsschaltung).

3.1.2.2 Handhabung und Meßverhalten

Die vom Pyranometer gelieferte Ausgangsspannung wird über ein Voltmeter abgelesen.
Aufgrund der niedrigen Ausgangsspannung wird ein Verstärker (Eigenbau des II. Inst. für Experimentalphysik, Universität Hamburg) zwischengeschaltet. Von zwei zur Verfügung stehenden Verstärkern wurden die Verstärkungsfaktoren folgendermaßen bestimmt:

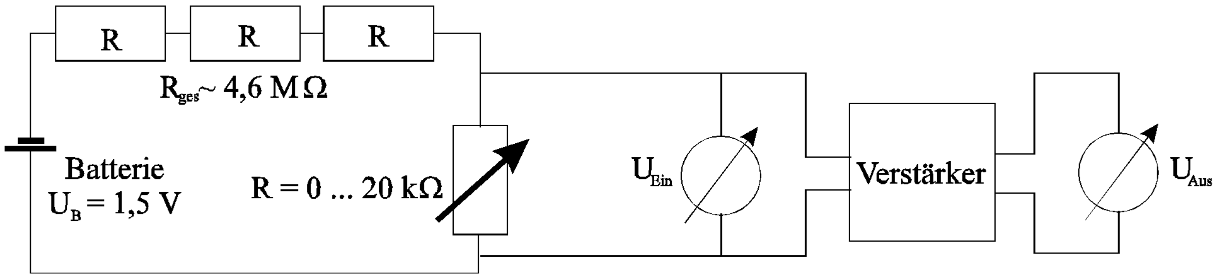


Abbildung 3.9:Meßaufbau zur Bestimmung des Verstärkungsfaktors eines Verstärkers

Mittels mehrerer in Reihe geschalteter Widerstände sowie eines fein einstellbaren Potentiometers wurde ein Spannungsteiler aufgebaut, über den man Spannungen zwischen 0 und etwa 6,5 mV abgreifen kann und welche auf den Verstärker gegeben wurden (die 6,5 mV entsprechen etwa dem zu erwartendem Pyranometersignal bei der Messung des Strahlungsflusses der Sonne außerhalb der Atmosphäre, vgl. Eichfaktoren EF) . Sowohl abgegriffene als auch verstärkte Spannung wurden gleichzeitig gemessen:

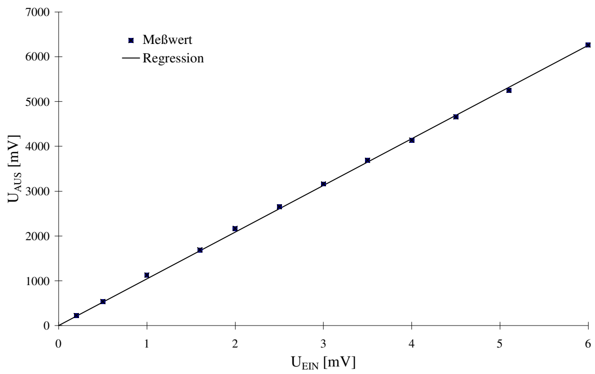


Abbildung 3.10: Meßergebnis Verstärker 1

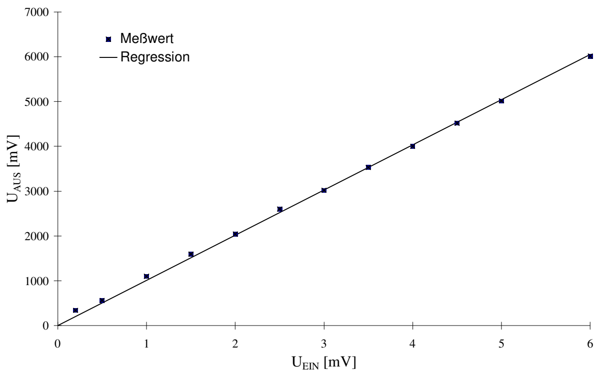


Abbildung 3.11: Meßergebnis Verstärker 2

Es ergaben sich als Verstärkungsfaktoren V damit :

Verstärker 1 : $V_1 = 1066{,}05 \pm 34{,}55$

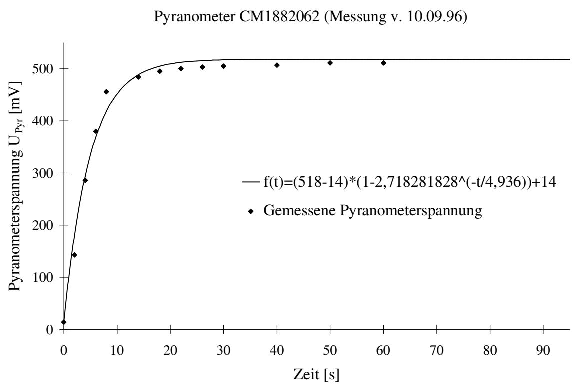
Verstärker 2 : $V_2 = 1035{,}20 \pm 45{,}27$

Die mittels Pyranometer bestimmte einfallende Strahlungsflußdichte E ergibt sich somit aus :

$$E = \frac{U_{Voltmeter}}{V \cdot EF} \quad \left[\frac{W}{m^2}\right].$$

Der Fehler des zur Messung der Ausgangsspannung verwendeten Voltmeters betrug (±0,9% ±2 mV) [Fluke Corp. 1993], der des zur Bestimmung der Eingangsspannung dürfte von etwa gleicher Größe sein [verwendetes Gerät Philips PM2518].
Die so mittels Pyranometer bestimmte einfallende Strahlungsflußdichte ist eine über die spektrale Empfindlichkeit des Gerätes integrierte Größe, in dieser Form also nicht für die Berechnung eines spektralen BRDF-Wertes f_r geeignet. Die noch fehlende Angabe über die spektrale Verteilung müßte man sich aus theoretischen Überlegungen ableiten, hierbei wären aber zu viele weitere Informationen bezüglich des Atmosphärenzustandes notwendig.
Wir bestimmten u.a. deshalb die einfallende Strahlungsflußdichte mit Hilfe einer Spectralonfläche (siehe 3.1.3).
Die parallel zur OVID-Messung festgehaltenen Pyranometerdaten (Spannungen) wurden in zweierlei Hinsicht genutzt. Zum einen deutet eine Schwankung der Pyranometerspannung auf eine Veränderung in der Beleuchtungssituation hin. Selbst bei nur durch genauem Hinsehen erkennbaren Dunstschleiern in Sonnennähe sprach das Pyranometer an. Wir nutzten es deshalb zur Selektion von Messungen, d.h. wir beobachteten das Pyranometerverhalten über die Dauer einer Einzelmessung. Die Messung wurde von der späteren Auswertung ausgeschlossen, wenn die verstärkte Pyranometerspannung um mehr als ~ 2% schwankte.
Weiterhin fanden die gemessenen Pyranometerspannungen bei der Berechnung der einfallenden Strahlungsflußdichte Berücksichtigung (vgl. 4.2.1.3).

Bei der Verwendung von Pyranometern ist weiterhin deren Zeitverhalten zu beachten, mit dem sich ein neuer Meßwert nach einer sprunghaft veränderten Beleuchtungsstärke einstellt.
Bei dem von uns hauptsächlich verwendeten Pyranometer CM11 No.882062 ergab eine Labormessung die folgenden Abhängigkeiten:



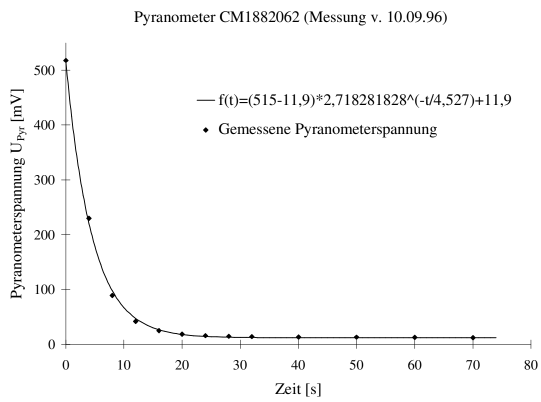


Abbildung 3.12: Zum Zeitverhalten des Pyranometers
In einem abgedunkeltem Raum wurde zum Zeitpunkt t = 0 eine auf das Pyranometer gerichtete Lichtquelle ein- bzw. ausgeschaltet (linke bzw. rechte Abbildung) und die abgegebene Spannung zu verschiedenen Zeitpunkten festgehalten.

Die gemessenen Pyranometerspannungen U(t) sind handprotokolliert, da ein Aufzeichnungsgerät zum Meßzeitpunkt nicht zur Verfügung stand. Im Rahmen der dadurch bedingten großen Meßfehler entspricht dies den vom Hersteller angegebenen Daten bezüglich der Reaktionszeit von (e^{-1}-Abfall: 4s, 99%-Abfall: 24s [Kipp & Zonen 1996]).
Die Forderung nach der Stabilität des Pyranometersignals ist daher auch an einen kurzen Zeitraum direkt nach Beendigung der OVID-Messung zu stellen, um die Trägheit des Pyranometers zu berücksichtigen.

3.1.3 Reflektanznormal Spectralon

Bedingt durch die große Intensität der Sonnenstrahlung kann das Spektrometer OVID nicht direkt auf die Sonne gerichtet werden, d.h. die zur Bestimmung der BRDF notwendige einfallende Strahlungsflußdichte E_i muß auf indirektem Wege bestimmt werden. Hierzu bedienen wir uns einer Spectralon genannten Referenzfläche, deren Verwendung z.B. in [Jackson et al., 1992] empfohlen wird.
Die von uns benutzte Spectralonfläche besitzt eine Grundfläche von etwa 30 x 30 cm^2 , der Hersteller ist Labsphere, Inc., North Sutton, USA. Die Fläche besitzt eine schwach wellenlängenabhängige Albedo, im Mittel beträgt diese $\bar{\rho} \approx 0{,}52$ (die wellenlängenabhängigen Werte sind im Anhang, Tabelle 6.3, zu finden).
Weiterhin ist die BRDF dieser Spectralonfläche für den Wellenlängenbereich von 600 nm bis 900 nm aus früheren Messungen bekannt [Meister, 1996]. Werden Ein- bzw. Ausfallszenitwinkel mit θ_i bzw. θ_r, Azimutdifferenz zwischen einfallendem und ausfallendem Strahl mit ν und der Relativwinkel zum Spiegelwinkel mit ψ bezeichnet, so läßt sich die BRDF f_r^{SP} des Spectralons in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ durch die folgende Funktion beschreiben [Meister, 1996]:

$$f_r = a_0 - a_1 \cdot \left(\theta_i^4 + \theta_r^4\right) + a_2 \cdot \left(\theta_i \cdot \theta_r\right)^3 \cdot e^{-a_3 \cdot \psi^2} + a_4 \cdot \left(\nu - \frac{\pi}{2}\right) \cdot \sqrt{\theta_i \cdot \theta_r} \quad , \qquad \textbf{(Gl. 3.2)}$$

mit

$$a_0 = 0{,}1612 \frac{1}{sr} + \lambda \cdot 7{,}33 \cdot 10^{-6} \frac{1}{sr \cdot nm}$$
$$a_1 = 4{,}76 \cdot 10^{-3} \frac{1}{sr \cdot rad^4} + \lambda \cdot 4{,}22 \cdot 10^{-7} \frac{1}{sr \cdot rad^4 \cdot nm}$$
$$a_2 = 7{,}75 \cdot 10^{-2} \frac{sr}{rad^3} + \lambda \cdot 2{,}77 \cdot 10^{-5} \frac{1}{sr \cdot rad^3 \cdot nm}$$
$$a_3 = 2{,}28 \frac{1}{rad^2} + \lambda \cdot 3{,}48 \cdot 10^{-4} \frac{1}{rad^2 \cdot nm}$$
$$a_4 = 7{,}42 \cdot 10^{-3} \frac{1}{sr \cdot rad^2} + \lambda \cdot 3{,}76 \cdot 10^{-7} \frac{1}{sr \cdot rad^2 \cdot nm}$$

Der Fehler der modellierten BRDF des Spectralons beträgt im Mittel etwa 2 %.
Aufgrund von technischen Problemen konnte das Spectralon nicht mehr rechtzeitig für den NIR-Bereich vermessen werden. *In den später durchgeführten Rechnungen wurde die Gültigkeit von (Gl. 3.2) daher auch für den NIR-Bereich angenommen.*
Erste, mittlerweile vorliegende Ergebnisse einer Labormessung des Spectralons für den NIR-Bereich bestätigen die Richtigkeit dieser Annahme.

Die Durchführung der Spectralonmessung
Die direkt von der Sonne stammende einfallende Strahlungsflußdichte $\Delta E_i(\lambda)$ läßt sich mit Hilfe dieser Informationen folgendermaßen bestimmen:

Mit dem Spektrometer OVID werden zwei Messungen durchgeführt.

i) Eine Messung der reflektierten Strahldichte der Spectralonfläche bei voller natürlicher Beleuchtung (Gesamtlicht).
ii) Eine Messung der reflektierten Strahldichte der Spectralonfläche, wenn diese abgeschattet wird (Himmelslicht).

Die Abschattung der Spectralonfläche geschah durch Aufstellen einer Pappscheibe von 32 cm Durchmesser zwischen Sonne und Spectralonfläche, der Abstand der Pappscheibe zur Spectralonfläche betrug etwa 1 m. Größe und Position der Pappscheibe sind so gewählt, daß neben der Sonne auch ein Teil des sie umgebenden Bereiches abgedeckt wird (der Winkeldurchmesser der Pappscheibe liegt bei dieser Messung bei etwa 18°, während der Winkeldurchmesser der Sonne[5] lediglich 31´59´´ ~ 0,53° beträgt). Hierdurch ist sichergestellt, daß Änderungen bei der Positionierung der Pappscheibe keine Änderung des Meßergebnisses bewirken [Meister 1996]. Die Pappscheibe verdeckt neben der Sonne auch noch einen Teil vom Himmel, das Himmelslicht wird dadurch unterschätzt. Rein von den geometrischen Größen werden durch die Pappscheibe etwa 5 % der Himmelshalbkugel verdeckt.

Bei der zweiten Messung wird die Strahldichte L_{Himmel} gemessen, welche durch all diejenigen Anteile der einfallenden Strahlungsflußdichte bedingt ist, die <u>nicht</u> aus der Richtung stammen, welche durch die Pappscheibe verdeckt wurde. Bildet man die Differenz aus erster und zwei-

[5] Aus Weigert/Wendker, 1989

ter Messung verbleibt nur die Strahldichte ΔL_r^{SP}, welche durch den Anteil der einfallenden Strahlungsflußdichte bedingt ist, der aus der Richtung stammt, welche von der Pappscheibe verdeckt wurde. In Verbindung mit der nach (Gl. 3.2) bekannten BRDF des Spectralons berechnet sich die von der Sonne stammende einfallende Strahlungsflußdichte $\Delta E_i(\theta_i)$ nach:

$$\Delta E_i(\theta_i) = \frac{\Delta L_r^{SP}(\theta_i, \nu, \theta_r)}{f_r^{SP}(\theta_i, \nu, \theta_r)} \qquad \textbf{(Gl. 3.3)}$$

3.1.4 Rahmenbedingungen der Messungen und Wahl der Zielflächen

Das Spektrometer OVID befindet sich in einem Laborgebäude des Meteorologischen Instituts im 18. Stock des Geomatikums. Die Grundeinheit (19 Zoll Gehäuse, vgl. 3.1.1.1) soll im Laborgebäude verbleiben. Einerseits soll dadurch einer durch Umstellen möglichen Dejustierung der Spektrographen vorgebeugt werden, zum anderen ist das Laborgebäude klimatisiert, was gleichbleibende Betriebsbedingungen garantiert. Die Spiegelteleskope können durch eine Wandaussparung auf eine Dachterasse getragen werden, allerdings ist ihre Bewegungsfreiheit durch die Länge der Lichtleiter begrenzt. Für unser Vorhaben ergab sich dadurch in Verbindung mit den baulichen Gegebenheiten nur ein Standpunkt für die Sensorposition (Spiegelteleskope auf Stativ). Für Messungen hat dies zur Folge, daß viele möglicherweise zu untersuchende Objekte nur von einem Beobachtungswinkel aus gemessen werden können. Bei der Objektauswahl zeigte sich weiterhin, daß in Frage kommende Objekte nicht alle von ein und derselben Stativposition aus angepeilt werden können. Insbesondere sich in unmittelbarer Nähe des Geomatikums befindliche Objekte lassen sich nur ansteuern, wenn das Stativ gegen das Geländer der Dachterasse gelehnt (und gesichert) wird. Aus dieser Position heraus lassen sich aufgrund der eingeschränkten Bewegungsfreiheit der Stativachsen weiter entfernte Objekte nicht mehr ansteuern. Wollte man die verschiedenen Objekte einfach nacheinander mit den Spiegelteleskopen anpeilen, so wäre dies nur mit einem erheblichen Zeitaufwand für die dazu nötigen Umstellungen möglich. Um die Anzahl möglicher Meßwerte für ein Objekt nicht unnötig einzuschränken, entschied ich mich die Stativposition möglichst nicht zu ändern. Im Hinblick darauf, daß Satelliten und insbesondere flugzeuggestützte Fernerkundungssysteme Aufnahmen eher senkrecht nach unten machen, sollte das aufzunehmende Objekt möglichst nah am Geomatikum liegen. Die Beobachtung von nur wenig oder nicht geneigten Objekten erfolgt dann unter niedrigen Beobachtungszenitwinkeln und entspricht so eher der Beobachtungssituation, wie sie z.B. bei den von unserer Arbeitsgruppe in Auftrag gegebenen Überfliegungen vorherrschten[6].

Von den in Frage kommenden Objekten schien mir ein Gebäudedach das größte Potential zu bieten. Bei dem Gebäude handelt es sich um das Max-Planck-Institut für Meteorologie (MPI) und es steht direkt neben dem Geomatikum, etwa in westlicher Richtung (vgl. Abbildung 3.13).

[6] Für nicht geneigte Oberflächen liegen die Beobachtungszenitwinkel zwischen 0 und ~ 43 Grad relativ zur Oberflächennormalen, Informationen zu den Überfliegungen sind z.B. in [Kulbach 1997], [Speck 1997], [Hepp 1994] sowie im Internet unter http://kogs-www.informatik.uni-hambrg.de/projects/Censis.html zu finden.

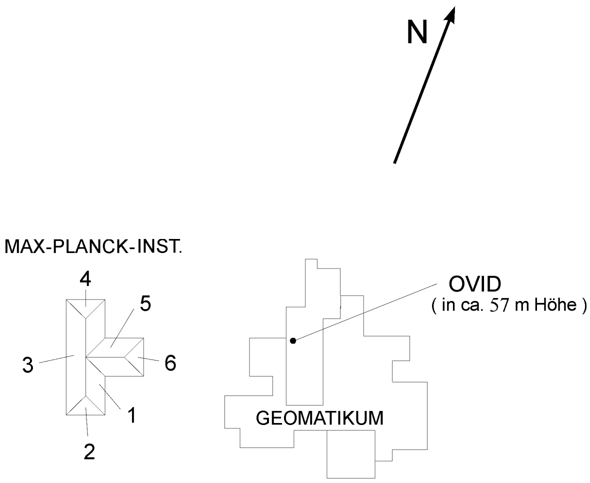


Abbildung 3.13: Lageskizze

Das Gebäude zeichnet sich vor allen durch seine Dachkonstruktion aus, wodurch ein Blick auf verschiedene Dachneigungen ermöglicht wird. Dadurch kann man, relativ zur Oberflächennormalen der Dachfläche, die Strahldichte für ein breiteres Spektrum von Winkeln messen, als es bei einem nicht geneigten Objekt möglich wäre. Hinzu kommt noch, daß sich Punkte zum Anpeilen mit dem Fernrohr gut festlegen lassen (Zielpunkte vgl. Abbildung 3.19). Für die spätere Auswertung zu beachten ist, daß die Dachflächen durch die Wellung eine Vorzugsrichtung haben, welche bei der Umrechnung von Sonnen- und OVID-Winkeln in das Bezugssystem der jeweiligen Dachfläche zu berücksichtigen ist (vgl. 3.1.6)

Ausschnitts-
Vergrößerungen

Abbildung 3.14:Dach des Max-Planck-Instituts für Meteorologie der Universität Hamburg

Bei der Dachbedeckung handelt es sich um die sogenannte "Berliner Wellung", Hersteller ist die Firma ETERNIT, Hamburg. Die Dachbedeckung besteht aus Faserzement und ist farbbeschichtet, die grobe Zusammensetzung ist (telefonische Auskunft [Fa. Eternit]):

Zusammensetzung (in Massenprozent)	Zement (normal, Pottstein) gebundenes Wasser Recyclingmaterial und Kalkstein Zellstoffaser Kunststoffaser Polyphenylacryl + Rest (u.a. Luftporen)	40 % 12 % 11 % 5 % 2 %
Farbbeschichtung	2-fache Reinacryl-Dispersion mit metallischen Pigmenten (Bayer - Ferrox)	

Tabelle 3.3 : Zusammensetzung der Probe (grob)

Die Wellung der Dachbedeckung ist handkonstruiert. Sie hat eine Breite von 177 mm, eine Tiefe von 51 mm und einen Außenradius von 51 mm, stellt damit grob eine Sinuswelle dar. Eine von mir dazu angefertigte Skizze zeigt die folgende Abbildung:

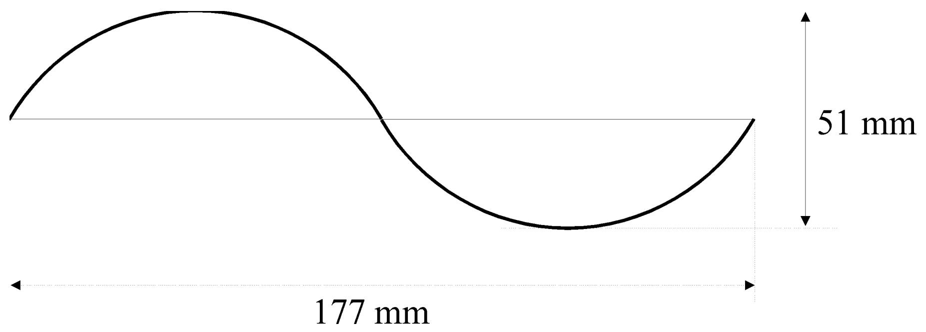


Abbildung 3.15: Schemazeichnung der Dachwellung

Eine vor-Ort Überprüfung der Dachbedeckung ergab einen guten Allgemeinzustand. Es konnten keine Anzeichen von Vermoosung festgestellt werden und es zeigten sich stellenweise nur kleine Bereiche (< $1cm^2$) wohl abgeplatzten Lackes.. In den (Sinus-) Vertiefungen hat sich bedingt durch ablaufendes Regenwasser ein dünner Film von Ablagerungen (Schmutz, Sand usw.) gebildet. Weiterhin sind bereits auf den Photos Inhomogenitäten in der Oberflächenbeschaffenheit der einzelnen Dachflächen (Abbildung 3.14) zu erkennen, welche ich auf den Herstellungsprozeß zurückführe (im Allgemeinen findet man bei Ziegellieferungen einen Hinweiszettel auf unterschiedliche Helligkeiten). Bedingt durch den Unterschied in der räumlichen Herkunft der aufgenommenen Spektren (vgl. 3.1.1.4), kann dieser Umstand ein Grund dafür sein, daß die gemessenen Teilspektren nicht aneinander angepaßt werden können.

3.1.5 Berechnung der Winkel im Bezugssystem der Dachfläche

Die Umrechnung der Winkel in das Bezugssystem der einzelnen Dachflächen erfolgte über die Vektoralgebra. Benötigt werden dazu die jeweiligen Zenit- und Azimutwinkel von der Sonne, der Flächennormalen der einzelnen Dachflächen und der OVID-Teleskope (alle relativ zur Erdoberfläche).

3.1.5.1 Zenit- und Azimutwinkel der Sonne: θ_S und ϕ_S

Die Winkel für das Sonnenlicht wurden über ein von R. Wiemker erstelltes Programm[7] bestimmt. Das Programm liefert für jeden Meßtag Höhen- und Azimutwinkel ($\phi = 0°$ entspricht Norden, $\phi = 90°$ Osten) zwischen 0:00 und 24:00 Uhr (UT[8]) mit einem frei wählbaren Zeitraster. Ich verwendete Zeitabstände von 15 Sek., genauer wurden die Uhrzeiten während der Messungen auch nicht notiert.
Zur Kontrolle des Programms überprüfte ich einige von ihm gelieferte Werte stichprobenartig mit einem zweiten, dem über Internet zu bedienenden Programm der **A**ustralian **S**urveying and **L**and **I**nformation **G**roup [AUSLIG,1996]. Dieses liefert für die Angabe von Ort, Datum und Zeit (hh:mm:ss bei wählbarer Zeitzone, z.B. UT) neben Sonnenhöhe und Sonnenazimut auch den astronomischen Refraktionswinkel für eine Standardatmosphäre, welcher in der angegebenen Sonnenhöhe bereits eingerechnet ist. Die Abweichungen zum Programm von R.Wiemker betragen im Mittel beim Höhenwinkel 0,092° und beim Azimutwinkel 0,0038°. Rechnet man den Refraktionswinkel aus den Höhenwinkelangaben heraus (das Programm von R.Wiemker vernachlässigt diesen Einfluß), so beträgt die Abweichung im Höhenwinkel im Mittel lediglich -0,0035°.

3.1.5.2 Zenit- und Azimutwinkel des OVID: θ_O und ϕ_O

An einer an der Grundplatte der Spiegelteleskope und parallel zu diesen angebrachten Verlängerung wurden im Abstand von ca. 60 cm zwei Lote befestigt. Diese reichten bis knapp über eine auf dem Terassenboden (Horizontale) fixierte Holzplatte hinunter. Nachdem das Fernrohr auf den gewünschten Zielpunkt (siehe Abbildung 3.19) ausgerichtet war, wurden die Lotpositionen auf der Holzplatte markiert und mit einer Geraden verbunden. Mißt man nun den Relativwinkel zwischen der Geraden und einem ebenfalls auf der Holzplatte markierten Schattenwurf eines Lotes, so kann der Azimutwinkel ϕ_O bestimmt werden. Der Azimutwinkel $\phi_{Schatten}$ des Schattenwurfes wurde ebenfalls über das in 3.1.5.1 genannte Computerprogramm bestimmt, d.h. $\phi_{Schatten} = \phi_S + 180°$.
Der Zenitwinkel θ_O wurde mittels eines Winkelmessers, welcher an die Grundplatte gehalten wurde, sowie einer Wasserwaage bestimmt. Die Wasserwaage diente dabei zur Kontrolle, daß der Winkelmesser korrekt angehalten wurde.

Es ergaben sich die folgenden Blickwinkel relativ zur Erdbodennormalen bzw. zur Nordrichtung:

[7] Programm “sunposition.java“, erhältlich über Internet “http://kogs-www.informatik.uni-hamburg.de/projects/censis/software.html“.
[8] UT: Universal Time

Zielpunkt	ϕ_{OVID}	θ_{OVID}
1	96,4°	34,0°
2	96,4°	34,0°
3.1	88,6°	36,0°
3.2	96,3°	37,5°
3.3	101,9°	41,5°
3.5	112,9°	45,0°
4	117,1°	47,0°
5	113,4°	36,5°
6	109,4°	35,5°

Tabelle 3.4: Blickwinkel des OVID (Bezugssystem Erde)

Die bezeichneten Zielpunkte sind in Abbildung 3.19 eingetragen.

3.1.5.3 Zenit- und Azimutwinkel der Dachflächen des MPI

Zenit- und Azimutwinkel der Dachflächen haben wir durch die Orientierung der Flächennormalen der jeweiligen Dachfläche festgelegt und durch Feldmessungen ermittelt.
Der Azimutwinkel wurde wie folgt bestimmt:

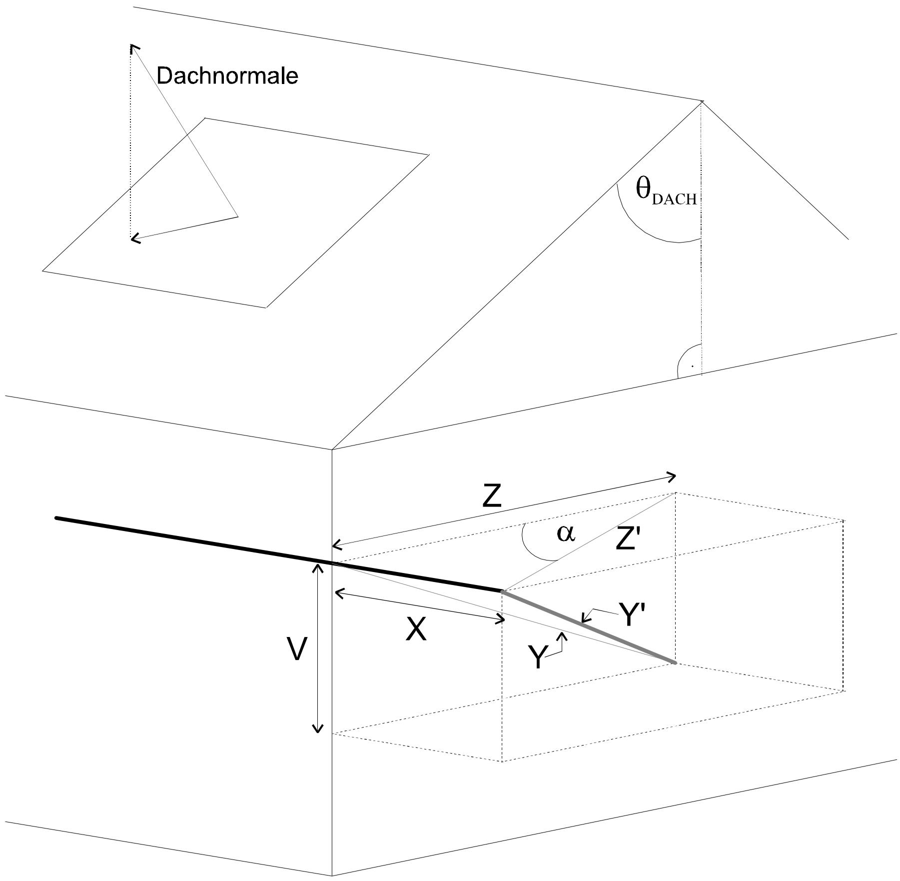


Abbildung 3.16: Zur Bestimmung des Dachazimutwinkels

An einer Hauswand des MPI wurde eine Wasserwaage so angelegt, daß sie sich in der Horizontalen befand und ein Teil über die Wand hinausragte. Die Länge X (etwa 40 cm) dieses überstehenden Teils wurde notiert. Daran anschließend wurde das Ende des von diesem Teil an die Wand geworfenen Schattens Y' markiert, Uhrzeit und Datum notiert sowie die Markierung vermessen (Längen V, Y und Z, vgl. Abbildung 3.16). Wir führten diese Messung mehrmals für die Dachfläche 3 (vgl. Abbildung 3.14) durch, die anderen Dachflächen sind um Vielfache von 90 Grad gegen diese verdreht. Der Azimutwinkel ergibt sich damit aus :

$$\phi_{DACH} = \phi_{SONNE} + \alpha \qquad \text{mit } \alpha = \arctan\left(\frac{X}{Z}\right)$$

$$\text{oder } \alpha = \arctan\left(\frac{X}{\sqrt{\frac{V^2}{\tan^2(90^O - \theta_{SONNE})} - X^2}}\right),$$

wobei θ_{SONNE} mit einem Computerprogramm (vgl. 3.1.5.1) berechnet wurde.
Die Länge Y diente lediglich zur Kontrolle von V und Z mit dem Satz des Pythagoras .

Die Messungen lieferten für die Dachflächen :

Azimutwinkel Dachfläche 1 :	(66,17 $\pm$ 0,49) Grad
Azimutwinkel Dachfläche 2 :	(156,17 $\pm$ 0,49) Grad
Azimutwinkel Dachfläche 3 :	(246,17 $\pm$ 0,49) Grad
Azimutwinkel Dachfläche 4 :	(336,17 $\pm$ 0,49) Grad
Azimutwinkel Dachfläche 5 :	(336,17 $\pm$ 0,49) Grad
Azimutwinkel Dachfläche 6 :	(156,17 $\pm$ 0,49) Grad

Zur Bestimmung des Höhenwinkels der Dachflächen begaben wir uns auf den Dachboden des Gebäudes. Da das Dach nicht direkt zugänglich ist, vermaßen wir das sich aus Dachbalken, Wasserwaage und Lot ergebende Dreieck (vgl. Abbildung 3.17) und nehmen an, daß sich Dachneigung und die Neigung des Dachbalkens nicht unterscheiden. Über die Winkelfunktionen ließen sich dann die gewünschten Winkel berechnen.

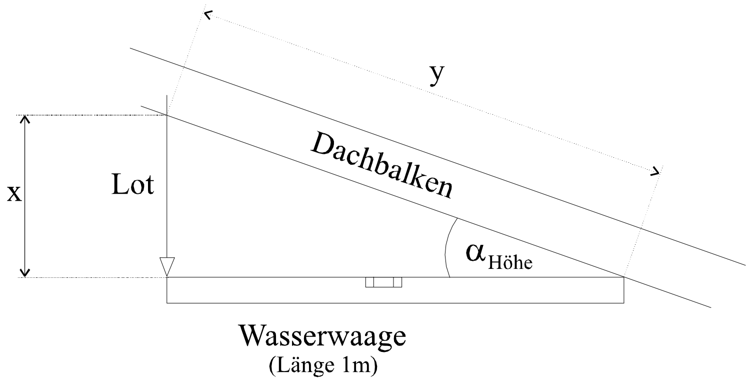


Abbildung 3.17:Zur Bestimmung des Höhenwinkels der Dachfläche

Die Messungen für die Höhenwinkel der einzelnen Dachflächen ergaben Winkel zwischen 14,7 und 15,3 Grad. Diese geringe Schwankung zwischen den einzelnen Dachwinkeln liegen innerhalb der Meßgenauigkeit, weswegen ich der Einfachheit halber über alle gemessenen Winkel gemittelt habe und für alle in Zukunft mit dem gleichen Zenitwinkel für alle Dachflächen rechne :

Zenitwinkel Dach = 90° - Höhenwinkel Dach = (75,02 ± 0,26) Grad

3.1.6 Umrechnung der Winkel in die Dachebene

Mit den 3 bestimmten Winkelpaaren lassen sich nun die Ein- und Ausfallswinkel in der Ebene der jeweiligen Dachfläche berechnen. Zu berücksichtigen ist natürlich eine durch die Dachwellung gegebene Vorzugsrichtung. Um dies zu gewährleisten, wählte ich als Vorzugsrichtung einen Vektor, welcher in der Dachebene parallel zur Wellung verläuft, und zwar in Richtung Erdboden zeigend (Vektor $\vec{r}_T$ in Abbildung 3.18). Die jeweiligen Azimutwinkel werden relativ zu diesem Vektor wie folgt errechnet:

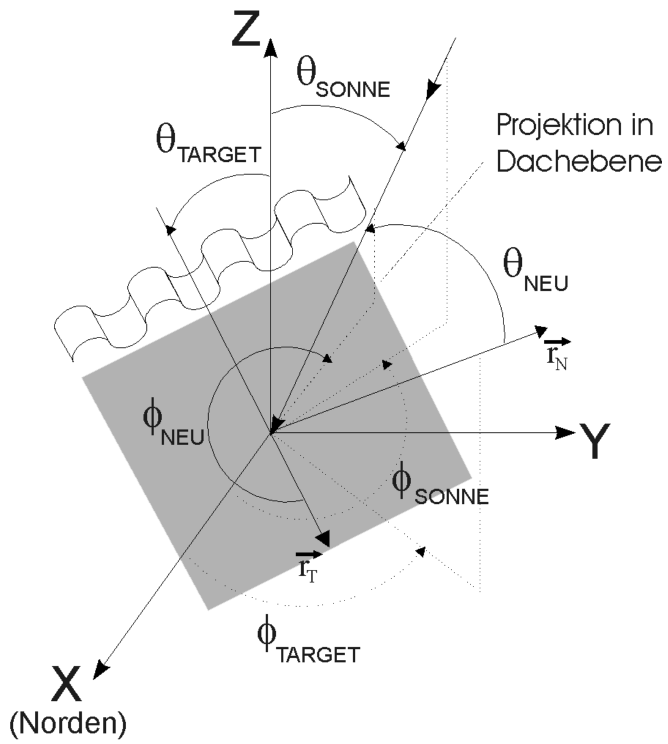


Abbildung 3.18:Zur Winkelbestimmung in der Ebene der Dachfläche

i)

Jedes Winkelpaar beschreibt eine Richtung im dreidimensionalen Raum. Jedem kann man einen normierten Vektor des $\mathbf{R}^3$ zuordnen, welcher in die gleiche Richtung zeigt und sich aus folgender Zuordnung ergibt :

$$\vec{r} \equiv (x, y, z)$$
$$x \equiv \sin\theta \cdot \cos\phi$$
$$y \equiv \sin\theta \cdot \sin\phi$$
$$z \equiv \cos\theta$$

Man erhält so drei Einheitsvektoren $\vec{r}_S$, $\vec{r}_O$ und $\vec{r}_T$.

ii)
Der relative Winkel α zwischen zwei beliebigen Vektoren $\vec{u}, \vec{v}$ ist gegeben durch

$$\cos(\alpha) = \frac{\vec{u} \cdot \vec{v}}{\|\vec{u}\| \cdot \|\vec{v}\|} ,$$

der Einfallszenitwinkel θ_i läßt sich damit aus den normierten Vektoren $\vec{r}_S$ und $\vec{r}_N$ bestimmen, wenn $\vec{r}_N$ die Flächennormale des Targets bezeichnet :

$$\theta_i = \cos^{-1}(\vec{r}_S \cdot \vec{r}_N)$$

Der Ausfallszenitwinkel θ_r bestimmt sich analog aus $\vec{r}_O$ und $\vec{r}_N$:

$$\theta_r = \cos^{-1}(\vec{r}_O \cdot \vec{r}_N)$$

iii)
Zur Berechnung des Einfallsazimutwinkels ϕ_i muß zunächst die Projektion des Sonnenvektors $\vec{r}_S$ in die Targetebene berechnet werden. Dies läßt sich dadurch realisieren, daß man mittels Skalarprodukt den Anteil von $\vec{r}_S$ berechnet, der parallel zum Vektor der Ebene $\vec{r}_N$ ($\vec{r}_N$ steht senkrecht auf der Ebene) verläuft und diesen vom Sonnenvektor abzieht. Das Ergebnis erhält die Bezeichnung $\vec{r}_{ST}$ bzw. $\vec{r}_{SO}$:

$$\vec{r}_{ST} = \vec{r}_S - (\vec{r}_S \cdot \vec{r}_N) \cdot \vec{r}_N$$
$$\vec{r}_{SO} = \vec{r}_O - (\vec{r}_O \cdot \vec{r}_N) \cdot \vec{r}_N$$

Zusammen mit dem sich in der Ebene befindlichen Targetvektor $\vec{r}_T$ ergibt sich dann der Einfallsazimutwinkel ϕ_i .

$$\phi_i = \cos^{-1}\left(\frac{\vec{r}_{ST} \cdot \vec{r}_T}{\|\vec{r}_{ST}\| \cdot \|\vec{r}_T\|}\right)$$

Entsprechendes gilt für den Ausfallsazimutwinkel ϕ_r.

Die Umrechnung der OVID-Blickwinkel (Tabelle 3.4) ergibt:

Zielpunkt	ϕ_r	θ_r
1	48,1°	22,2°
2	261,7°	33,2°
3.1	197,0°	50,1°
3.2	203,2°	50,9°
3.3	208,5°	54,2°
3.5	218,3°	56,1°
4	147,5°	59,2°
5	147,3°	48,4°
6	292,3°	27,2°

Tabelle 3.5: Blickwinkel des OVID (Bezugssystem Dachfläche)

Die bezeichneten Zielpunkte sind in Abbildung 3.19 eingetragen.

3.2 Messung der Dachflächen des MPI

3.2.1 Wahl der Zielpunkte

Ein wichtiger Punkt ist die Reproduzierbarkeit des Meßsignals bei vergleichbarer Beleuchtung. Es mußte vorweg geklärt werden, ob man während des Tages zwischen den einzelnen Dachflächen wechseln darf oder ob man zu Meßbeginn einen festen Punkt anpeilen und die OVID-Position bis zum Ende der Tagesmessung beibehalten muß (die Dachmessung würde dann mindestens sechs sonnige Meßtage erfordern, was aufgrund der Wetterlage eher unwahrscheinlich schien).Zur Klärung legte ich zunächst folgende Zielpunkte auf dem Gebäudedach fest :

Abbildung 3.19: Ausgewählte Zielpunkte

Die Zielpunkte selbst sollten nach Möglichkeit leicht zu finden und ohne größere Schwierigkeiten ansteuerbar sein. Weiterhin sollten sie nicht zu nah an den Kanten der einzelnen Dachflächen liegen, um durch kleine Unsicherheiten in der Positionierung nicht mittlere Spektren unterschiedlicher "ground-truth" zu messen. Die Zielpunkte bezeichnete ich mit der entsprechenden Nummer der Dachorientierung (vgl. Abbildung 3.14 und Abbildung 3.19). Bei den Zielpunkten auf der Dachfläche 3 ist eine zusätzliche Zahl n angefügt. Diese bezeichnet die Nummer des kleinen Aufbaus (erkennbar als kleine dunkle Flecken rechts neben den Zielpunkten 3.n in Abbildung 3.19), an welchen ich mich zur Zielpunktansteuerung orientierte. Die auf dem Bild vielleicht etwas willkürlich anmutende Zielpunktwahl ist durch die Nähe des MPI zum Geomatikum bedingt. Insbesondere beim Ansteuern der Zielpunkte 1, 5 und 6 bewegte man sich fast oberhalb des Terassengeländers des Geomatikums, was besondere Vorsicht und auch Zeit in Anspruch nahm. Ein Ansteuern weiterer Zielpunkte auf den Dachflächen 5 und 6 war aus Sicherheitsgründen überhaupt nicht möglich. Aus den o.g. Gründen entschied ich mich auch nur für einen Zielpunkt für die Dachfläche 1, bei welchem aus Orientierungsgründen die Wahl auf den mit den ihm umgebenen Aufbauten fiel. Für den möglichen Zielpunkt 3.4 benötigte ich im Gegensatz zu den anderen Zielpunkten der Dachflächen 2 bis 4 unverhältnismäßig viel Zeit. In dieser Teleskopstellung griff nämlich die Stativarretierung nicht richtig, so daß ich den Zielpunkt von den Messungen ausschloß.

3.2.2 Reproduzierbarkeit des Meßsignals

Nach dieser Festlegung wurde ein Zielpunkt angepeilt und etwa 20 Spektren aufgenommen, parallel dazu wurden Pyranometerdaten (Spannung und größere kurzfristige Schwankungen) notiert. Anschließend wurde die Blickrichtung verstellt und der Zielpunkt erneut angefahren. Wiederum wurden etwa 20 Spektren und Pyranometerdaten aufgenommen. Diese Prozedur wurde für alle Zielpunkte der Dachfläche durchgeführt. Nach getrennter Mittelung der Einzelmessungen wurden die Standardabweichungen der jeweiligen zwei mittleren Zielpunkt-Messungen berechnet (Beispiele in Abbildung 3.20). Es ergab sich eine mittlere relative quadratische Abweichung von unterhalb 2 %, die relative Änderung der Pyranometerspannung über zwei Messungen eines Zielpunktes lag dabei unterhalb 1,5 %. Dieses Ergebnis erlaubt ein Wechseln zwischen den Zielpunkten der Dachflächen während der Tagesmessung.

Von den in Abbildung 3.20 dargestellten Zielpunkt-Messungen fällt die mittlere relative quadratische Abweichung des Zielpunktes durch ihre Größe auf. Sie ist je nach Spektralbereich zwei bis vier mal größer als bei den übrigen Messungen. Die Ursache liegt hier darin, daß sich die Beleuchtungsverhältnisse zwischen diesen beiden Einzelmessungen am stärksten geändert haben. Die Pyranometerspannung schwankte sowohl zu größeren als auch zu kleineren Spannungen hin, bedingt durch die Trägheit des Pyranometers ist die tatsächliche Schwankung über beide Einzelmessungen dann sicherlich größer als 1,5%.

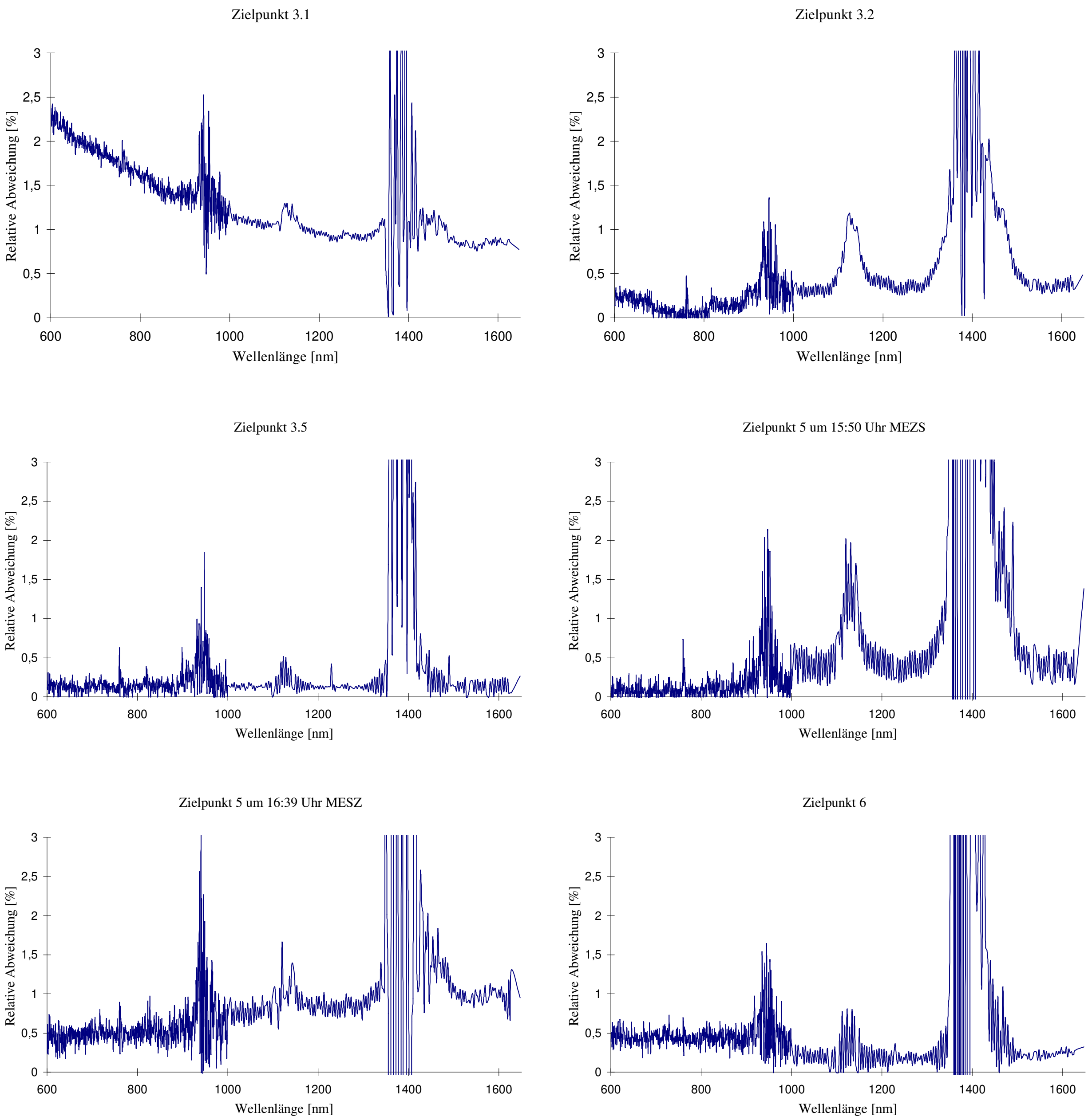


Abbildung 3.20: Zur Reproduzierbarkeit des Meßsignals

Ebenfalls sichtbar in den Einzelabbildungen von Abbildung 3.20 werden die in (3.1.1.7.1) genannten Bereiche niedrigen Meßsignals, was sich in lokalen Anstiegen des Betrages der relativen Abweichung zeigt. Diese Bereiche sind, wie bereits in (3.1.1.7.1) erwähnt, von den späteren Rechnungen ausgeschlossen.

3.2.3 Meßreihenfolge

Bedingt durch die Wetterlage in Verbindung mit der Geräteverfügbarkeit ließen sich nur am 03.09.96 und 05.09.96 Meßwerte in genügendem Umfang gewinnen. Die Meßtage unterschieden sich sowohl in der Wetterlage als auch in der zur Verfügung stehenden Meßzeit, weshalb die Datenauswertung leicht unterschiedlich erfolgen wird (4.2 ff.). Die Datennahme erfolgte für beide Meßtage in der folgenden Weise:
Über einen Tag hinweg wurden einige Spectralonmessungen durchgeführt. Je eine zu Meßbeginn und Meßende, die Verbleibenden etwa gleichmäßig über den Tag verteilt. Eine Spectralonmessung umfaßt dabei sowohl eine Gesamtlicht- als auch eine Himmelslichtmessung (vgl. 3.1.3 ff.).
Die Zielpunkte der Dachflächen wurden wiederholend in chronologischer Reihenfolge (1, 2, 3.1, 3.2, ...) angesteuert, es vergingen unter idealen Bedingungen etwa 25 Minuten zwischen zwei aufeinanderfolgenden Messungen ein und desselben Zielpunktes. Pro Messung wurden die Spektren 15 Sekunden lang aufgezeichnet, je nach gewählter Belichtungszeit erhielt man etwa 20 (VIS) und 40 (NIR) Spektren. Zu Tagesbeginn wurde weiterhin ein Pyranometer (vgl. 3.1.2) aufgestellt. Dessen Daten wurden jeweils zu Beginn und Ende jeder Messung handschriftlich notiert. Waren während einer Messung die Schwankungen der Pyranometerspannung zu stark, so wurde die Messung abgebrochen und nach Möglichkeit wiederholt.

3.2.4 Wetterbedingungen und aufgenommene Daten

3.2.4.1 Meßtag 03.September 1996

Am 03.September befand sich Deutschland unter dem Einfluß eines mit GERHARD bezeichneten Hochs. Während der Nacht zum 03.09.96 klarte der Himmel vor allem über dem Norddeutschen Tiefland auf. Tagsüber schien überall die Sonne, die Temperatur erreichte um 14 Uhr MESZ allgemein 20 bis 22°C [Berliner Wetterkarte]. Der Meßtag speziell in Hamburg war sonnig, der Himmel war jedoch von kleineren Konvektionswolken durchsetzt.
Die Horizontale Sichtweite am Boden lag im Meßzeitraum zwischen 14 und 26 km [private Mitteilung des Deutschen Wetterdienstes]

Am 03.09.96 konnte zwischen 08:26 Uhr und 17:53 Uhr (MEZ / Sommerzeit) gemessen werden. Zu Meßbeginn lagen fast alle Zielpunkte (außer 2 und 3.1, vgl. Abbildung 3.19) im Schatten des Geomatikums, wodurch für sie zunächst ein bis zwei Himmelslichtmessungen gewonnen werden konnten. Im weiteren Tagesverlauf waren für die Dachflächen nur noch Messungen bei Gesamtlicht durchzuführen. Weiterhin wurden fünf Spectralonmessungen gemacht.

3.2.4.2 Meßtag 05.September 1996

Am 05.September befand sich Hamburg weiterhin unter Hochdruckeinfluß. Der Tag begann sonnig bei klarem Himmel. Das Wetter hielt sich bis zum Nachmittag, bis um etwa 16 Uhr MESZ schlagartig starke Bewölkung aufzog.
Die Sichtweiten betrugen an diesem Tag zwischen 25 und 45 km [private Mitteilung des Deutschen Wetterdienstes].

Am 05.09.96 konnte zwischen 09.46 Uhr und 15.45 Uhr (MEZ / Sommerzeit) gemessen werden. Es wurden nur Gesamtlichtmessungen der Dachflächen durchgeführt, sowie vier Spectralonmessungen.

Über beide Meßtage wurden insgesamt einige Tausend Teilspektren aufgenommen. Aus diesen konnten 264 mittlere Gesamtspektren (bestimmt aus je etwa 60 Teilspektren) gewonnenen werden, die sich prinzipiell zur Berechnung von BRDF-Werten eigneten. Aufgrund von systematischen Problemen am 05.09.96 (vgl. 4.2.2 und 4.2.4) verblieben zur Auswertung nur noch knapp die Hälfte.

4 Auswertung der Feldmessung

4.1 Variabilität der diffusen Komponente

Aus den durchgeführten Spectralonmessungen lassen sich einerseits einfallende Strahlungsflußdichten berechnen (3.1.3), zum anderen bieten sie die Möglichkeit, Rückschlüsse auf die Variabilität der diffusen Komponente zu ziehen. Die Variabilität ist zum einen durch die sich im Laufe des Tages ändernde zurückgelegte Weglänge der Strahlung in der Atmosphäre bedingt, d.h. die für das Himmelslicht verantwortlichen Streumechanismen wirken sich unterschiedlich stark aus. Zum anderen ändert sich die Atmosphäre im Laufe des Tages selbst (z.B. Abgase, Dunst, aufziehende Wolken, Luftdruck usw.). Bei bewölktem Himmel spielt zusätzlich die diffus durch die Wolken hindurchgehende Strahlung und die Reflexstrahlung von beleuchteten Wolkenseitenflächen eine Rolle (näheres zur Streutheorie ist in [Möller 1984] zu finden]).
Im folgenden ist der Quotient aus Himmelslichtmessung und Gesamtlichtmessung der einzelnen Spectralonmessungen aufgetragen :

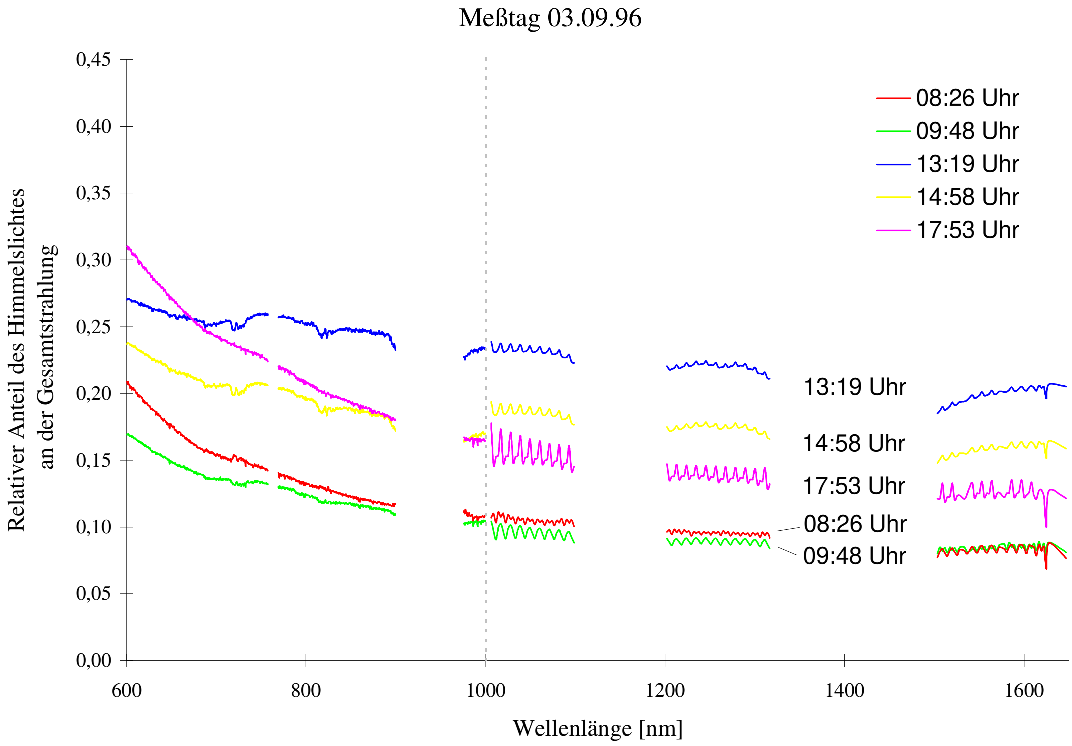


Abbildung 4.1: Variabilität des Himmelslichtes am 03.09.96

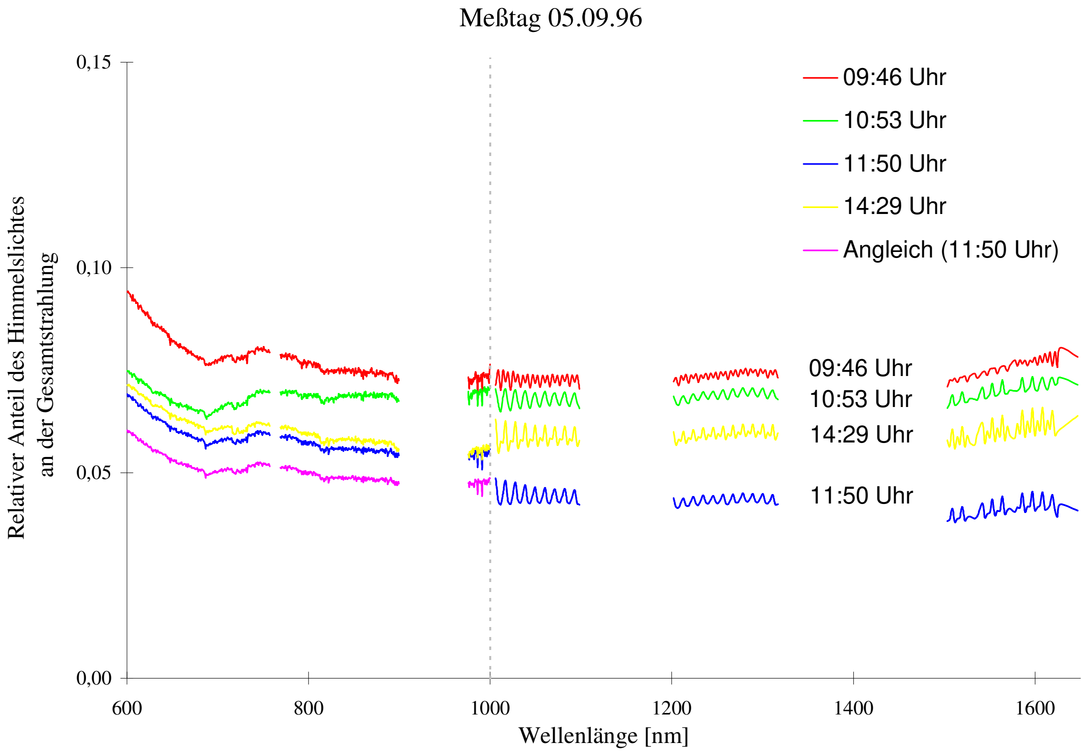


Abbildung 4.2: Variabilität des Himmelslichtes am 05.09.96

Die Abbildungen zeigen den relativen Anteil des Himmelslichtes an der gesamten einfallenden Strahlung, Meßbereiche innerhalb starker atmosphärischer Absorptionsbanden sind nicht dargestellt (vgl. 3.1.1.7.1). Die senkrechte Linie bei 1000 nm soll daran erinnern, daß das Meßsignal von zwei getrennten Detektoren aufgenommen wurde.
Deutlich sichtbar werden die unterschiedlichen Wetterbedingungen an beiden Meßtagen. Zum einen unterscheiden sich die beiden Meßtage im Betrag des relativen Anteils des Himmelslichtes, zum anderen unterscheiden sie sich im relativen spektralen Verlauf. Bedingt durch die vereinzelt auftretenden Wolken am 03.09. ist der unterschiedliche Betrag auch ohne weiteres zu erklären. Augenfällig sind die Unterschiede im relativen spektralen Verlauf über den Tag des 03.09., welche am 05.09. nicht vorzufinden sind. Die Ursache ist wohl in Änderungen der atmosphärischen Zusammensetzung zu suchen, aufgrund fehlender zusätzlicher Informationen muß auf eine genauere Untersuchung verzichtet werden.
Festhalten läßt sich, daß an einem sonnigen Tag mit stellenweiser Bewölkung mit einem relativen Anteil der diffusen Komponente an der Gesamtstrahlung zwischen 17 und 32 % zu rechnen ist (bei ~ 600 nm). Das Verhältnis zwischen langwelligem und kurzwelligem Strahlungsanteil schwankt dabei zwischen ca. 1,3 und ca. 2,5. An einem wolkenlosen Tag liegt der relative Anteil der diffusen Komponente im Bereich 600 bis 1600 nm zwischen 5 und 9 %, im Bereich zwischen 800 und 1600 nm kann er in erster Näherung als konstant angesehen werden (für die betrachteten Wellenlängenbereiche). Der relative spektrale Verlauf von kurzwelligem zu langwelligem Strahlungsanteil bewegt sich zwischen 1,0 und 1,3.

In beiden Abbildungen zeigt sich oberhalb einer Wellenlänge von 1000 nm (NIR-Einheit) ein stark alternierender Verlauf. Dieser ist durch das in (3.1.1.2) bereits angesprochene ´even-odd-problem´ begründet, welches auf die unterschiedlichen Beleuchtungssituationen zwischen Detektorkalibration und Messung zurückzuführen ist.
Weiterhin ist in Abbildung 4.2 zu erkennen, daß die Teilmessungen um 11.50 Uhr nicht aneinander anschließen. Im Rahmen der bisher festgestellten möglichen Fehlerquellen (3.1.1.7) liegt es nahe, daß die mit der VIS-Einheit des OVID bestimmte Strahldichte der Himmelslichtmessung zu groß ist. Ich habe daher zusätzlich noch das an die entsprechende Messung der NIR-Einheit (“Angleich“ in Abbildung 4.2) skalierte Signal in die Abbildung genommen.

Neben direkten Messungen lassen sich Himmelslicht und direktes Sonnenlicht auch simulieren. Mit dem Programm MODTRAN [Anderson et al. 1995] wurden Himmelslicht und Gesamtlicht berechnet. Angegeben wurden dabei Sonnenstellung und vom Deutschen Wetterdienst aufgenommen Sichtweiten der Meßtage. Aufgrund der relativ sauberen Luft wurde eine ländliche Aerosolkonzentration gewählt.
Vergleicht man die Simulationsergebnisse mit den realen Messungen, so sind Abweichungen bis zu einem Faktor vier festzustellen. Die Simulation liefert einerseits wesentlich höhere Anteile des Himmelslichtes an der Gesamtstrahlung als sie gemessen wurden, andererseits unterscheiden sich die Messungen auch im zeitlichen Gang. In der Simulation sieht man deutlich den Zusammenhang zwischen Tageszeit und Anteil des Himmelslichtes an der Gesamtstrahlung: Bei tief stehender Sonne (morgens und abends) hat das Sonnenlicht einen längeren Weg in der Atmosphäre zurückzulegen. Das Sonnenlicht wird dadurch stärker gestreut und der Anteil des Himmelslichtes wird besonders groß, während er zur Mittagszeit (hochstehende Sonne und kleiner Weg der Strahlung durch die Atmosphäre) hin abnimmt. In den realen Messungen ist dieses Zeitverhalten nur am 05.09.96 zu beobachten. Am 03.09.96 zeigt sich ein eher entgegengesetztes Verhalten. Insbesondere zur Mittagszeit ist der Anteil des Himmelslichtes hier am größten. Ursache ist die am Meßtag herrschende Bewölkung. Die Bewöl-

kung erreichte um die Mittagszeit ihren Höhepunkt (immer noch stark durchbrochen) und hielt sich anschließend abgeschwächt bis in die frühen Abendstunden. Zu erwarten ist also ein hoher Anteil des Himmelslichtes zur Mittagszeit, weil nicht mehr die Länge des Weges der Strahlung für die Streuung ausschlaggebend ist, sondern die Stärke der Bewölkung.
Für die starken Unterschiede im Anteil des Himmelslichtes zwischen Simulation und realer Messung lassen sich aufgrund fehlender Daten meist nur Mutmaßungen anstellen. Es wurden nur Standarddaten bezüglich der atmosphärischen Zusammensetzung zur Simulation verwendet. Sollte sich die wahre Zusammensetzung der Atmosphäre stark von dieser unterscheiden, z.B. das sie weniger und wesentlich größere Aerosole enthält, so sind starke Unterschiede zu erwarten. Weiterhin wurde bei der Bestimmung des Anteils des Himmelslichtes eine Pappscheibe verwendet, der Anteil von der Aufbaugeometrie her etwa um 5% unterschätzt (vgl. 3.1.3). Bei extrem nicht isotroper Verteilung der diffusen Komponente (Himmelslicht) kann dies eine starke Auswirkung auf das gemessene Himmelslicht haben. Messungen der Intensitätsverteilung des Himmelslichtes [Voss 1989] zeigen, daß die Himmelslichtstrahlung tatsächlich zu einem großem Teil in einem Kegel um die Sonnenrichtung konzentriert ist.

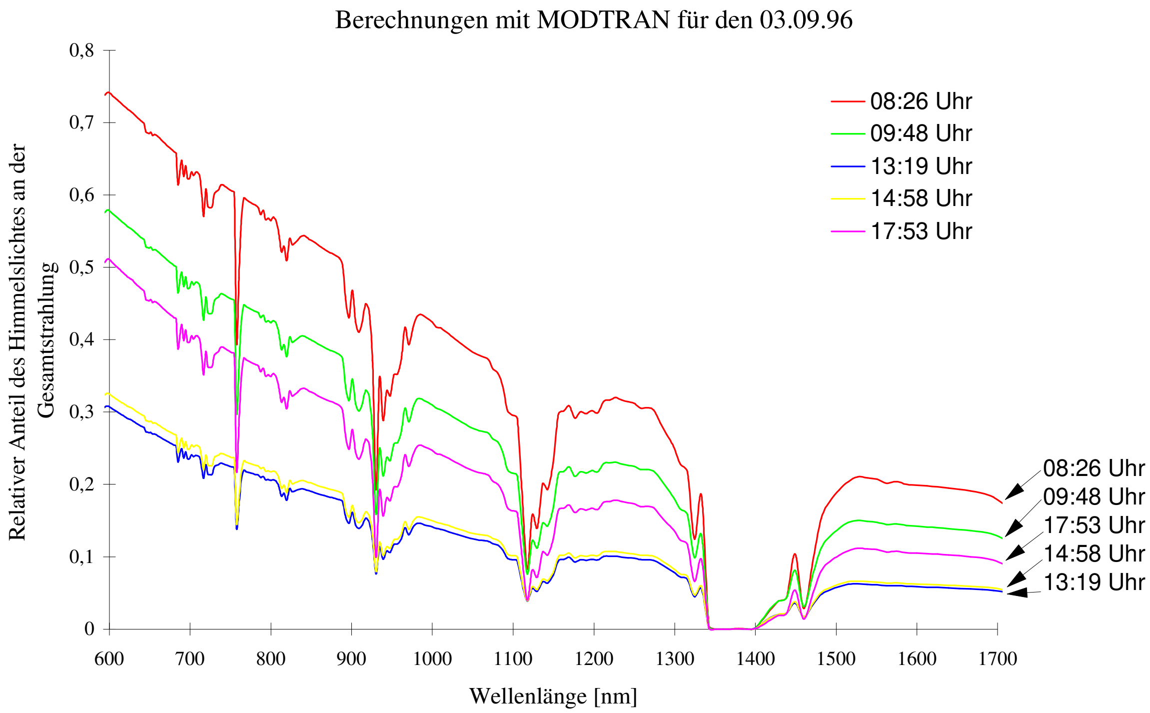


Abbildung 4.3: Mit MODTRAN simulierter Anteil des Himmelslichtes an der Gesamtstrahlung des Meßtages 03.09.96. Berücksichtigt wurden in der Simulation die Sonnenstände, die Sichtweiten sowie eine ländliche Aerosolkonzentration.

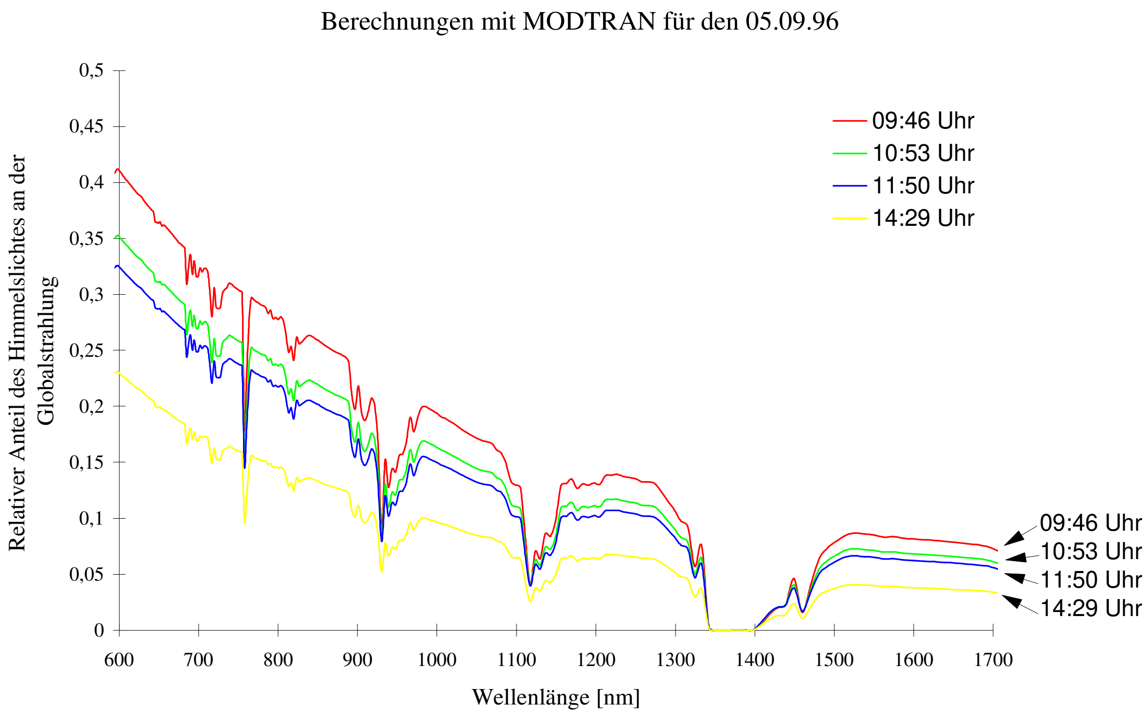


Abbildung 4.4: Mit MODTRAN simulierter Anteil des Himmelslichtes an der Gesamtstrahlung des Meßtages 05.09.96. Berücksichtigt wurden in der Simualtion die Sonnenstände, die Sichtweiten sowie eine ländliche Aerosolkonzentration.

4.2 Bestimmung der BRDF-Werte der Dachfläche und ihrer Fehler

Die BRDF-Werte lassen sich prinzipiell nach folgender Formel berechnen :

$$f_r(\theta_i,\phi_i,\theta_r,\phi_r) = \frac{\Delta L_r(\theta_i,\phi_i,\theta_r,\phi_r)}{\Delta E_i(\theta_i,\phi_i)} \qquad \textbf{(Gl. 4.1)}$$

Die darin angegebenen Größen lassen sich jedoch aufgrund der Versuchsbedingungen nicht direkt bestimmen. Um die direkt von der Sonne herrührende reflektierte Strahldichte ΔL_r zu bestimmen, werden zwei Messungen benötigt:

i) Eine Messung der reflektierten Strahldichte der von der Sonne bestrahlten Dachfläche (Gesamtlicht)
ii) Eine Messung der reflektierten Strahldichte der Dachfläche, wenn diese abgeschattet wird (Himmelslicht)

Bildet man die Differenz aus beiden Messungen, so fällt der Anteil des Himmelslichtes an der reflektierten Strahlung heraus und es verbleibt nur die direkt von der Sonne stammende Strahldichte. In Verbindung mit der über das Spectralon bestimmten einfallenden Strahlungsflußdichte ΔE_i (vgl. 3.1.3) kann ein BRDF-Wert f_r somit wie folgt bestimmt werden:

$$f_r = \frac{\Delta L_r}{\Delta E_i} = \frac{L_{Global}^{Dach} - L_{Himmel}^{Dach}}{\Delta E_i} \qquad \textbf{(Gl. 4.2)}$$

Hierbei bezeichnen L_{Global} = Strahldichte zusammengesetzt aus direktem Sonnenlicht und dem Himmelslicht
L_{Himmel} = Strahldichteanteil des Himmelslichtes
ΔE_i = Direkt einfallende Strahlungsflußdichte aus Sonnenrichtung

Aufgrund der Versuchsbedingungen treten weitere Schwierigkeiten auf. Es ist bei den einzelnen Dachflächenmessungen nicht möglich, kurz hintereinander sowohl eine Gesamtlicht- als auch eine Himmelslichtmessung durchzuführen. Zwar könnte man versuchen die jeweils relevanten Stellen der Dachfläche nach einer Gesamtlichtmessung 'von Hand' abzuschatten, dazu müßte man sich jedoch auf das Dach begeben, worauf wir u.a. aus Sicherheitsgründen verzichteten. Die dadurch fehlenden Ergebnisse der benötigten Himmelslichtmessungen habe ich mittels Interpolation gewonnen (vgl. 4.2.1.2).
Weiterhin ist es nicht möglich, parallel zur Dachmessung eine Spectralonmessung durchzuführen, da uns nur ein Spektrometer zur Verfügung steht. Die Messungen müssen daher nacheinander erfolgen. Allerdings vergehen dann, aufgrund des nötigen Umbauaufwandes (vgl. 3.1.4), zwischen zwei Dachmessungen etwa 20 Minuten.

4.2.1 Bestimmung der für die Berechnung der BRDF-Werte relevanten Größen

4.2.1.1 Bestimmung der Strahldichte L_{Global} und ihr Fehler

Die reflektierte Strahldichte L_{Global} ,welche sich aus direktem Sonnenlicht und dem Himmelslicht zusammensetzt, kann mit dem Spektrometer gemessen werden. Der dabei gemachte Fehler setzt sich aus einem statistischen und einem systematischen Anteil zusammen.
Direkt gemessen wird eine Zählrate c (counts), welche sich mittels der Kalibrationsmessungen in eine Strahldichte umrechnen läßt (vgl. 3.1.1.3.2):

$L = (c-b)*f_{Eich}$, wobei f_{Eich} : Eichfaktor
c : gemessene counts
b : background-counts

Dabei sind sowohl Background als auch Eichfaktor (beide aus Kalibrationsmessung) mit einem Fehler (σ_b bzw. $\sigma_{f_{Eich}}$) behaftet. Beide Fehler werden durch die Auswertesoftware ermittelt (3.1.1.3 ff.) und jeweils in eine eigene Datei geschrieben, können damit über das Fehlerfortpflanzungsgesetz eingerechnet werden:

$$\begin{aligned} \sigma^2 &= f_{Eich}^2 * \sigma_b^2 + (c-b)^2 * \sigma_{f_{Eich}}^2 \\ &= f_{Eich}^2 * \sigma_b^2 + \left(\frac{L}{f_{Eich}} \right)^2 * \sigma_{f_{Eich}}^2 \\ &= \sigma_{Dunkelstrom}^2 + \sigma_{Kalibration}^2 \end{aligned}$$

Pro Messung werden etwa zwanzig Spektren aufgenommen, deren Rauschen $\sigma_{Rauschen}$, durch den Detektor oder durch atmosphärische Änderungen verursacht, ebenfalls zu berücksichtigen ist. Dadurch bedingt, daß die Spiegelteleskope über den Tag hinweg nicht auf dem Zielpunkt belassen wurden (vgl. 3.2.2), kommt zusätzlich noch ein Fehler $\sigma_{Wechsel}$ hinzu. Dieser wird, wie in der Physik üblich, quadratisch addiert. Der Gesamtfehler σ_{LG} der Strahldichte L_{Global} ergibt sich damit zu :

$$\sigma_{LG}^2 = \sigma_{Wechsel}^2 + \sigma_{Rauschen}^2 + \sigma_{Dunkelstrom}^2 + \sigma_{Kalibration}^2 \qquad \textbf{(Gl. 4.3)}$$

Die Teilfehler tragen unterschiedlich stark zum Gesamtfehler σ_{Gesamt} bei, ihre relativen Anteile an der gemessenen Strahldichte sind in etwa von folgender Größe:

	$\sigma_{Wechsel}$ [%]	$\sigma_{Rauschen}$ [%]	$\sigma_{Dunkelstrom}$ [%]	$\sigma_{Kalibration}$ [%]	σ_{Gesamt} [%]
VIS-Einheit	1,0	0,9	0,4	1,5	2,1
NIR-Einheit	0,4	0,45	1,2	1,2	1,8

Tabelle 4.1: Größe der Teilfehler relativ zur gemessenen Strahldichte

4.2.1.2 Bestimmung der Strahldichte L_{Himmel} und ihr Fehler

Die Strahldichte L_{Himmel} konnte nicht für jeden Zeitpunkt gemessen werden (vgl. 3.2.3), weshalb ich die Spektren wie folgt interpolierte. Zu Beginn eines Meßtages (Zeitpunkt t_0) lagen fast alle Zielpunkte im Gebäudeschatten des Geomatikums und es konnten direkt ein bis zwei Messungen pro Zielpunkt bei Himmelslicht gewonnen werden.
Diese lege ich jeweils als charakteristisch für alle Meßzeitpunkte fest. Damit jedoch die in (4.1) erwähnten Änderungen des Himmelslichtes berücksichtigt werden, multiplizierte ich die Spektren mit dem durch lineare Interpolation gewonnenen Verhältnis der zugehörigen Spectralonmessungen:

$$L_{Himmel\_Dach}(t) = \frac{L_{Himmel\_Dach}(t_0) * L_{Himmel\_Spectralon}(t)}{L_{Himmel\_Spektralon}(t_0)} \qquad \textbf{(Gl. 4.4)}$$

Der hierbei gemachte Fehler ist nur noch abschätzbar. Dazu bediente ich mich der Zielpunkte, bei welchen ich zwei Himmelslichtmessungen mit möglichst großem zeitlichen Abstand gewinnen konnte (Zielpunkte T35,T4 und T5). Die jeweiligen beiden Messungen zu den Zeitpunkten t_{1x} und t_{2x} liegen etwa 1,2 Std. auseinander. Die Messung t_{1x} habe ich als charakteristisch angenommen und nach (Gl. 4.4) auf den Zeitpunkt t_{2x} interpoliert. Der Vergleich von gemessenem und interpoliertem Spektrum brachte folgendes Ergebnis:

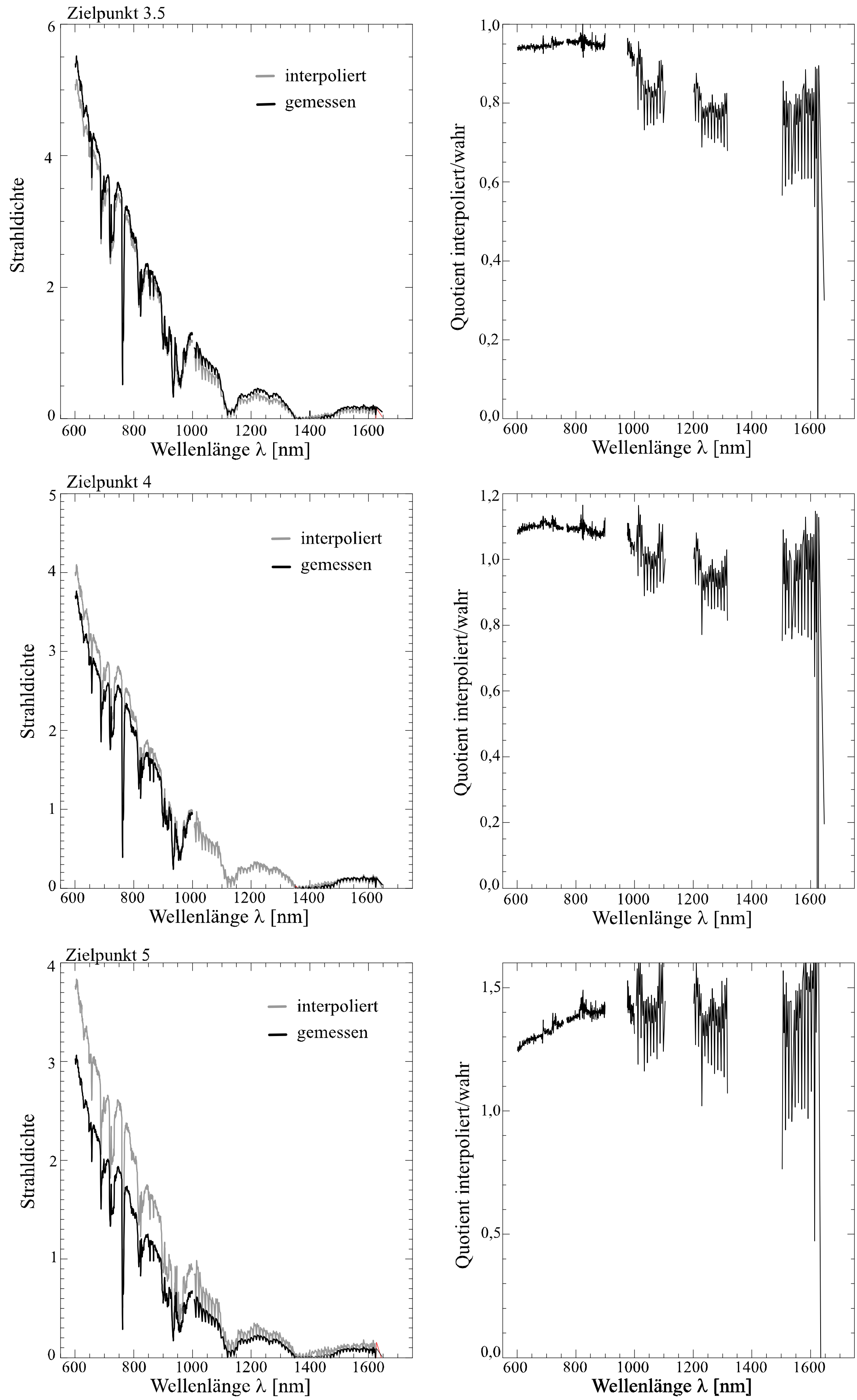


Abbildung 4.5: Interpolationsfehler der Himmelslichtmessungen

Mit den erhaltenen Ergebnissen ergibt sich ein mittlerer Fehler für die Messungen der Strahldichte bei Himmelslicht L_{Himmel} von 18,27 %, welcher bei der Berechnung der BRDF-Werte zugrunde gelegt wurde.

4.2.1.3 Bestimmung der einfallenden Strahlungsflußdichte ΔE_i und ihr Fehler

Die einfallende Strahlungsflußdichte ΔE_i zu einem beliebigen Zeitpunkt t wird mit Hilfe der durchgeführten Spectralonmessungen gewonnen.
Zunächst wird aus den vor und nach dem Zeitpunkt t gemessen Spectralonstrahldichten ($L^{Spec}_{Global}(t_0)\ L^{Spec}_{Himmel}(t_0)$, $L^{Spec}_{Global}(t_1)\ und\ L^{Spec}_{Himmel}(t_1)$, $t_0 < t < t_1$) nach (Gl. 3.3) auf Seite 25 die direkt von der Sonne herrührenden einfallenden Strahlungsflußdichten $\Delta E_i^{Spec}(t_0)$ und $\Delta E_i^{Spec}(t_1)$ bestimmt. Diese werden anschließend mittels der Pyranometerdaten interpoliert. Eine lineare Interpolation zwischen diesen Größen auf den Zeitpunkt t und anschließende Multiplikation mit dem Pyranometerwert des Zeitpunktes t liefert mir dann die einfallende Strahlungsflußdichte $\Delta E_i^{Spec}(t)$:

$$\Delta E_i^{Spec}(t) = \left[\frac{\Delta E_i^{Spec}(t_1)/U_{Pyr}(t_1) - \Delta E_i^{Spec}(t_o)/U_{Pyr}(t_o)}{t_1 - t_0} * (t - t_0) + \frac{\Delta E_i^{Spec}(t_o)}{U_{Pyr}(t_o)} \right] * U_{Pyr}(t)$$

Die so bestimmte direkt einfallende Strahlungsflußdichte sollte sich im Idealfall proportional zum Kosinus des Sonnenzenitwinkels (aus Computerprogramm, vgl. 3.1.5.1) verhalten. Genauer gesagt, proportional zum Sonnenzenitwinkel bezüglich der Flächennormalen des Spectralons, welches während der Messung in der Horizontalen lag. Zur Berechnung von BRDF-Werten der Dachflächen wird jedoch die einfallende Strahlungsflußdichte in Abhängigkeit vom Zenitwinkel relativ zur Flächennormalen des Daches benötigt, zu welcher man durch folgende Umformung gelangt :

$$\Delta E_I = \frac{\Delta E_i^{Spec}}{\cos\left(\theta^{Spec}_{Sonne}\right)} * \cos\left(\theta^{Dach}_{Sonne}\right) \qquad \textbf{(Gl. 4.5)}$$

Die Größe des Fehlers bei der Bestimmung von ΔE_i läßt sich aufgrund der gemachten Interpolation nur abschätzen. Ich ging davon aus, daß die direkt von der Sonne herrührende einfallende Strahlungsflußdichte ΔE_i in guter Näherung proportional zum Kosinus des Sonnenzenitwinkels ist. Dessen Verlauf bestimmte ich aus den nach (Gl. 3.3) umgerechneten Spectralonmessungen mittels kleinster quadratischer Anpassung. Die relativen Abweichungen der auf diesen Verlauf skalierten Pyranometerspannungen ergaben in den von mir betrachteten Wellenlängenbereichen eine mittlere quadratische Abweichung von 9,2 %.

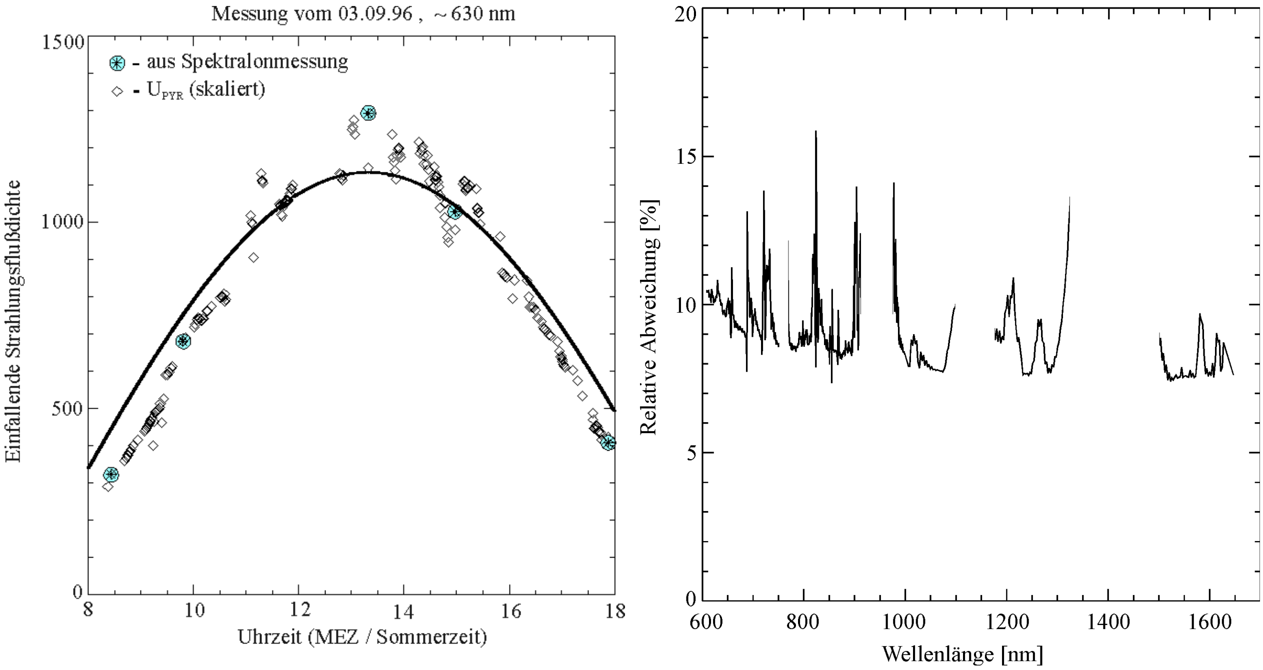


Abbildung 4.6: Zur Fehlerbestimmung der einfallenden Strahlungsflußdichte
Die linke Abbildung zeigt die aus den Spectralonmessungen bestimmten einfallenden Strahlungsflußdichten (Stern mit Kreis), den daran angepaßten Kosinus-Verlauf und die abschnittsweise anskalierten Pyranometerspannungen. Die rechte Abbildung gibt die spektrale Abweichung der anskalierten Pyranometerspannungen vom Kosinus-Verlauf an.

Die Skalierung erfolgte bei der Berechnung der Abweichung nicht für alle Pyranometerspannungen gemeinsam, sondern abschnittsweise. Alle zeitlich zwischen den aus zwei aufeinanderfolgenden Spectralonmessungen gewonnenen Strahlungsflußdichten $\Delta E_i^{Spec}(t_0)$ und $\Delta E_i^{Spec}(t_1)$, $t_0 < t_1$ liegenden Pyranometerspannungen wurden auf $\Delta E_i^{Spec}(t_0)$ skaliert.
Betrachtet man den Verlauf der anskalierten Pyranometerspannungen, so ist die Abhängigkeit vom Kosinus des Sonnenzenitwinkels deutlich zu erkennen. Es fällt allerdings auf, daß der Verlauf nicht symmetrisch zum höchsten Sonnenstand (~ 13 Uhr MEZS) ist. Die Messungen des Vormittags liegen relativ zu denen des Nachmittags zu niedrig. Die Ursache liegt in den an diesem Tag herrschenden Sichtweiteverhältnissen. Die Sichtweite lag am Vormittag bei etwa 15 km, stieg zur Mittagszeit auf 25 km an und hielt sich bis in die Abendstunden [private Mitteilung des Deutschen Wetterdienstes]. Bei gleichem Sonnenzenitwinkel gelangte also am Vormittag weniger Strahlung zum Erdboden als am Nachmittag.

4.2.2 Einschränkungen bei der Berechnung der BRDF-Werte des Meßtages 05.09.96

Bedingt durch die Wetterlage entschied sich erst am späten Morgen des 05.09.96, daß mir das OVID für Messungen an diesem Tag zur Verfügung steht. Nach Abschluß der zur Messung nötigen Vorarbeiten (Kalibrationsmessung und Aufbau) wurden die Dachflächen bereits von der Sonne beschienen, so daß keine Himmelslichtmessungen gewonnen werden konnten. Weiterhin zog am frühen Abend schlagartig Bewölkung auf, wodurch keine brauchbare Spectralonmessung zum Ende des Meßtages gewonnen werden konnte. Aufgrund der guten Wetterverhältnisse während der Messung sollten die Messungen jedoch qualitativ dargestellt werden.

Die Berechnung der BRDF-Werte für diesen Meßtag erfolgte daher ohne Korrektur des Himmelslichtes, was aufgrund des geringen Anteils des Himmelslichtes (vgl. Abbildung 4.2) nicht so stark ins Gewicht fällt. Er beträgt lediglich etwa 1/3 des Anteils des 03.09.96 und liegt vom Betrag her unterhalb 10% der Gesamtstrahlung. Die Berechnung erfolgte analog (Gl. 4.1):

$$f_r = \frac{\Delta L_r}{\Delta E_i} \approx \frac{L_{Gesamtlicht}}{E_{Gesamtlicht}} \qquad \textbf{(Gl. 4.6)}$$

Die Fehlergröße dieser Mitberücksichtigung des Himmelslichtes in der Strahldichte habe ich gleich dem maximalen Anteil des Himmelslichtes am Gesamtlicht gesetzt, welchen ich aus den Spectralonmessungen zu 9 % bestimmte (vgl. Abbildung 4.2). Aufgrund der fehlenden Abschlußmessung des Spectralons und des gleichmäßig verlaufenden spektralen Anteils an Himmelslicht (vgl. Abbildung 4.2), bestimmte ich die direkt einfallende Strahlungsflußdichte aus dem Mittel der durch Pyranometer normierten Spectralonmessungen in Verbindung mit der Pyranometerspannung zum jeweiligen Meßzeitpunkt. Den Fehler bei der Bestimmung der einfallenden Strahlungsflußdichte lege ich ebenfalls gleich dem Anteil des Himmelslichtes an der Globalstrahlung fest .

4.2.3 Darstellung der berechneten BRDF-Werte

Für einen qualitativen Eindruck der BRDF-Verteilung werden im folgenden die Ergebnisse der Berechnung nach (4.2 ff.) graphisch dargestellt. Neben zweidimensionalen Darstellungen werden zur besseren Anschauung auch 3D-Graphiken verwendet, deren Aufbau zunächst erläutert wird:

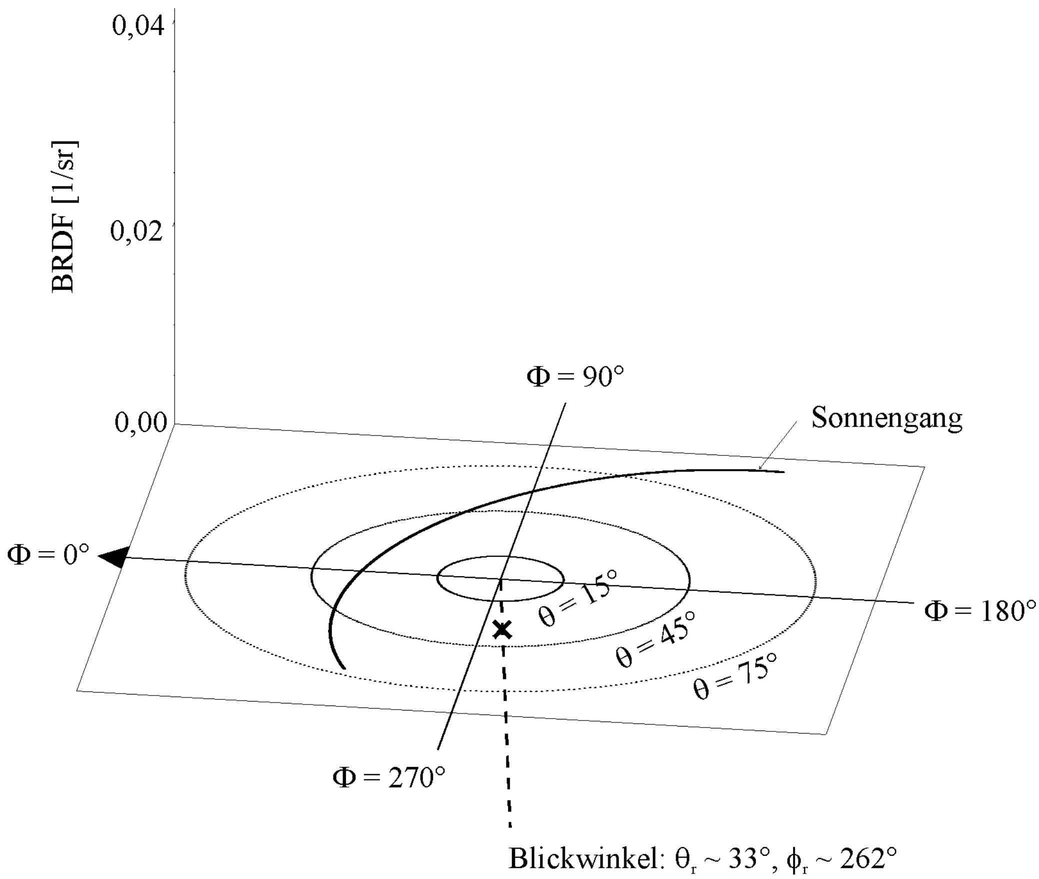


Abbildung 4.7: Beschreibung der dreidimensionalen Abbildungen (Beispiel)

Bei dieser Darstellungsart handelt es sich um eine dreidimensionale Polardarstellung. Im Mittelpunkt der XY-Ebene ist der Zenitwinkel $\theta = 0°$, mit zunehmendem Abstand vom Mittelpunkt wächst er an. Die Kreise stellen Koordinaten mit konstantem Zenitwinkel dar. Der Azimutwinkel ϕ steigt im Uhrzeigersinn kontinuierlich an, er ist entlang einer auf den Mittelpunkt zulaufenden Geraden konstant. In der dritten Dimension (Z-Achse) wird der BRDF-Wert aufgetragen (in dieser Graphik nicht abgebildet). Die Variablen in der Darstellung sind die den Sonnengang beschreibenden Winkel, die Darstellung gilt also für einen festen Beobachtungswinkel (die Beobachtungswinkel sind im Bezugssystem "Dachfläche" angegeben). Für den jeweiligen Zielpunkt ist die Darstellung um den Azimut des Beobachtungswinkel gedreht, d.h. in allen Darstellungen fällt die Beobachtungsrichtung im Azimut mit der Blickrichtung des Betrachters auf das Blatt zusammen (zusätzlich durch die gestrichelte Linie gekennzeichnet). Hierdurch sind Spiegel- und Rückstreurichtung leicht zu identifizieren. Weiterhin verläuft der Sonnengang so größtenteils in der linken Hälfte der Darstellung (für alle Zielpunkte). Wenn also nur der grobe Verlauf des Sonnenganges von Interesse ist, muß dieser nicht unbedingt in gleichartige Graphiken eingezeichnet werden (in Kapitel 4.4 wurde darauf verzichtet).
Die Vorzugsrichtung der Dachfläche (vgl. 3.1.6) ist durch die Drehung innerhalb der Darstellung unterschiedlich orientiert (relativ zum Betrachter). Sie ist zum einen durch eine Markierung am Rand der XY-Ebene gekennzeichnet (vgl. Pfeil bei $\phi_i = 0°$ in Abbildung 4.7), zum anderen wird der Blick relativ zur Wellung zusätzlich durch eine simulierte 3D-Oberfläche unterhalb der Darstellung veranschaulicht, siehe z.B. Abbildung 4.8.
In der dreidimensionalen Darstellung läßt sich der Betrag eines einzelnen BRDF-Wertes nur schwer erkennen. Auch mußte der Übersicht halber auf die Darstellung des Fehlers verzichtet werden. Daher wird zusätzlich noch eine zweidimensionale Graphik gegeben. In dieser sind die BRDF-Werte mit zugehörigem Fehler gegen den relativen Azimutwinkel ν zwischen Beobachtungsrichtung ϕ_r und Einstrahlrichtung ϕ_i aufgetragen. Die Darstellung von ν wurde gewählt, da dieser Parameter zum einen in einigen Modellen (z.B. Walthall, Meister) verwendet wird, zum anderen lassen sich Rückstreurichtung ($\nu = 0°$) und Streuung in Vorwärtsrichtung ($\nu = 180°$) wieder leicht identifizieren und damit wesentliche Effekte, die untersucht werden sollen. Zu beachten bei dieser Darstellung ist die Beschriftung der X-Achse, insbesondere bei Zielpunkt 2 (vgl. Abbildung 4.11). Der Relativwinkel ν steigt zunächst bis $\nu = 180°$ an und fällt anschließend wieder ab ($\nu \in [0,180]$). Bedingt durch den Sonnengang (und die Dachneigung) konnten BRDF-Werte zwar mit gleichem Relativwinkel ν gemessen werden, jedoch unterscheiden sie sich im Zenitwinkel, unter welchem die Sonne die Zielfläche beleuchtet. Die Verteilung der BRDF-Werte muß demzufolge nicht symmetrisch zur $\nu = 180°$-Richtung verlaufen (selbst wenn die Zielfläche rotationssymetrisch wäre, was in unserem Fall wegen der Wellung auszuschließen ist). An diesen Umstand sollte man immer denken, insbesondere bei der späteren Darstellung von Modellierungen (4.3.2 ff.).

Die folgenden Graphiken zeigen die berechneten BRDF-Werte des Meßtages 03.09.96, gemittelt über das Wellenlängenintervall von 1536 bis 1547 nm. Die BRDF-Werte des 05.09.96 wurden der Übersichtlichkeit halber nicht mit dargestellt. Zur Übereinstimmung der Werte der beiden Meßtage siehe 4.2.4 .
Zu erkennen ist, daß die BRDF-Werte über den Tag hinweg unterschiedlich stark schwanken, je nach Beobachtungsrichtung. Kann man unter den Beobachtungswinkeln der Zielpunkte 2 und 6 noch von einem annähernd Lambertschen Verhalten sprechen (vgl. Abbildung 4.11 und Abbildung 4.25), so zeigen die gemessenen BRDF-Werte unter den übrigen Beobachtungswinkeln ein davon z.T. stark abweichendes Verhalten. Insbesondere der Verlauf der BRDF-Werte der Zielpunkte 3.1, 3.2 und 3.3 (Abbildung 4.12 bis Abbildung 4.17) steigt deutlich an,

je mehr sich die Einstrahlrichtung der Sonne der Spiegelungsrichtung nähert. Weit weniger stark ausgeprägt findet sich dieses Verhalten auch unter den Beobachtungswinkeln der Zielpunkte 1 und 3.5.
Für die Zielpunkte 4 und 5 läßt sich über das Verhalten in Spiegelrichtung keine Aussage treffen, da bedingt durch die Beobachtungsrichtung und des Sonnenganges keine Messungen für eine Einstrahlung aus der Vorwärtsrichtung gewonnen werden konnten. Für diese wurden, im Gegensatz zu den übrigen Zielpunkten, eher Messungen für die Einstrahlung in Rückstreurichtung gewonnen. Unter beiden Beobachtungswinkeln der Zielpunkte 4 und 5 läßt sich eine erhöhte Streuung in Rückwärtsrichtung erkennen, insbesondere bei Zielpunkt 4 ist der BRDF-Wert in Rückstreurichtung ($\nu \rightarrow 0$) etwa zwei bis dreimal so groß wie die BRDF-Werte mit einem Relativwinkel ν zwischen 70° und 120° (vgl. Abbildung 4.20 und Abbildung 4.21). Die Streuung der BRDF-Werte reltiv zum Mittelwert liegt bei 26%, die maximalen relativen Schwankungen bezogen auf den Mittelwert aller BRDF-Werte liegen bei - 62,7% bzw. +69,2%.

Bei Zielpunkt 1 liegt der bei dem Relativwinkel ν ~ 34 Grad gemessene BRDF-Wert deutlich niedriger als die übrigen BRDF-Werte desselben Zielpunktes (Abbildung 4.9). Dieser Meßwert wird in den weiteren Auswertungen nicht berücksichtigt, da wir sein Zustandekommen in einem nicht genau erklärbaren Meßfehler sehen. Gestützt wird diese Annahme auch durch die Meßergebnisse des Meßtages 05.09.96 (vgl. Abbildung 4.27), da starke Änderungen der BRDF über einen kleinen Relativwinkel hinweg nicht zu erwarten sind. Der Verlust eines tatsächlichen Meßeffektes ist auszuschließen.

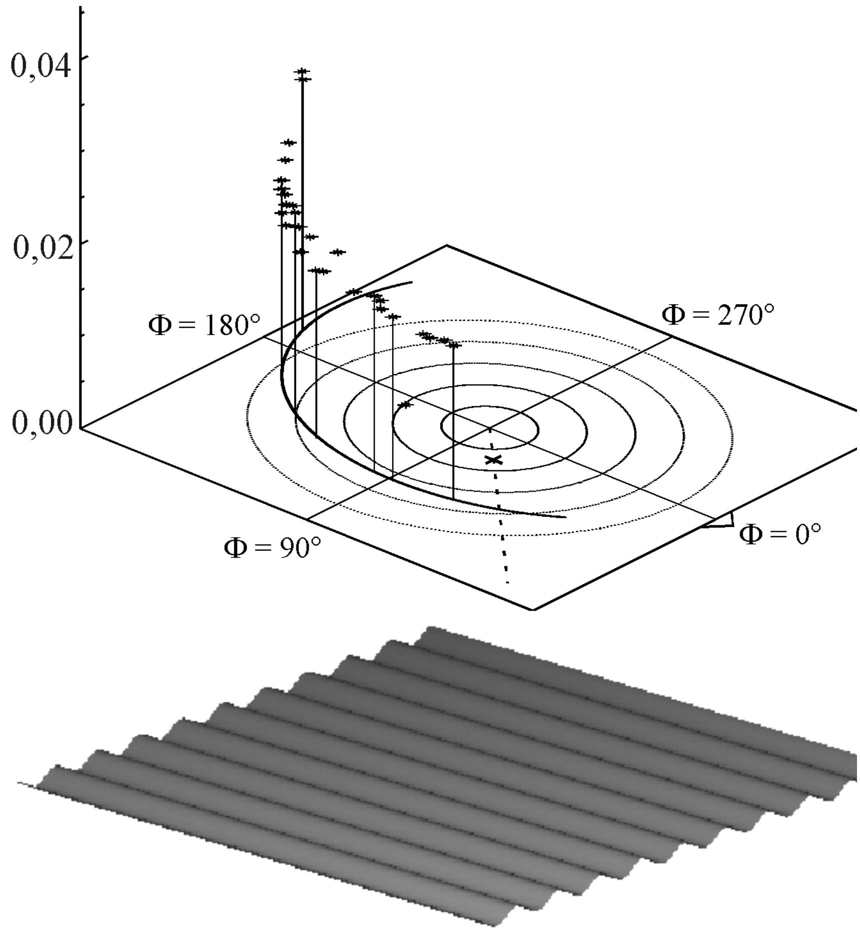


Abbildung 4.8 : Gemessene BRDF-Werte des Zielpunktes 1 vom 3.9.96 (langwelliges Mittel)

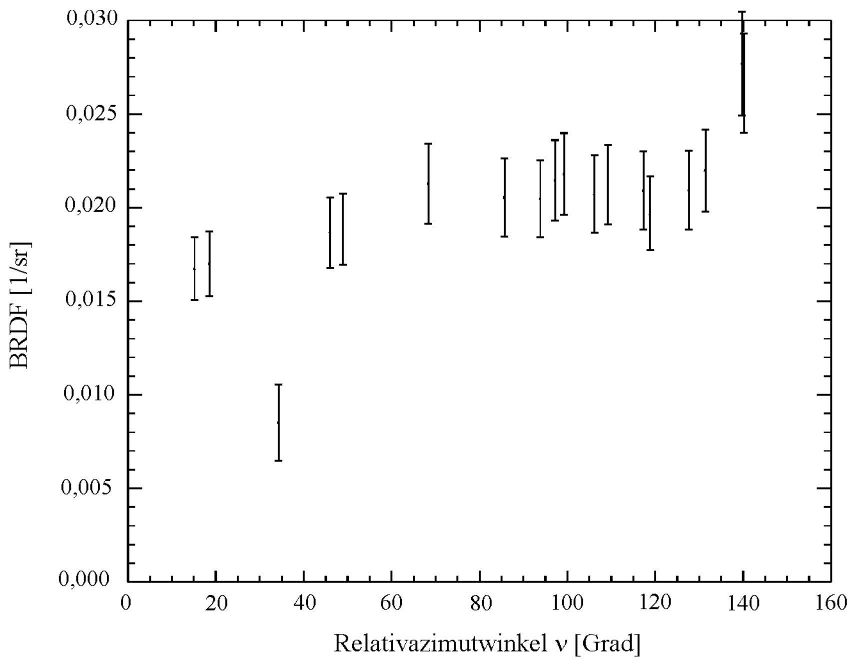


Abbildung 4.9: Gemessene BRDF-Werte des Zielpunktes 1 vom 3.9.96 (Beachte: θ_i ist nicht konstant)

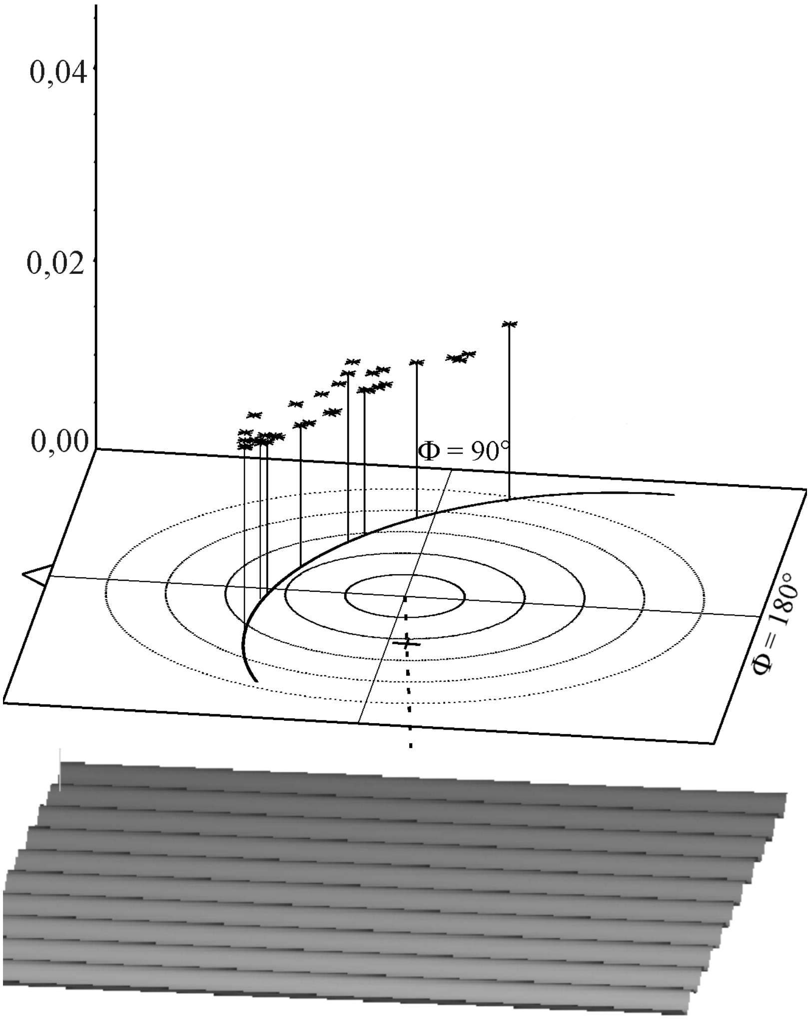


Abbildung 4.10 : Gemessene BRDF-Werte des Zielpunktes 2 vom 3.9.96 (langwelliges Mittel)

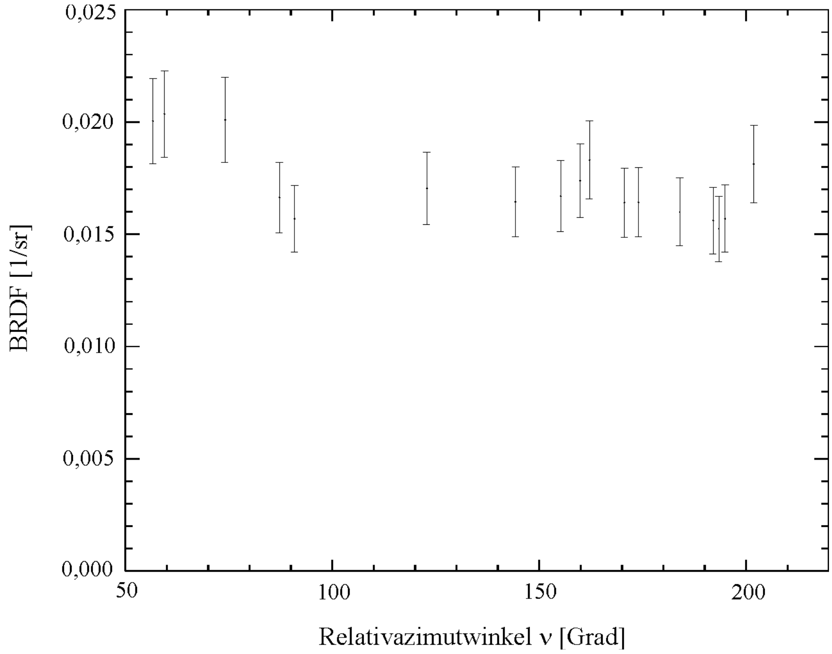


Abbildung 4.11: Gemessene BRDF-Werte des Zielpunktes 2 vom 3.9.96 (Beachte: θ_i ist nicht konstant)

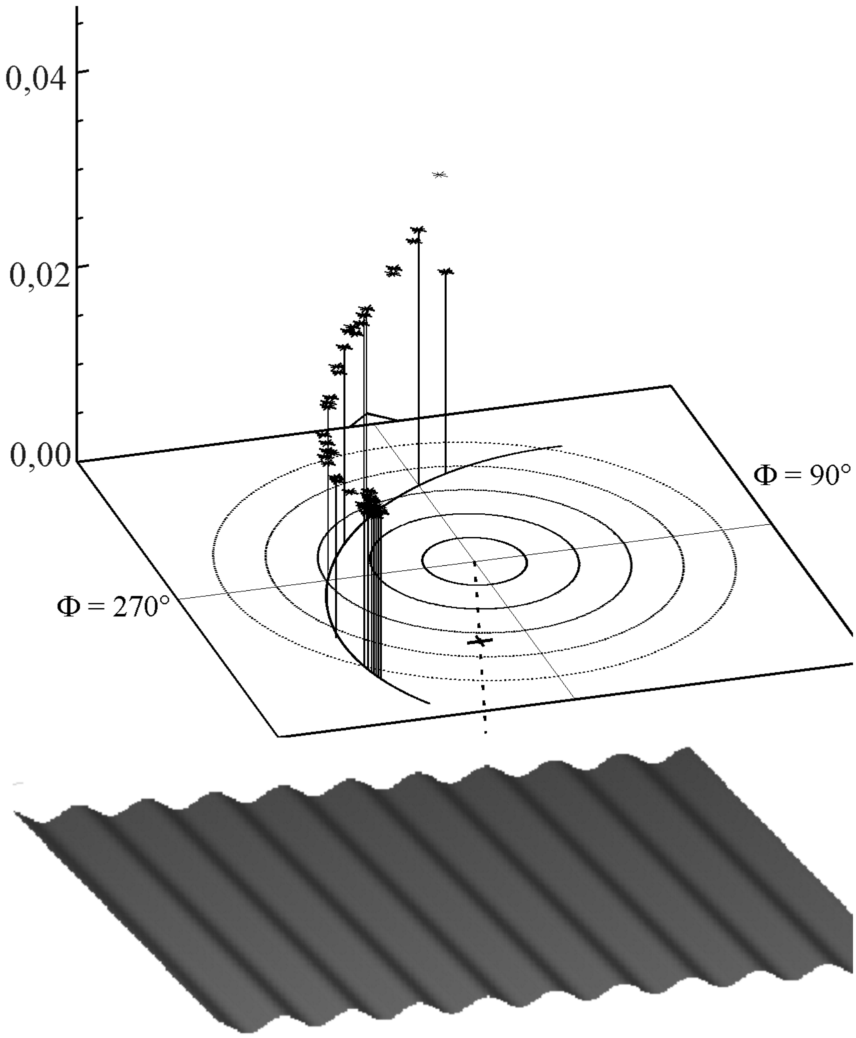


Abbildung 4.12 : Gemessene BRDF-Werte des Zielpunktes 3.1 vom 3.9.96 (langwelliges Mittel)

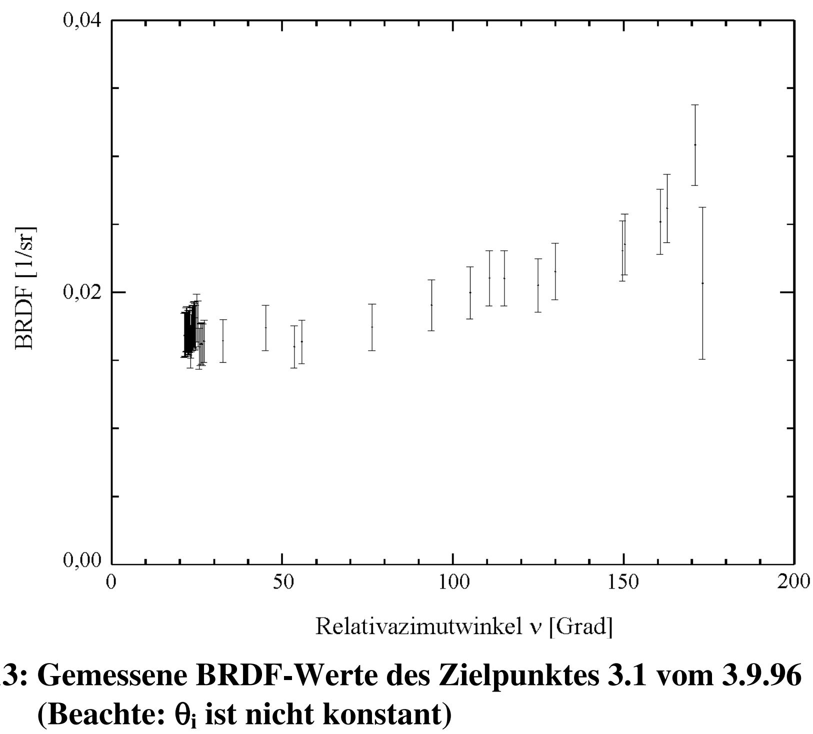


Abbildung 4.13: Gemessene BRDF-Werte des Zielpunktes 3.1 vom 3.9.96 (Beachte: θ_i ist nicht konstant)

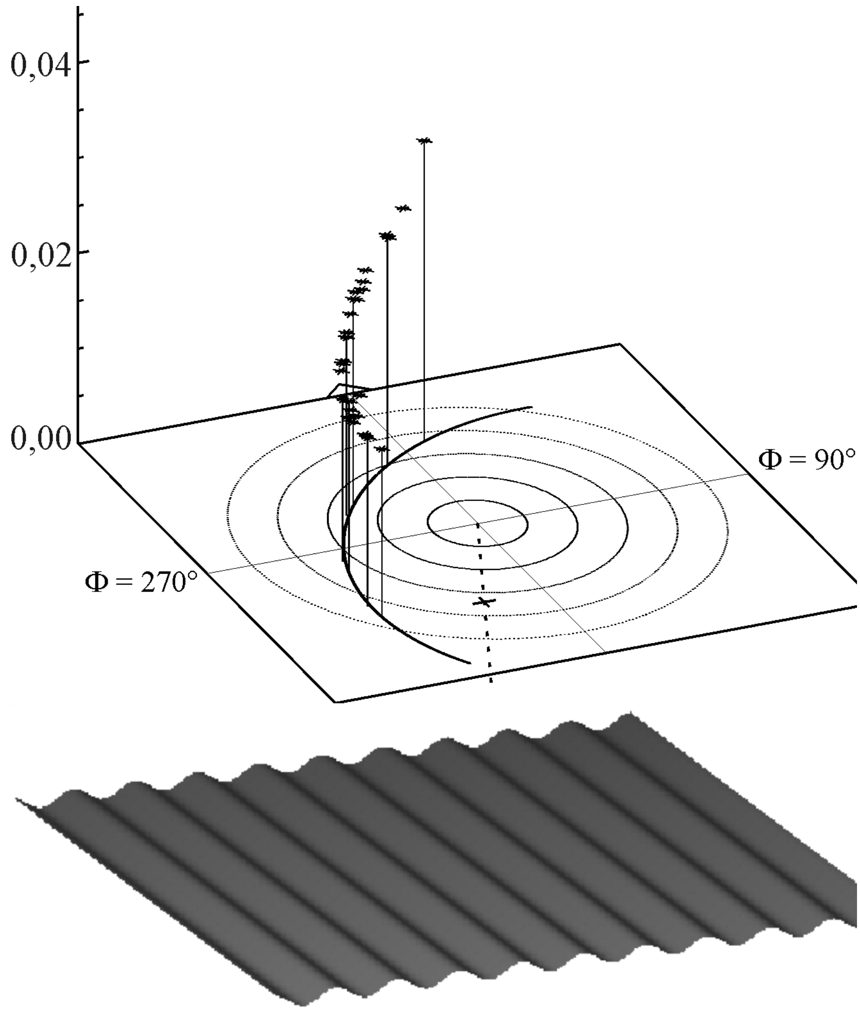


Abbildung 4.14 : Gemessene BRDF-Werte des Zielpunktes 3.2 vom 3.9.96 (langwelliges Mittel)

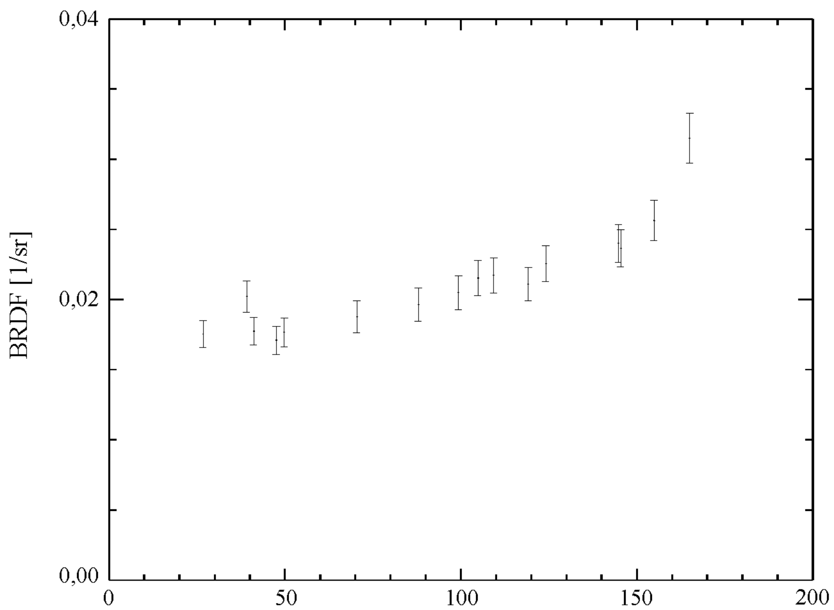


Abbildung 4.15: Gemessene BRDF-Werte des Zielpunktes 3.2 (Beachte: θ_i ist nicht konstant)

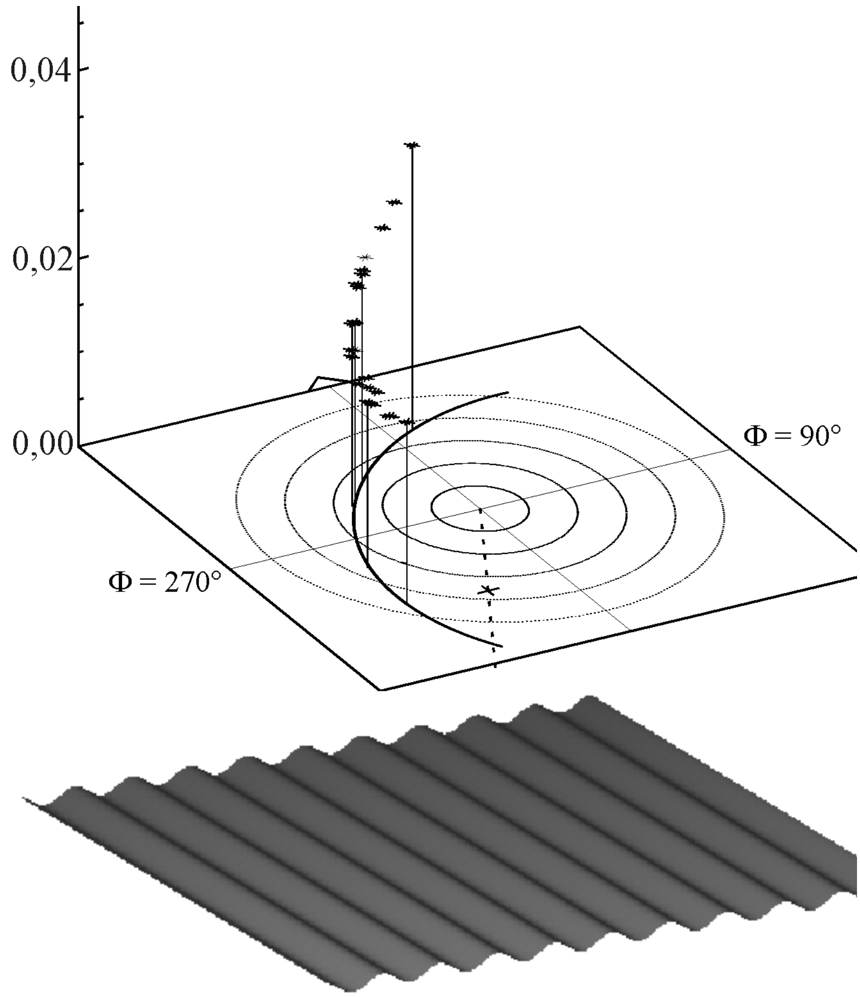


Abbildung 4.16 : Gemessene BRDF-Werte des Zielpunktes 3.3 vom 3.9.96 (langwelliges Mittel)

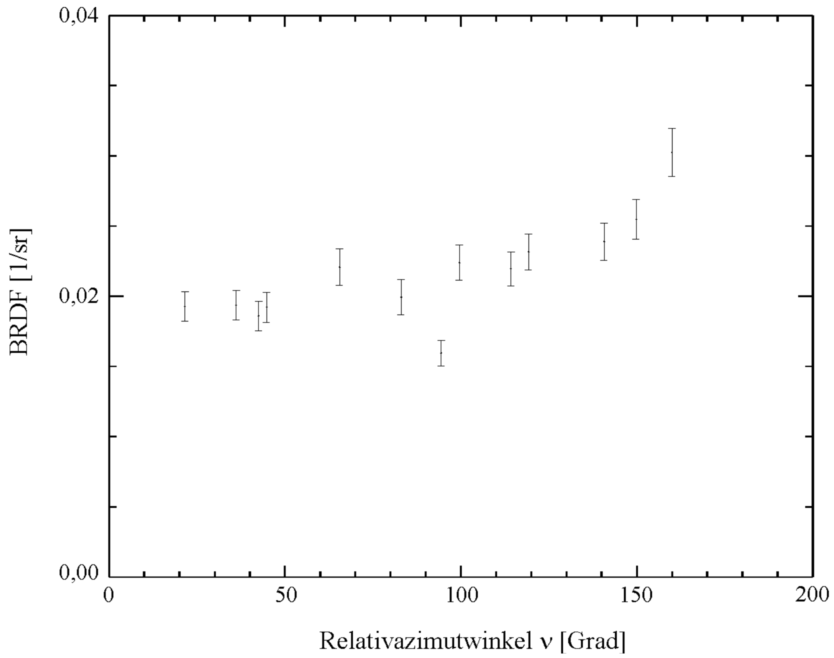


Abbildung 4.17: Gemessene BRDF-Werte des Zielpunktes 3.3 vom 3.9.96 (Beachte: θ_i ist nicht konstant)

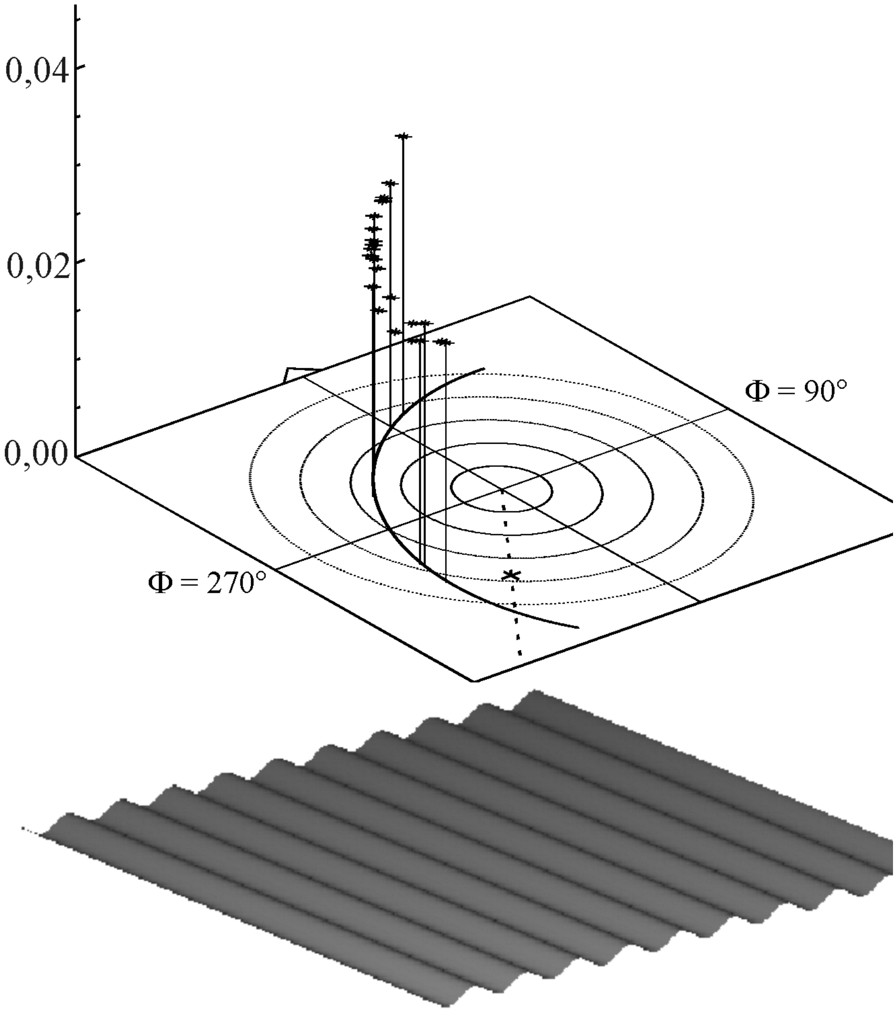


Abbildung 4.18 : Gemessene BRDF-Werte des Zielpunktes 3.5 vom 3.9.96 (langwelliges Mittel)

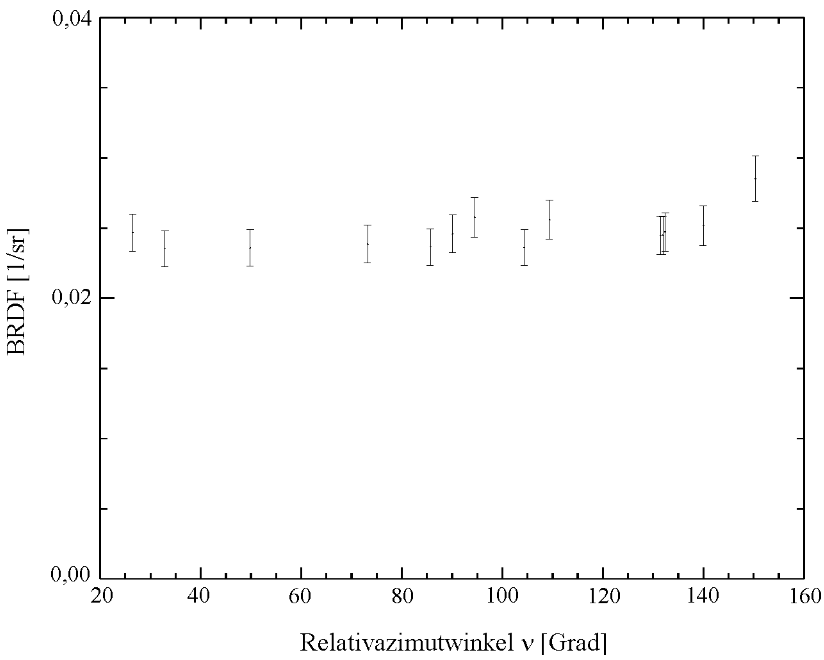


Abbildung 4.19: Gemessene BRDF-Werte des Zielpunktes 3.5 vom 3.9.96 (Beachte: θ_i ist nicht konstant)

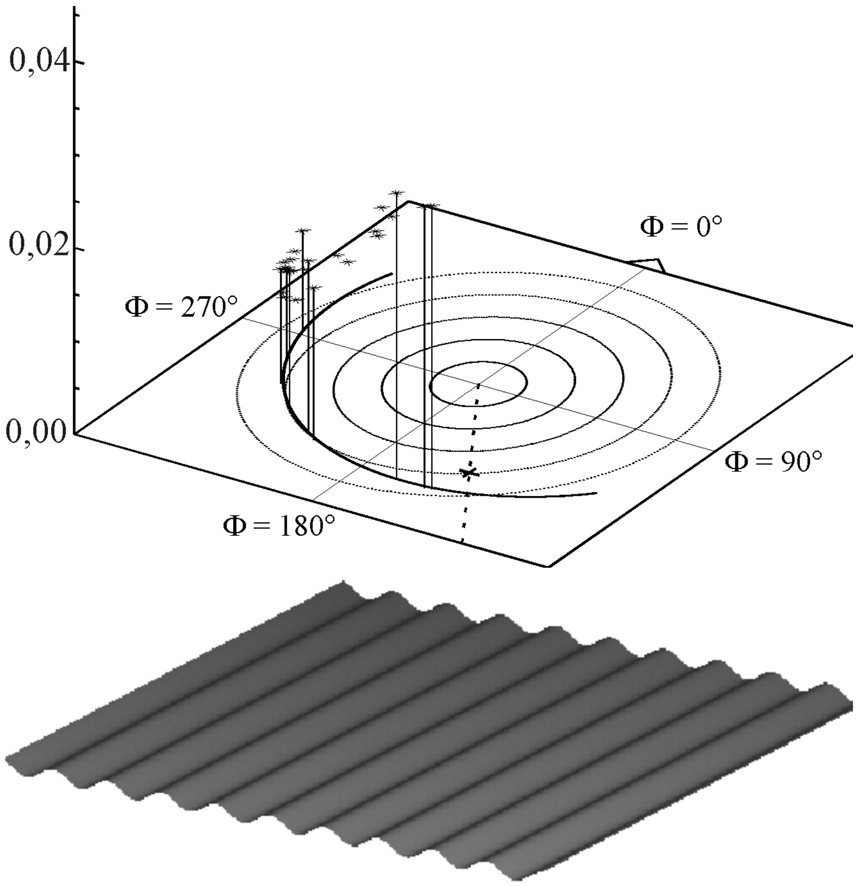


Abbildung 4.20 : Gemessene BRDF-Werte des Zielpunktes 4 vom 3.9.96 (langwelliges Mittel)

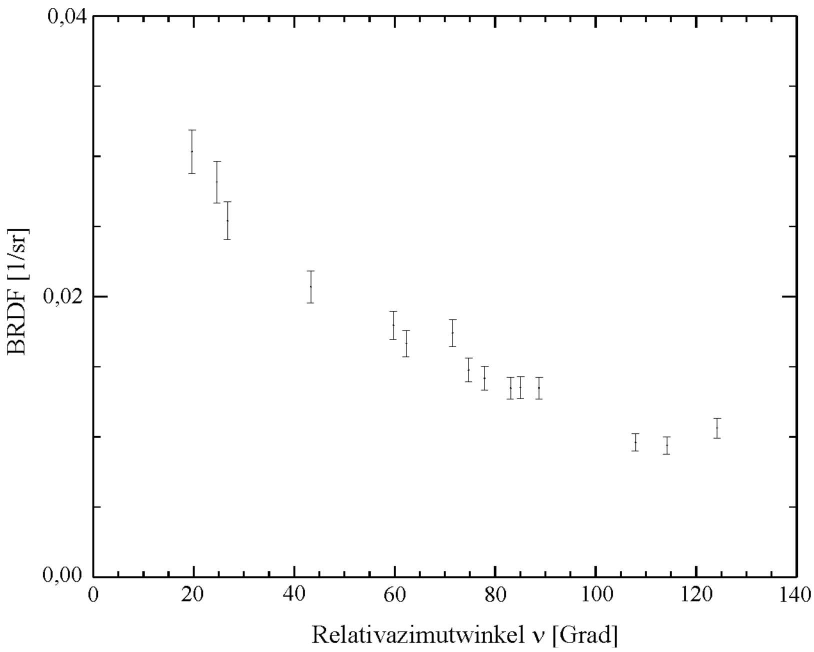


Abbildung 4.21: Gemessene BRDF-Werte des Zielpunktes 4 vom 3.9.96 (Beachte: θ_i ist nicht konstant)

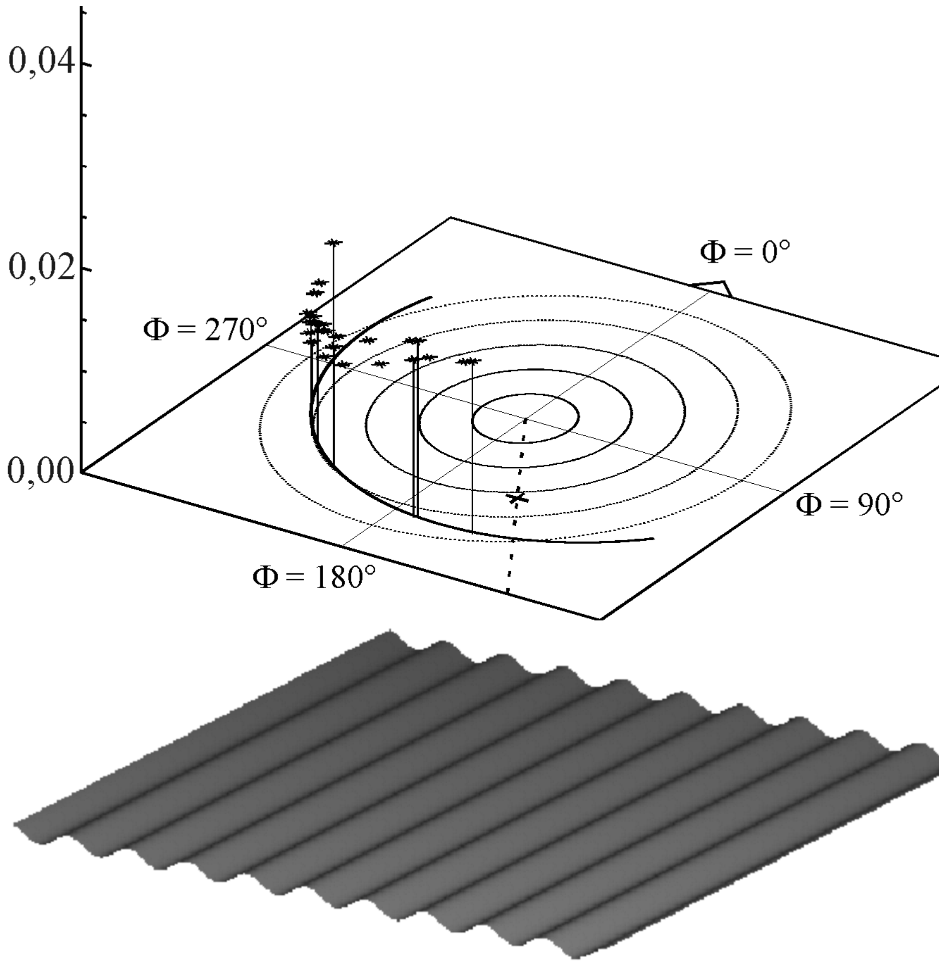


Abbildung 4.22 : Gemessene BRDF-Werte des Zielpunktes 5 vom 3.9.96 (langwelliges Mittel)

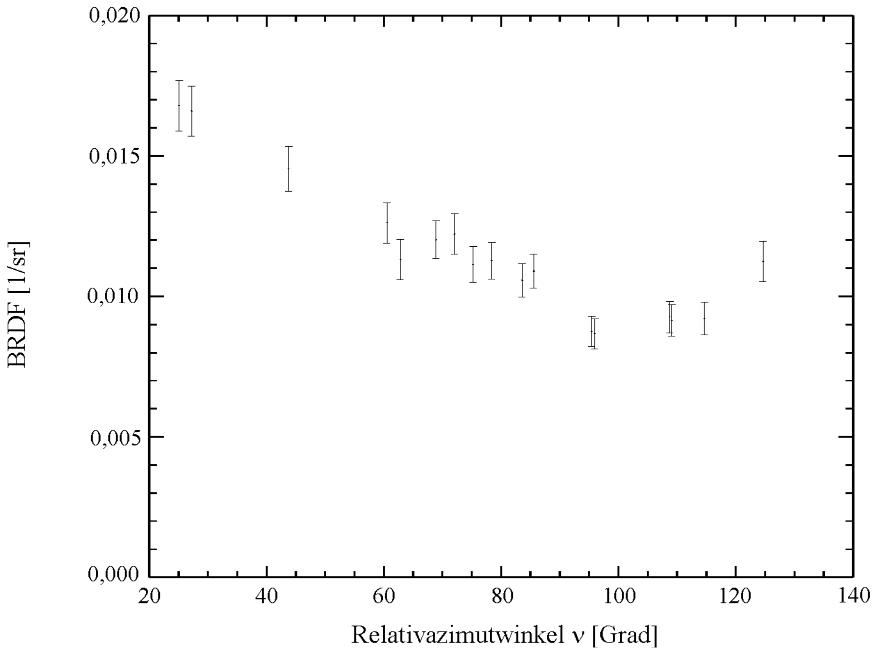


Abbildung 4.23: Gemessene BRDF-Werte des Zielpunktes 5 vom 3.9.96 (Beachte: θ_i ist nicht konstant)

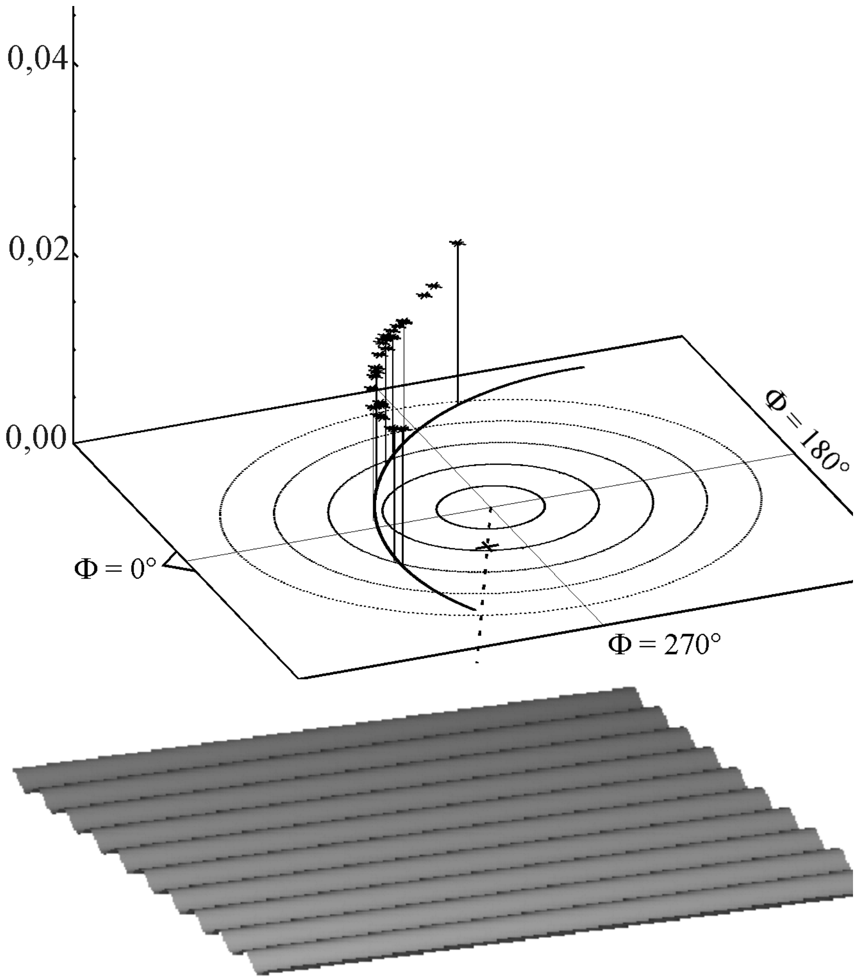


Abbildung 4.24 : Gemessene BRDF-Werte des Zielpunktes 6 vom 3.9.96 (langwelliges Mittel)

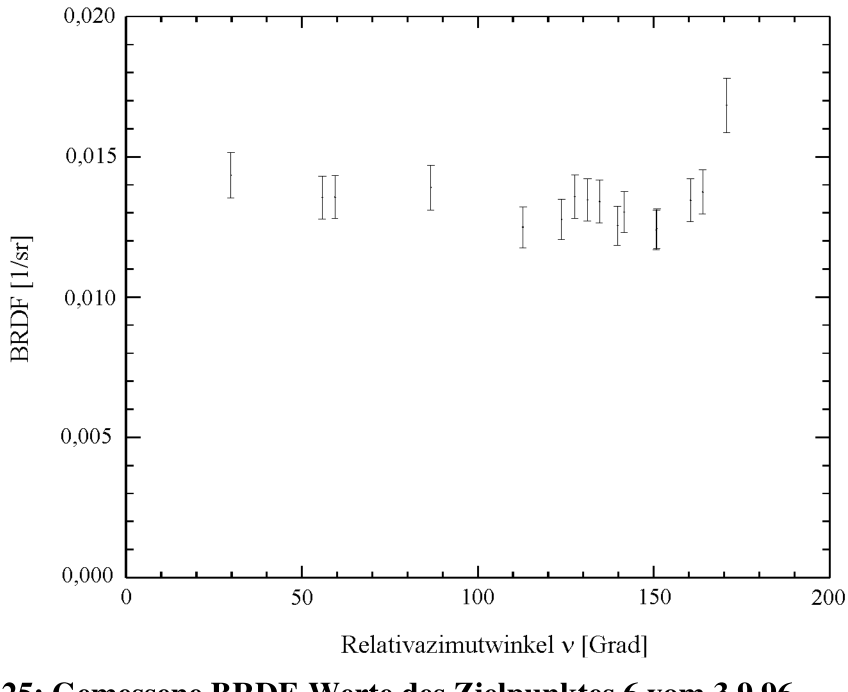


Abbildung 4.25: Gemessene BRDF-Werte des Zielpunktes 6 vom 3.9.96 (Beachte: θ_i ist nicht konstant)

Der jeweilige relative Verlauf der BRDF-Werte zeigt sich über das gesamte gemessene Spektrum, der deutliche “Spiegelungs-Peak“ der Zielpunkte 3.1, 3.2 und 3.3 ist aber zu kleinen Wellenlängen hin weniger stark ausgeprägt. Zur Illustration dieser Wellenlängenabhängigkeit dient die folgende Abbildung 4.26. Gegen die Wellenlänge aufgetragen ist der Quotient von einem BRDF-Wert bei annähernder Vorwärtsstreuung (Einstrahlwinkel θ_{SP} und ϕ_{SP}) und einem BRDF-Wert mit möglichst gleichem Sonnenzenitwinkel θ_{NSP} ($\approx \theta_{SP}$), aber unterschiedlichem Azimutwinkel ϕ_{NSP} ($\neq \phi_{SP}$) [alle Winkel im Bezugssystem Dachfläche]. Die Stärke der Abweichung von der Spiegelrichtung wird durch den Winkel ψ angegeben, d.h. ψ gibt den Winkel zwischen der Einstrahlrichtung der Sonne und der geometrisch erwarteten Spiegelrichtung ($\theta = \theta_{Beobachter}$, $\phi = \phi_{Beobachter} + 180°$) an (nur für BRDF-Wert im Zähler).

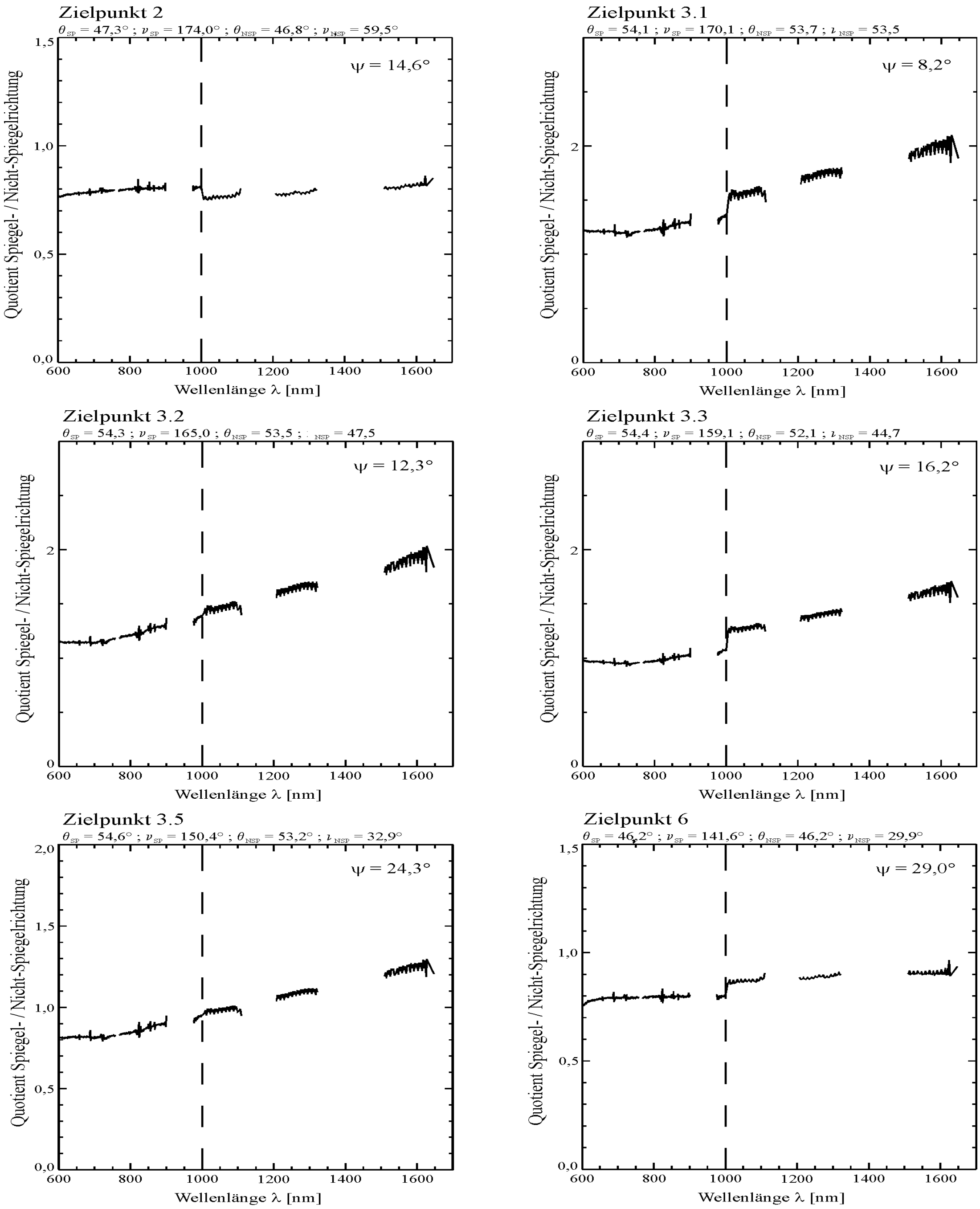


Abbildung 4.26: Wellenlängenabhängigkeit der BRDF in Spiegelrichtung

Für die Zielpunkte 3.1, 3.2, 3.3 und 3.5 ist mit zunehmender Wellenlänge ein deutlicher Anstieg zu erkennen. Für Zielpunkt 2 ist ein leichter Anstieg zumindest innerhalb einer Detektoreinheit (vgl. 3.1.1) sichtbar, bei Zielpunkt 6 tritt keine Abhängigkeit zutage.
Die Unterschiede in der Stärke des Anstiegs sind auf die unterschiedliche Orientierung der Dachwellung zur Beobachtungs- und Einstrahlrichtung zurückzuführen (siehe Abbildung 3.19). Bei Zielpunkt 6 ist zusätzlich der Relativwinkel ψ deutlich größer als bei den übrigen Zielpunkten. Die Abweichung von der Konstellation einer Spiegelrichtung ist für diesen am deutlichsten. Darin ist die Ursache hauptsächlich zu suchen.
Ein Anstieg in Spiegelrichtung mit zunehmender Wellenlänge ist durch das Rayleigh-Kriterium über glatte Flächen erklärbar, welches eine Einschätzung der Rauhigkeit einer Oberfläche erlaubt. Falls die Ungleichung

$$h < \frac{\lambda}{8 \cdot \cos\theta_i}$$

erfüllt ist, gilt eine Oberfläche als glatt, wobei *h* die Standardabweichung der Oberflächenunebenheiten angibt [Kraus & Schneider 1988]. Da die Spiegelung an einer Oberfläche um so stärker ist, je glatter eine Oberfläche ist, erwartet man eine Zunahme der spiegelnden Komponente bei hohen Wellenlängen λ und hohen Zenitwinkeln θ_i. Als Oberflächenunebenheit ist in diesem Fall nicht die Dachwellung zu sehen (diese Unebenheit ist für den gemessenen Spektralbereich viel zu groß), sondern die Unebenheiten in der auf die Dachfläche aufgetragenen Acryl-Dispersion bzw. der ('mikroskopischen') Oberflächenrauhigkeit. Eine Abschätzung über das Rayleigh-Kriterium ergibt für diese eine Standardabweichung der 'Dispersionsunebenheiten' von

$$\mathrm{h} < \frac{1600\,\mathrm{nm}}{8 \cdot \cos(54°)} \approx 0{,}34\,\mu\mathrm{m}$$

Inwieweit diese Abschätzung richtig ist, müssen spätere Messungen zeigen. Die Abhängigkeit der Intensität des Spiegelungsmaximums vom Zenitwinkel kann aufgrund fehlender Meßwerte nicht diskutiert werden.

4.2.4 Übereinstimmung der Meßwerte vom 03.09. und 05.09.96

Die BRDF-Werte der beiden Meßtage zusammen zeigt die folgende Graphik (Abbildung 4.27) exemplarisch für eine Wellenlänge bei etwa 1540 nm. Die Meßwerte des 05.09. sind durch eine Raute gekennzeichnet, die des 03.09. lediglich durch ihren Fehlerbalken. *Die Meßwerte beider Tage zeigen den gleichen relativen Verlauf, die Übereinstimmungen liegen größtenteils knapp bis gut im Rahmen der Fehlertoleranzen.* Es sind aber auch deutliche Abweichungen zu erkennen, augenfällig ist dies besonders bei den Werten des Zielpunktes 4. Weiterhin ist zu erkennen, daß die BRDF-Werte des 05.09. insgesamt etwas unterhalb der Werte des 03.09. liegen. Die Ursache hierfür ist nicht ganz klar. Zum einen kann sicherlich die einfache Berechnung der BRDF-Werte des 05.09. (vgl. 4.2.2) ein Grund hierfür sein. Andererseits zeigt sich im spektralen Verhalten der BRDF-Werte der beiden Meßtage zueinander, daß die Meßwerte des 05.09. bei kleineren Wellenlängen größer sind als die des 03.09. (vgl. Abbildung 4.28).

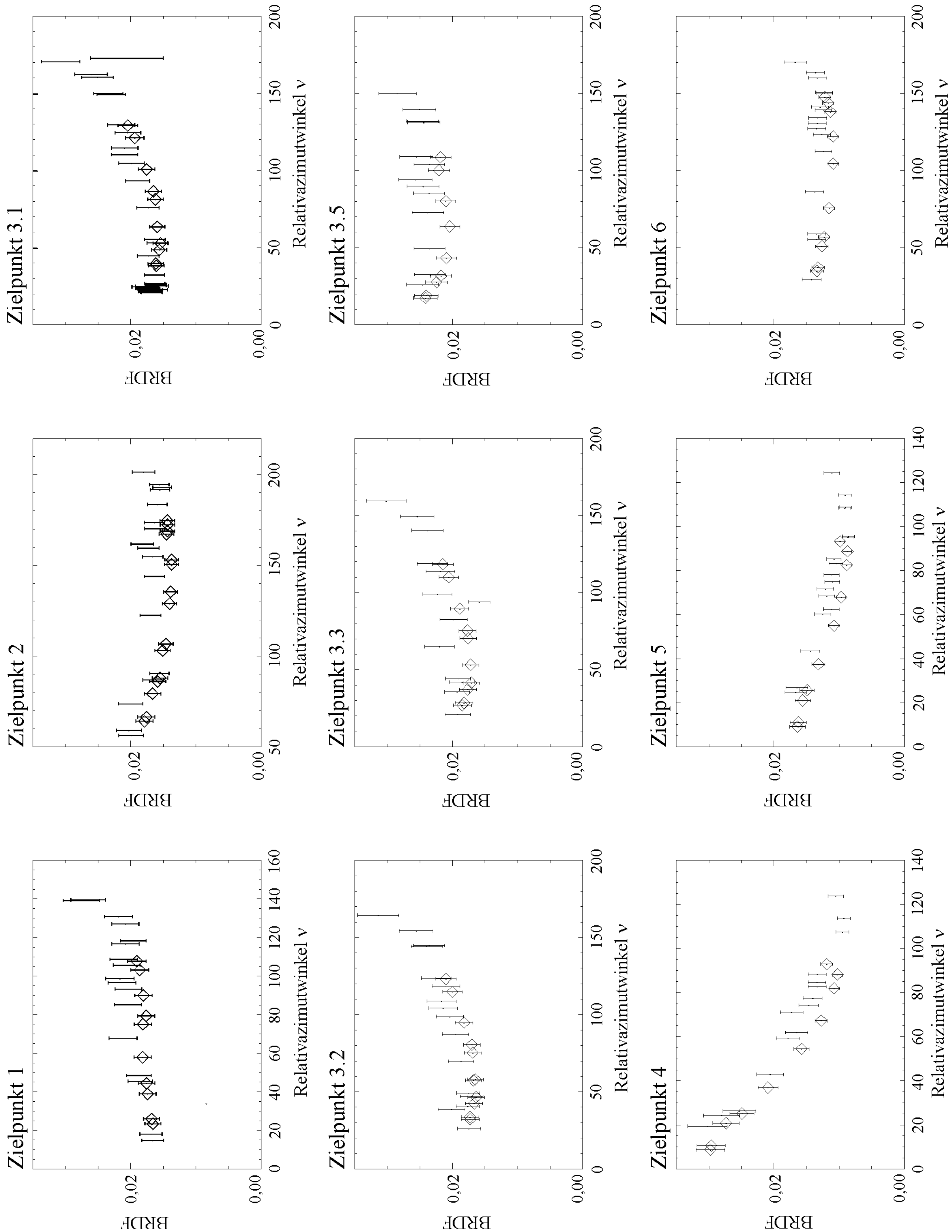


Abbildung 4.27: Vergleich der BRDF-Werte der beiden Meßtage bei einer Wellenlänge von ca. 1540 nm. Die Werte des 05.09. sind durch eine Raute, die des 03.09. nur durch den Fehlerbalken gekennzeichnet.

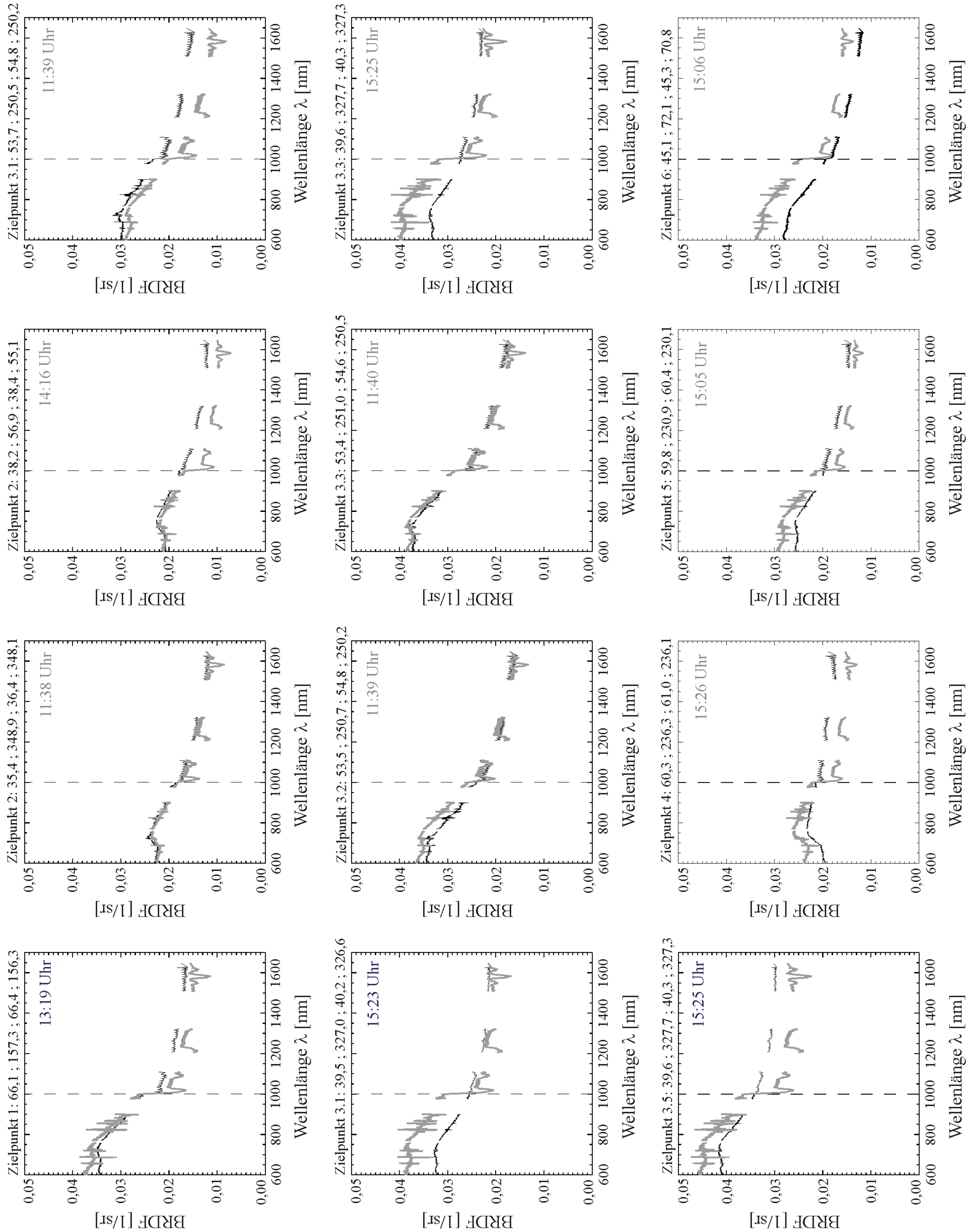


Abbildung 4.28: Spektraler Verlauf der BRDF-Werte der beiden Meßtage. Die Werte des 05.09. sind durch graue Linien, die des 03.09 durch schwarze Linien gekennzeichnet. Die vier Zahlen oberhalb einer einzelnen Graphik bezeichnen Zenit- und Azimutwinkel am 03.09., sowie die entsprechenden Winkel des 05.09.96: $\theta_i^{03.09.}, \phi_i^{03.09.}, \theta_i^{05.09.}, \phi_i^{05.09.}$.

Eine einzelne Graphik der Abbildung 4.28 zeigt den spektralen Verlauf zweier BRDF-Werte bei sehr ähnlichen Winkelstellungen, aber unterschiedlichem Meßdatum. Schwarz dargestellt ist der Meßtag 03.09.96, grau der 05.09.96. Die vier Zahlen oberhalb einer einzelnen Graphik bezeichnen die Einfallswinkel der Sonne zu den Meßzeitpunkten (Gradangaben) : Die ersten beiden Zahlen sind Zenit- und Azimutwinkel am 03.09., die dritte und vierte Zahl bezeichnen die entsprechenden Winkel des 05.09.96. Weiterhin ist in jeder Einzelgraphik die Uhrzeit (MEZ/Sommerzeit) angegeben, zu der die Messung des 05.09. durchgeführt wurde.
Auffällig in dieser Abbildung ist, daß die BRDF-Werte des 05.09. für Wellenlängen unterhalb 1000 nm größtenteils über denen des 03.09 liegen, oberhalb 1000 nm aber überwiegend unter denen des 03.09.96. Der Verlauf der BRDF-Werte des 05.09.96 zeigt innerhalb der Wellenlängenbereiche der Detektoren des Spektrometers (3.1.1) ein konsistentes Verhalten, jedoch sind die Abweichungen im Übergangsbereich von VIS- und NIR-Detektor z.T. erheblich. Die Abweichungen der Meßwerte vom 03.09. fallen im Übergangsbereich deutlich geringer aus. Die Abweichungen der Meßwerte des 05.09. im Übergangsbereich betragen teilweise deutlich mehr als 15 %, sind mit dem in (3.1.1.7.2) erwähnten Meßverhalten einer möglichen Überbestimmung der Strahldichte nicht zu erklären. Festzustellen ist weiterhin, daß die Abweichungen der Meßwerte des 05.09. im Übergangsbereich mit zunehmender Tageszeit größer werden (siehe die jeweils zweimal vorkommenden Vergleiche bei den Zielpunkten 2, 3.1 und 3.3 in Abbildung 4.28). Dies läßt auf eine mit der Zeit größer werdende Dejustierung in einer oder beiden Detektoreinheiten schließen. Als mögliche Ursache kann die Wetterlage des 05.09.96 angesehen werden. Der Meßtag war sehr sonnig und wolkenfrei, die von außen schwarz lackierten Spiegelteleskope waren daher ständig der Sonneneinstrahlung ausgesetzt und haben sich während des Tagesverlaufs sicherlich zusehends erwärmt. Wenn diese Erwärmung zu einer Dejustierung innerhalb der Teleskope geführt hat, so ließe sich das zeitliche Verhalten der Meßwerte folgendermaßen erklären : Der Lichtleiter des VIS-Detektors befand sich zu Meßbeginn nicht im Brennpunkt seines Spiegels, verschob sich mit zunehmender Tageszeit (Erwärmung) in diesen. Die Folge wäre ein Anstieg in der gemessenen Strahldichte und somit ein Anstieg des BRDF-Wertes im Spektralbereich des VIS-Detektors. Beim NIR-Detektor hätte man ein entgegengesetztes Verhalten. Zu Meßbeginn befand sich der Lichtleiter im Brennpunkt des Spiegels, entfernte sich jedoch mit zunehmender Erwärmung aus diesem. Die Folge wäre eine zu erwartende Abnahme des Meßsignals. Inwieweit eine derartige Meßkonstellation vorlag, konnte bedingt durch die durchgeführten Veränderungen an den Spiegelteleskopen (vgl. 3.1.1.7.2) nicht mehr überprüft werden. Als weitere mögliche Ursache für das Anschlußproblem wird die Abweichung der Beleuchtungsituation von der Eichsituation genannt [Dreyer 1997, Seite 20 ff.].
Eine genauere Untersuchung dieser Problematik ist meines Wissens bisher nicht durchgeführt worden, aufgrund der genannten Effekte werden im folgenden nur die Meßwerte des 03.09.96 zur Auswertung herangezogen.

4.3 Anpassen von Funktionen an die Meßwerte

Im folgenden werden an die Meßwerte der BRDF verschiedene Funktionen angepaßt. Eine Beschreibung der BRDF durch eine Funktion bringt folgende Vorteile:

- Eine Funktion ergibt eine gleichmäßigere BRDF als eine Interpolation zwischen den Meßwerten. Messungen von [Fasse et al. ,1992] zeigten für Spectralon eine sehr regelmäßige BRDF, ebenso bewährte sich dieses Verfahren bei früheren Feldmessungen [Meister 1996].

- Die Nutzung der erhaltenen BRDF wird vereinfacht.

Die Anpassung der Funktion geschieht nach der Methode der kleinsten Quadrate. Bezeichnen f_r^i und $\sigma_{f_r^i}$ den Meßwert und den Meßfehler sowie $f_r^{\vec{a}}$ den Wert der angepaßten Funktion, so bedeutet dies die Minimierung der folgenden Größe durch Variation der Anpassungsparameter $\vec{a}$:

$$M = \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{f_r^i - f_r^{\vec{a}}}{\sigma_{f_r^i}} \right)^2$$

N bezeichnet die Anzahl der Meßwerte

Die Größe M entspricht dabei der Testgröße des χ^2-Tests (näheres in 6.2), d.h. man kann über sie prüfen, ob die Hypothese, daß die BRDF-Werte durch die verwendete Funktion beschrieben werden, abgelehnt wird oder nicht (ein “Nicht-ablehnen“ bedeutet allerdings keine direkte Bestätigung der Hypothese).

4.3.1 Zur Modellierung verwendete Funktionen

Im folgenden sollen die zur Modellierung verwendeten Funktionen kurz vorgestellt werden. Sie entstammen der Fachliteratur und wurden zu BRDF-Funktionen transformiert, falls sie ursprünglich andere Größen wie z.B. Strahldichten über Strahlungsflußdichten beschrieben.
Die Variablenbezeichnung wurde vereinheitlicht.

BRDF-Modell von Minnaert

Zur Beschreibung der Reflexion der Mondoberfläche dient das folgende, von zwei Parametern abhängige Modell [Minnaert 1941]:

$$f_r = a_0 \cdot (\cos\theta_i \cdot \cos\theta_r)^{a_1} \quad , \qquad \theta_i = \text{Einfallszenitwinkel} , \quad \theta_r = \text{Ausfallszenitwinkel}$$

Bei diesem Modell handelt es sich um ein empirisches Modell, welches über a_1 die Abweichung der BRDF von der Lambertschen BRDF bestimmt (für $a_1=0$ ist die BRDF lambertsch). Eine physikalische Bedeutung steckt nicht in den Parametern.
Das Modell eignet sich zur Beschreibung einer BRDF-Form, welche sich nur wenig mit den Winkeln ändert. Ausgeprägte Vorwärts- oder Rückwärtsstreuung vermag dieses Modell nicht zu beschreiben.

BRDF-Modell von Walthall

Ein empirisches BRDF-Modell wurde von Walthall et al. (1985) entwickelt :

$$f_r = a_0(\theta_i) + a_1(\theta_i) \cdot \theta_r^2 + a_2(\theta_i) \cdot \theta_r \cdot \cos(\nu) \ ,$$

ν = relativer Azimutwinkel

Durch die Forderung der Erfüllung des Helmholtzschen Reziprozitätstheorems, kann man zu der folgendenden Form gelangen (nach [Liang & Strahler 1994]), bei der die Koeffizienten unabhängig von θ_i sind:

$$f_r = a_0 + a_1 \cdot (\theta_i^2 + \theta_r^2) + a_2 \cdot (\theta_i \cdot \theta_r)^2 + a_3 \cdot \theta_i \cdot \theta_r \cdot \cos(\nu) \qquad \textbf{(Gl. 4.7)}$$

$$a_i = \text{konstant}$$

Ich verwende später die (Gl. 4.7) zur Anpassung der Meßwerte.

BRDF-Modell von Liang & Strahler

Die reziproke Form der Walthall-BRDF (Gl. 4.7) wurde von Liang & Strahler (1994) um einen Term mit zwei Koeffizienten erweitert. Dieser modelliert eine erhöhte Streuung in Rückstreurichtung, welche z.B. bei Vegetation zu beobachten ist :

$$f_r = a_0 + a_1 \cdot (\theta_i^2 + \theta_r^2) + a_2 \cdot (\theta_i \cdot \theta_r)^2 + a_3 \cdot \theta_i \cdot \theta_r \cdot \cos(\nu) + a_4 \cdot e^{-a_5 \cdot \tan(\pi - \alpha)} \qquad \textbf{(Gl. 4.8)}$$

Hierbei bezeichnet α den Winkel zwischen einfallendem und ausfallendem bzw. beobachtendem Strahl, den sogenannten Phasenwinkel.

BRDF-Modell von Meister

Ebenfalls die reziproke Form der Walthall-BRDF (Gl. 4.7) wurde von Meister (1996) um einen Term mit drei Koeffizienten erweitert. Dieser modelliert einen Spiegelungsterm (erhöhte Streuung in Spiegelrichtung):

$$f_r = a_0 + a_1 \cdot (\theta_i^2 + \theta_r^2) + a_2 \cdot (\theta_i \cdot \theta_r)^2 + a_3 \cdot \theta_i \cdot \theta_r \cdot \cos(\nu) + a_4 \cdot e^{a_5 \cdot (\theta_i \cdot \theta_r)^2} \cdot e^{-a_6 \cdot \psi^2} \qquad \textbf{(Gl. 4.9)}$$

ψ bezeichnet den Winkel zwischen idealer Spiegelrichtung (ν=180°, $\theta_i = \theta_r$) und Ausfallrichtung (Beobachtungsrichtung).
Es handelt sich um ein empirisches Modell, welches den Verlauf verschiedener spektraler Reflexionsfunktionen zu beschreiben vermag. In [Meister 1996] zeigte sich dabei, daß der Koeffizient a_0 ziemlich genau das von der Probe reflektierte, diffuse Spektrum wiedergibt. Die Koeffizienten a_1, a_2 und a_3 modellieren die Winkelabhängigkeit der diffusen Komponente. Der Koeffizient a_4 gibt die Amplitude, der Koeffizient a_6 die Breite des Spiegelungsmaximums an. Durch a_5 wird die Abhängigkeit der Amplitude des Spiegelungsmaximums von den Zenitwinkeln beschrieben. Im Sinne des Modells müssen die Koeffizienten a_4 bis a_6 positiv sein, ebenso a_0.

Modifizierte Phong BRDF (modified Phong reflectance model)

Eine häufig in ´Rendering´-Algorithmen verwendete Funktion ist die folgende, stark an das von Phong 1975 eingeführte ´shading model´ angelehnte Funktion [Lewis 1994]. Dieses Modell beschreibt die BRDF als Summe einer diffusen (1.Term) und einer spiegelnden Komponente (2.Term):

$$f_r = a_0 + a_2 \frac{a_3 + 2}{2} \cos^n(\psi) \qquad \textbf{(Gl. 4.10)}$$

Die zusätzlichen Faktoren dienen zur Vereinfachung der Überprüfung der Energieerhaltung (näheres ist in [Lafortune / Willems, 1994] zu finden).
ψ bezeichnet den Winkel zwischen idealer Spiegelrichtung (ν=180°, $\theta_i = \theta_r$) und Ausfallrichtung, ist allerdings zur Vermeidung negativer Kosinus-Werte auf den Bereich $[0,\pi/2]$ beschränkt. ψ - Winkel größer $\pi/2$ sind gleich $\pi/2$ zu setzen.
Die Größe von n beschreibt das Aussehen der spiegelnden Komponente: Größer werdende Werte von n bedeuten eine stärker und schärfer werdende Spiegelung.

Die Anpassung der Parameter a_i der jeweils anzupassenden Funktionen geschieht über die Routine NLINLSQ (Non LINear Least SQuares fit) der in unserer Arbeitsgruppe i.a. verwendeten Programmierumgebung PV-WAVE. Diese arbeitet nach einer modifizierten Levenberg-Marquardt-Methode[9] mit skalierten Gradienten. Bei dieser Anpassung ist besondere Aufmerksamkeit auf die numerische Stabilität des Verfahrens zu achten, da durch die Wahl von ungünstigen Startwerten eventuell ein lokales Minimum anstelle eines absoluten Minimums ermittelt wird. Insbesondere der durch die Meßsituation eingeschränkte Wertebereich an Stützstellen ermöglichte verschiedene Kombinationen von möglichen Parametersätzen, welche die Meßwerte zwar wiedergeben, die Grundzüge der sie beschreibenden Funktion aber nicht mehr beinhalten (wie z.B. eine negative diffuse Komponente oder auch stellenweise eine negative BRDF). Die Anpassung führte ich daher mit verschiedenen Kombinationen von Startwerten durch und verwarf nicht-physikalische Lösungen (wenn das Modell eine derartige Interpretation erlaubte), auch wenn diese die Meßwerte besser zu beschreiben vermochten.

Neben den o.g. Funktionen wurden die Meßwerte zusätzlich an eine Konstante sowie an die um einen Spiegelungsterm (siehe Modell Meister) erweiterten Funktionen von Minnaert und von Liang & Strahler angepaßt. Die um den Spiegelungsterm erweiterten Modelle werden im folgenden mit 'm.S.' gekennzeichnet. Im Anpassen der Meßwerte an eine konstante Funktion sah ich weniger eine Modellbeschreibung als vielmehr eine Überprüfung der anderen Anpassungen. Die für die einzelnen Funktionen erhaltenen Anpassungsergebnisse müssen die BRDF-Verteilung mindestens genauso gut wiedergeben wie eine konstante Funktion, da jede o.g. Funktion durch entsprechende Parameterwahl eine konstante Funktion beinhaltet. Trotzdem ist auch die Abweichung der BRDF von der Konstanten eine interessante Größe, da dadurch die Abweichung von einem Lambert-Strahler gegeben ist und dieser vielfach als Grundlage von Berechnungen angenommen wird (z.B. bei der Erzeugung von Reflektanzbildern [Hepp 1994]).

Damit die zur Anpassung nötige Rechenzeit in einem überschaubaren Rahmen bleibt, beschränkte ich mich erst einmal auf einen kurzwelligen und einen langwelligen Spektralbereich. Für den kurzwelligen Bereich (kw) mittelte ich die einzelnen Meßwerte jeweils von 630 bis 641 nm, für den langwelligen Bereich (lw) von 1536 bis 1547 nm.
Zur Beschreibung der Güte der Anpassung wird der Wert der Testgröße M des χ^2-Tests angegeben (vgl. 6.2), kleinere Werte der Testgröße bedeuten eine genauere Wiedergabe der Meßwerte.

[9] Für weiterführende Informationen siehe [Levenberg 1944], [Marquardt 1963] oder [Dennis and Schnabel 1983]

4.3.2 Anpassungsergebnisse an alle Stützstellen

Die Anpassungsergebnisse an die Modelle unter Berücksichtigung der 139 Meßwerte vom 03.09.96 zeigt die folgende Tabelle:

Modell	Freiheitsgrad	Spektralbereich	Testgröße M
Konstante Funktion	1	kw	701
		lw	1261
Minnaert	2	kw	615
		lw	1236
Walthall	4	kw	444
		lw	1061
Meister	7	kw	291
		lw	706
Phong	2	kw	690
		lw	1250
Liang & Strahler	6	kw	435
		lw	1045
Minnaert m.S.	5	kw	701
		lw	1261
Liang & Strahler m.S.	9	kw	435
		lw	1045

Tabelle 4.2: Werte der Testgröße M unter Berücksichtigung aller Stützstellen

Es zeigt sich, daß die einzelnen Modelle die Meßwerte verschieden gut beschreiben. Innerhalb eines Modells ist dabei der Wert der Testgröße M für den langwelligen Bereich deutlich größer als für den kurzwelligen. Dies kann als schlechtere Modellbeschreibung der Meßwerte mit zunehmender Wellenlänge verstanden werden. Allerdings ist zu beachten, daß bei der Berechnung der Testgröße M u.a. die Abweichung des Modells von dem Meßwert durch den jeweiligen Meßfehler dividiert wird (vgl. 6.2). Der relative Meßfehler ist im langwelligen Bereich aber kleiner als der im kurzwelligen Bereich (verschiedene Detektoreinheiten und unterschiedliches Himmelslicht !), wodurch eine Zunahme der Testgröße zu erwarten ist. Weiterhin kann man den Ergebnissen entnehmen, daß eine Erhöhung der Parameterzahl nicht zwangsläufig eine bessere Beschreibung der Meßwerte ermöglicht. Zwischen den Modellen Walthall und Liang & Strahler ist in der Testgröße kaum ein Unterschied festzustellen und auch die Modelle Phong und Minnaert m.S. unterscheiden sich in ihr nicht signifikant voneinander. Der Vergleich der Anpassungsergebnisse zwischen den Modellen Walthall und Liang & Strahler (vgl. Tabelle 4.3) zeigt, daß die Hinzunahme des Rückstreuterms zum Modell Walthall keinen nennenswerten Einfluß auf die Beschreibung der BRDF hat, da sich die Koeffizienten für den Walthall-Teil im Modell Liang & Strahler kaum ändern. Die Modellierung des starken Anstiegs in Rückstreurichtung bei Zielpunkt 4 wird durch den flachen Verlauf der BRDF in Rückstreurichtung bei den Zielpunkten 2 und 6 verhindert.

Modell	Bereich	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5
Walthall	kw	0,0298	0,0043	-0,0157	0,0074	-	-
	lw	0,0133	0,0060	-0,0114	0,0023	-	-
Liang & Strahler	kw	0,0282	0,0044	-0,0159	0,0077	0,0015	-0,0029
	lw	0,0130	0,0060	-0,0115	0,0024	0,0002	-0,0051

Tabelle 4.3:Gefundene Modellparameter der Modelle Walthall und Liang&Strahler

Auffällig ist auch, daß man für das Modell Liang & Strahler m.S. ein schlechteres Anpassungsergebnis erhält als beim Modell Meister. Da es das Modell Meister beinhaltet, muß das Anpassungsergebnis mindestens genauso gut ausfallen wie beim Modell Meister, andernfalls handelt es sich mit Sicherheit um ein Nebenminimum in der Anpassung (s.o.). Trotz wiederholter Variation der Startparameter für die Anpassung gelang es nicht, ein Anpassungsergebnis mit kleinerer Testgröße zu finden. Lediglich wenn die Parameter aus der Anpassung des Modells Meister übernommen und festgehalten wurden, man also nur die Variation der zwei die Rückstreurichtung beschreibenden Parameter zuließ, ergab sich eine kleinere Testgröße für Anpassung. Diese zwei Parameter wurden dann aber zu Null bestimmt, d.h. das Anpassungsergebnis ist identisch mit dem Modell Meister. Als Ursache für dieses Verhalten sehe ich die durch den Sonnengang bedingte, eingeschränkte Verteilung der Stützstellen für die Anpassung.

Die einzelnen Modelle weisen weiterhin Unterschiede in der qualitativen Beschreibung des Verlaufs der BRDF-Verteilung auf, im folgenden exemplarisch dargestellt für die Modelle Walthall und Meister: Aufgetragen sind die Modellergebnisse für den Sonnengang des 03.09.96 gegen den Relativazimutwinkel ν (ν teilweise größer als 180°, vgl. 4.2.3 S. 48) zwischen Einfall- und Beobachtungsrichtung im jeweiligen Dachsystem. Die Ergebnisse des Modells Walthall sind durch die gestrichelte Linie, die des Modells Meister durch die durchgezogene Linie wiedergegeben. Die Meßwerte sind durch die Fehlerbalken dargestellt (Abbildung 4.29).
Man erkennt, daß das Modell Meister z.T. den relativen Verlauf der Verteilung eher aufzeigt als das Modell Walthall, trotzdem weisen beide Modelle insgesamt große Abweichungen auf. Aufgrund des Betrages der jeweiligen Testgrößen war dies auch schon zu erwarten. Im Rahmen des χ^2-Tests müßte diese einen Wert von etwa 170 unterschreiten (Tabelle 6.2), damit ein Modell nicht abgelehnt wird. Auch die Testgrößen der anderen Modelle liegen deutlich oberhalb der jeweiligen zu fordernden Quantile, d.h. die genannten Modelle sind im Rahmen des χ^2-Tests nicht zur Beschreibung der gesamten BRDF-Verteilung geeignet. Dies zeigt, daß die BRDF des Daches eine kompliziertere Form besitzt, als durch die in dieser Arbeit verwendeten Funktionen beschrieben werden kann. Die bestmögliche gemeinsame Beschreibung aller Meßwerte erfolgt durch die Funktion von Meister. Die mittlere Abweichung der Meßwerte von den Modellierten Funktionswerten beträgt 15,5 % im kw- und 19,3 % im lw-Bereich. Dies ist im Vergleich zum durchschnittlichen Meßfehler von 12,4% für den Bereich kw und 10,1% für den Bereich lw zu sehen. Die Beschreibung der BRDF der Dachfläche durch die Funktion Meister stellt einen Fortschritt gegenüber der Annahme dar, daß die Dachfläche lambertsch ist. Die durchschnittlichen Abweichungen der Meßwerte von einer lambertschen BRDF betragen 24,4 % für kw und 25,8 % für lw.

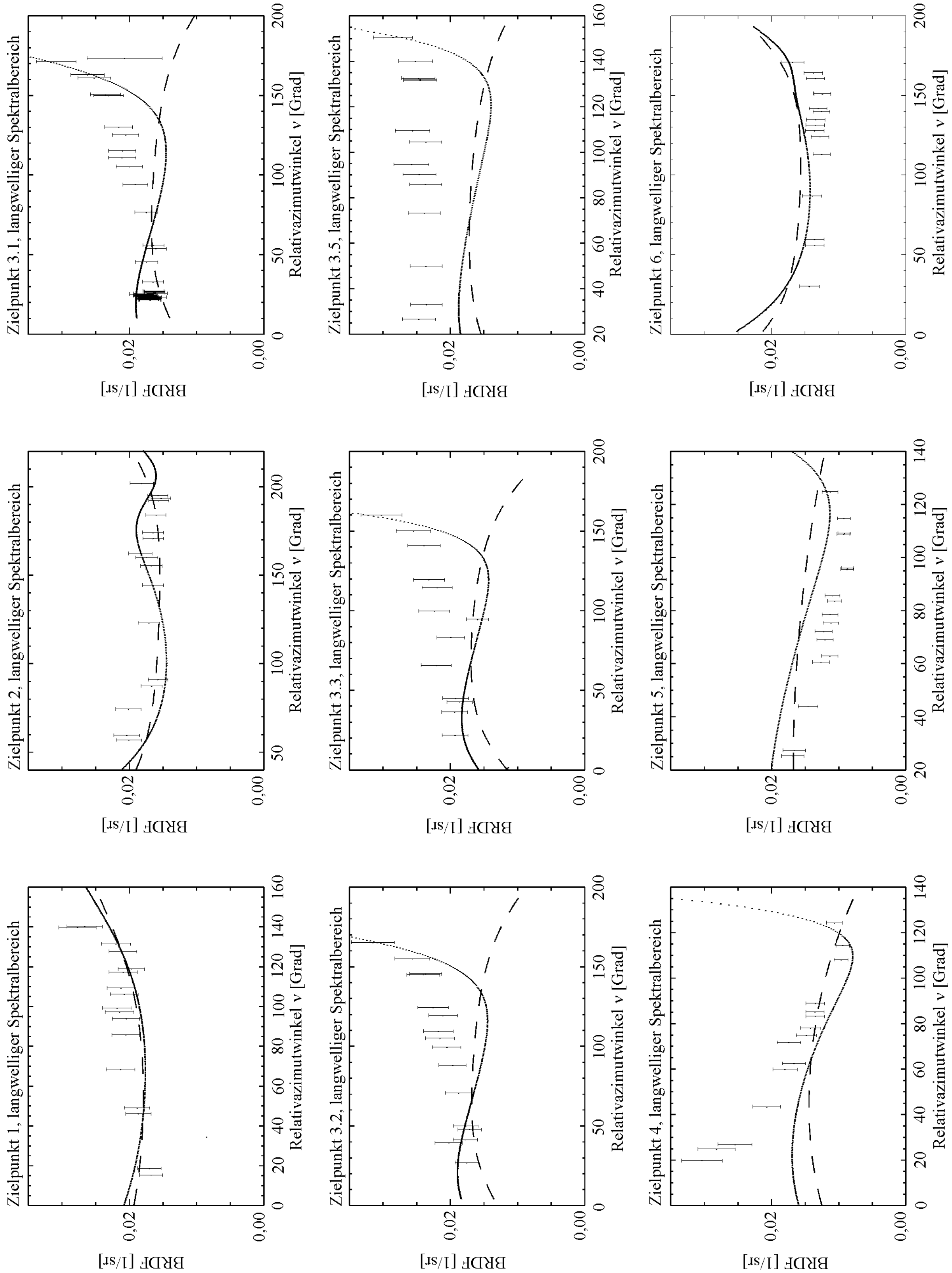


Abbildung 4.29: Anpassungsergebnisse (Bereich lw) der Modelle Walthall und Meister an alle Meßwerte des 03.09.96. Das Ergebnis des Modells Walthall zeigt die gestrichelte Linie, das des Modells Meister die durchgezogenere Linie.

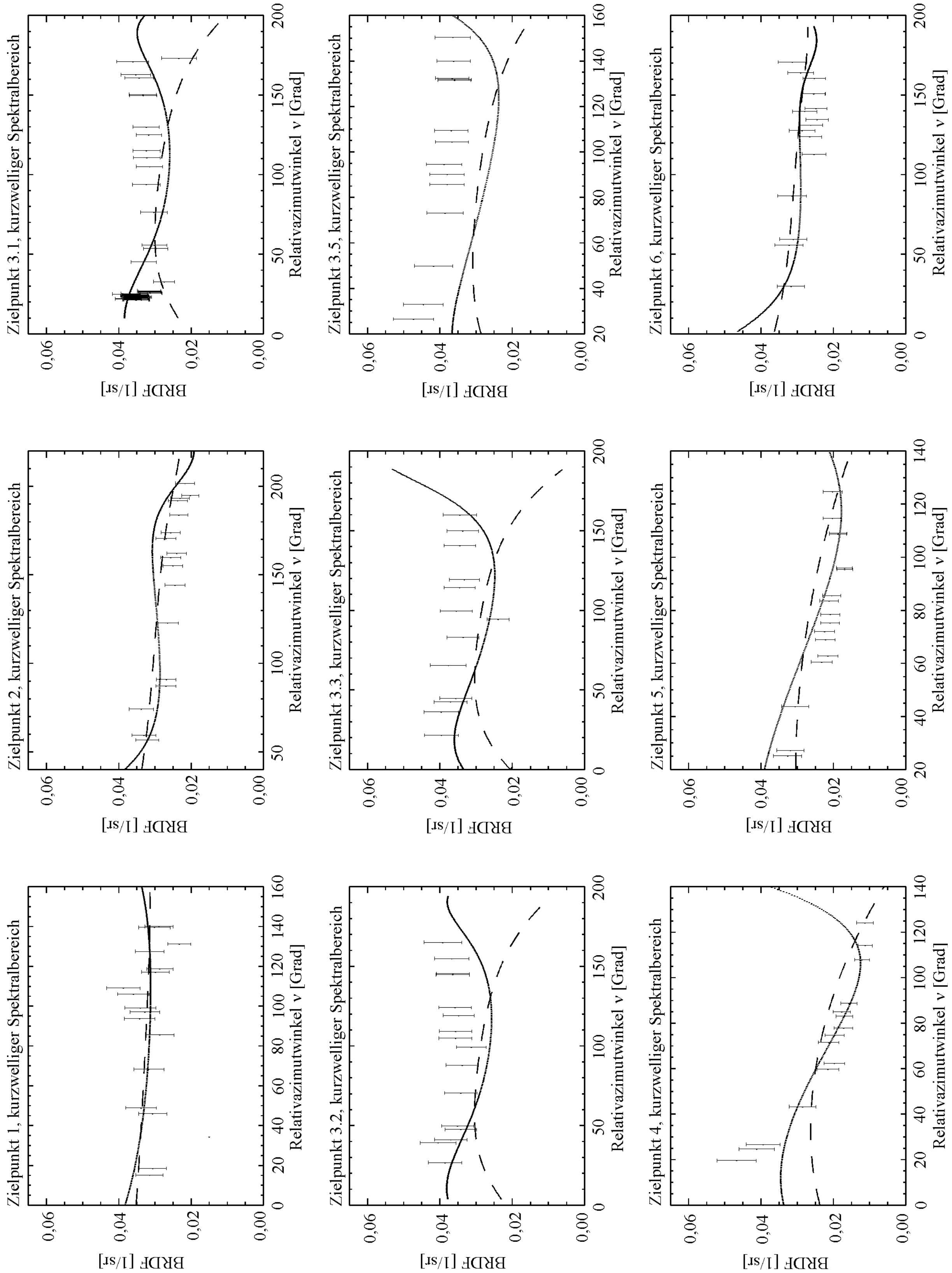


Abbildung 4.30: Anpassungsergebnisse (Bereich kw) der Modelle Walthall und Meister an alle Meßwerte des 03.09.96. Das Ergebnis des Modells Walthall zeigt die gestrichelte Linie, das des Modells Meister die durchgezogenere Linie.

Das alle Meßwerte gemeinsam am besten beschreibende Modell ist das Modell Meister. Es beschreibt zumindest die Tendenz des Verlaufs der BRDF-Verteilung, weist aber noch Schwächen in der Beschreibung des Anstiegs zur Richtung der Vorwärtstreuung (ν = 180°) hin auf. Vor allen bei den Zielpunkten 3.2, 3.3 und 3.5 wird der langsame Anstieg der BRDF eher gegenläufig beschrieben. Der starke Anstieg der BRDF in Rückstreurichtung bei Zielpunkt 4 kann nicht beschrieben werden, sondern wird lediglich angedeutet. Da das Modell aber einen erhöhten Streuanteil in Vorwärtsrichtung simulieren soll, ist dies nicht weiter verwunderlich. Die erhöhte Streuung in Rückwärtsrichtung kann das Modell Meister lediglich durch den Walthall-Teil modellieren, welcher die starken Unterschiede der BRDF der Zielpunkte 2, 4, 5 und 6 nicht zu modellieren vermag.
Weiterhin sind die Abweichungen zwischen Modell und Meßwerten bei Zielpunkt 5 besonders groß. Das Modell liefert durchweg zu hohe Werte, der relative Verlauf der Verteilung wird jedoch gut wiedergegeben. Mögliche Ursache könnte eine Fehlbestimmung der BRDF-Werte bei Zielpunkt 5 sein, d.h. entweder wurde die einfallende Strahlungsflußdichte zu hoch bestimmt oder die reflektierte Strahldichte als zu niedrig. Betrachtet man Abbildung 4.5, so fällt für Zielpunkt 5 die Abweichung der interpolierten Himmelslichtmessung von der gemessenen Himmelslichtmessung besonders auf. Die Abweichung bei Zielpunkt 5 ist im Gegensatz zur Abweichung der Interpolation der Zielpunkte 3.5 und 4 größer. Auch liegt das interpolierte Spektrum oberhalb der Messung. Sollte das Himmelslicht für Zielpunkt 5 konsequent überschätzt worden sein, so wäre die reflektierte Strahldichte durchweg zu niedrig bestimmt, also auch die BRDF-Werte.

Die die Meßwerte beschreibenden Parameter a_i des Modells Meister sind in Abbildung 4.31 in Abhängigkeit der Wellenlänge dargestellt, die gepunkteten Linien geben den Fehler an[10].
Die Koeffizienten a_0 bis a_3 modellieren die diffuse Komponente. welche mit zunehmender Wellenlänge leicht abnimmt. Sie ist bei konstanten Ein- und Ausfallszenitwinkel in Rückstreurichtung (ν = 0°) größer als in Vorwärtsrichtung (ν = 180°). Weiterhin steigt die BRDF der diffusen Komponente mit hohen Reflexionszenitwinkeln, sowohl für kleine als auch für große Einfallszenitwinkel θ_i.
Die spiegelnde Komponente wird mit zunehmender Wellenlänge größer. Der Abfall des Koeffizienten a_4 mit zunehmender Wellenlänge wird durch den Anstieg der Koeffizienten a_5 und a_6 (diese stehen in den e-Funktionen, vgl. (Gl. 4.9)) kompensiert. Der Spiegelungsterm hat im Modell Meister bei konstanten Zenitwinkel θ_i und θ_r die Form einer Gaußschen Glockenkurve. Durch einen Koeffizientenvergleich des Spiegelungsterms mit der allgemeinen Form der Gaußschen Glockenkurve

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\gamma}} e^{-\frac{x^2}{2\gamma^2}}$$

läßt sich aus dem Koeffizienten a_6 die Größe berechnen, die der Breite γ einer Gaußkurve entspricht:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{2a_6}}$$

Die Breite des Spiegelungsmamimums verringert sich mit zunehmender Wellenlänge und bewegt sich zwischen 36,2° bei ~ 630 nm und 21,7° bei 1600 nm.

[10] Eine Beschreibung der Fehlerrechnung ist in [Meister 1996] zu finden.

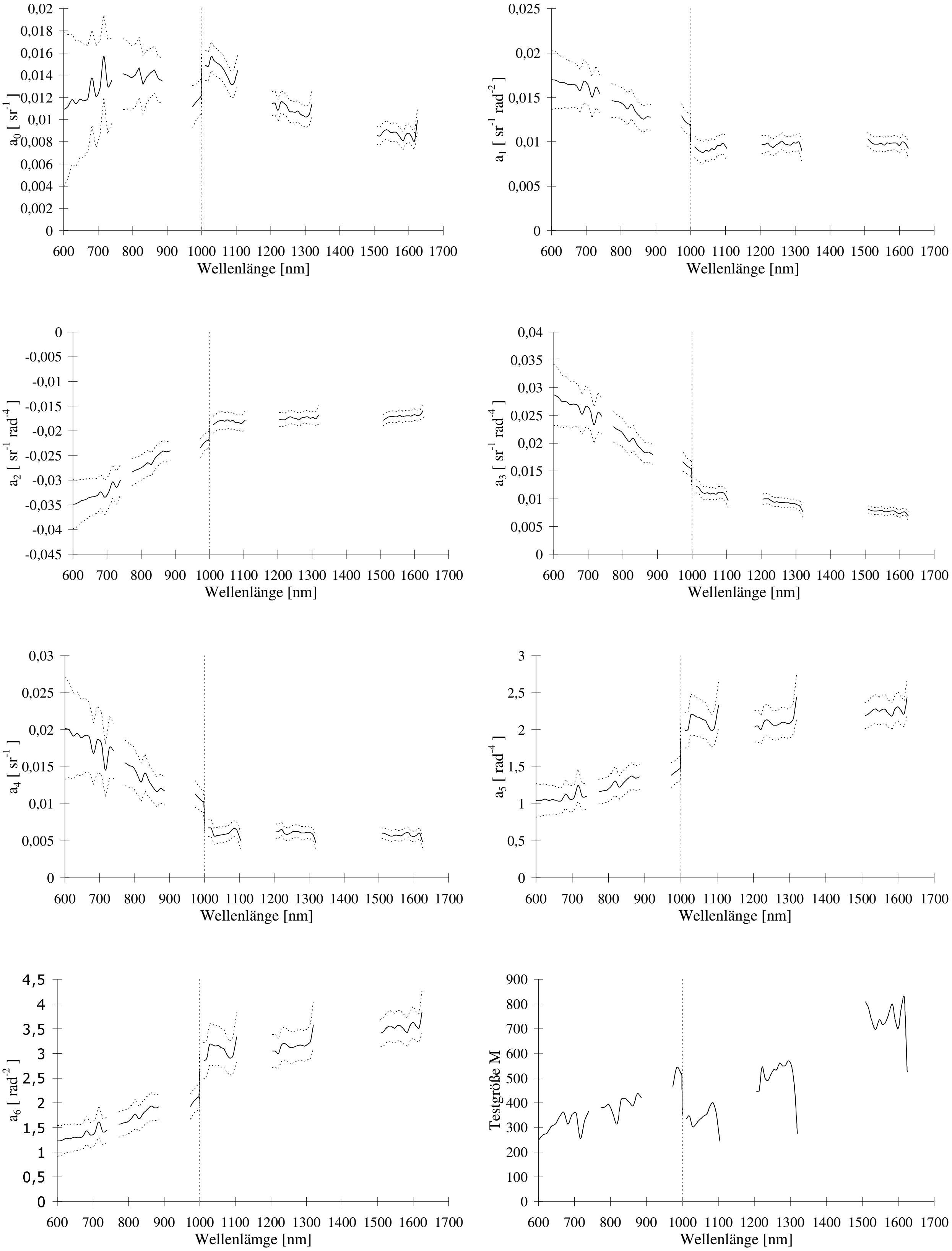


Abbildung 4.31: Koeffizienten a_i des Modells Meister und Testgröße M. Die gepunkteten Linien geben den Fehler an, die Leerbereiche gehen auf die Detektoreigenschaften zurück (vgl. 3.1.1.7.1).

4.3.3 Anpassungsergebnisse an eine reduzierte Zahl von Stützstellen

Nach den in Kapitel 4.3.2 erhaltenen, die einzelnen Modelle ablehnenden Ergebnisse, paßte ich die Meßwerte nach einzelnen Zielpunkten getrennt an die Funktionen an. Die Funktionen mit mehreren Freiheitsgraden ließen sich dabei ohne weiteres an die Meßwerte einer Beobachtungsrichtung anpassen, Funktionen mit wenigen Freiheitsgraden wurden z.T. noch abgelehnt. Die für ein und dieselbe Funktion zurückgelieferten Parameter für verschiedene Zielpunkte unterscheiden sich insbesondere bei Funktionen mit vielen Freiheitsgraden, eine Systematik ist nicht zu erkennen. Insbesondere die im Verhältnis zur Zahl der Freiheitsgrade geringe Zahl von Meßwerten führte zu einer starken Abhängigkeit der Anpassungsparameter von der Wahl der Startwerte, weshalb ich auf eine Auflistung der Anpassungsergebnisse verzichte. Im Rahmen der Anpassung paßte ich zusätzlich noch das Modell Meister (Gl. 4.9) mit nur sechs freien Parametern an, indem ich den Parameter a_0 als Mittelwert $\overline{f_r}$ der für den jeweiligen Zielpunkt (und Spektralbereich) gemessenen BRDF-Werte festlegte. Die Reduzierung des Modells um einen Anpassungsparameter hatte jedoch keinen Einfluß auf die Anpassungsproblematik.

Für die weitere Anpassung der einzelnen Modelle an die Meßwerte wurden die Meßwerte von verschiedenen Zielpunktkombinationen zusammengefaßt. Zum einen verstärkt sich dadurch der Unterschied in den Stützstellen für die Anpassung (mehr als eine Beobachtungsrichtung), zum anderen verbessert sich das Verhältnis von Meßwertanzahl zur Zahl der freien Parameter. Es wurden an sämtliche Kombinationen der BRDF-Werte von mindestens drei Zielpunkten die einzelnen Modelle angepaßt und die zugehörigen Testgrößen M berechnet. Diese wurden durch die Gesamtzahl der an der jeweiligen Anpassung beteiligten BRDF-Werte geteilt (Normierung), wodurch ein Vergleich der Anpassungsgüte ermöglicht wird.
Für bestimmte Kombinationen der Meßwerte einzelner Zielpunkte zeigt sich dabei, daß das Anpassungsergebnis die Meßwerte besser zu beschreiben vermag als eine Anpassung aller Meßwerte an das Modell. Eine deutliche Anpassungsverbesserung wurde bei den folgenden Zielpunktkombinationen gefunden:

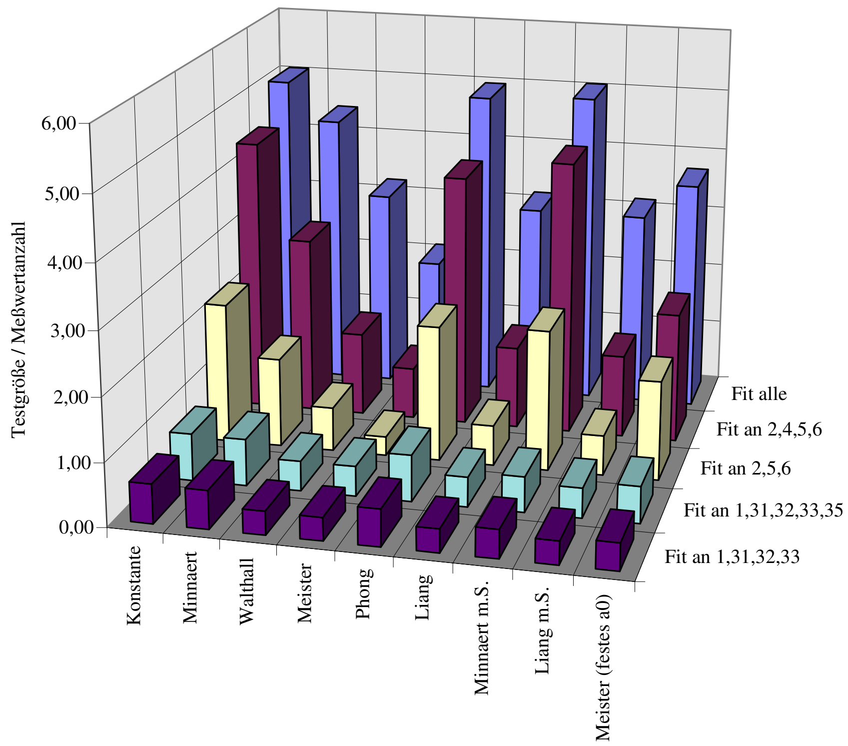


Abbildung 4.32: Zur Anpassungsgüte einer reduzierten Anzahl von Stützstellen (kurzwelliges Mittel)

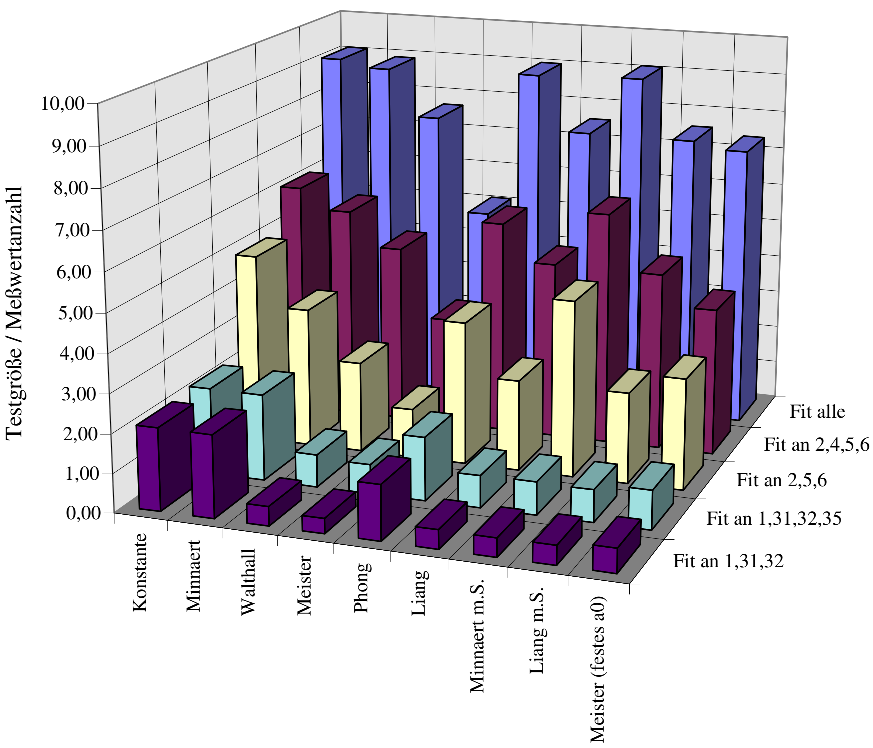


Abbildung 4.33: Zur Anpassungsgüte einer reduzierten Anzahl von Stützstellen (langwelliges Mittel)

Aufgetragen ist der Quotient aus der Testgröße M durch die Zahl der Meßwerte für die verschiedenen Modelle sowie für die auffälligen Kombinationen von Meßwerten, welche durch die Zielpunktnummer beschrieben werden. ‘Fit an 2,5,6’ ist also so zu verstehen, daß alle Meßwerte der Zielpunkte 2,5 und 6 gemeinsam zur Anpassung der einzelnen Modelle verwendet worden sind. Der Wert der zugehörigen Testgröße pro Meßwert ist dann auch nur unter Verwendung der Anzahl dieser Meßwerte berechnet worden. Die Endung ‘m.S.´ kennzeichnet die Erweiterung eines Modells um den Spiegelungsterm von Meister (vgl. (Gl. 4.9)), festes a_0 bedeutet die Festlegung des Parameters a_0 als Mittelwert der zur Anpassung herangezogenen BRDF-Werte.
In den Abbildungen ist zu erkennen, daß durch die angegebenen Kombination eine bessere Beschreibung der Meßwerte durch die einzelnen Modelle erreicht wird, als es der Fall für eine Anpassung der Funktion unter Verwendung aller Meßwerte ist. Betrachtet man die den Meßwertkombinationen zugehörigen Dachflächen (vgl. Abbildung 3.14), so fällt auf, daß die jeweiligen Bobachtungsrichtungen relativ ähnlich zur Dachwellung orientiert sind. Auf die Zielpunkte der Dachflächen 2,4,5 und 6 fällt die Beobachtungsrichtung mehr senkrecht zur Wellung, während die Dachflächen 1 und 3 (Zielpunkte 1,3.1, 3.2 usw.) eher parallel zur Wellung (entlang einer Vertiefung) beobachtet werden. Augenfällig ist weiterhin, daß die Meßwerte der Dachfläche vier nicht so recht in dieses Schema passen. Wie schon aus der Abbildung 4.29 zu vermuten ist, lassen sich die über die Zielpunkte 2,5 und 6 bestimmten BRDF-Werte zusammen besser an die Modelle anpassen, als die Kombination einschließlich der Werte von Zielpunkt 4. Der Zielpunkt 4 kann aber insofern eine Sonderstellung haben, als daß sowohl Beobachtungs- als auch die Sonnenzenitwinkel größer als an den anderen Zielpunkten sind. Die Meßwerte des Zielpunktes 3.5 zeigen für einige Modelle eine ähnliche Tendenz, insbesondere im langwelligen Spektralbereich (vgl. Abbildung 4.33). Wiederum ist hier der Zenitwinkel der Beobachtungsrichtung vom größten Betrag (innerhalb der Wertekombination), auch blickt man auf den Zielpunkt 3.5 nicht mehr ganz so parallel zur Wellung. Eine weitere Ursache für die großen Abweichungen der Meßwerte der Zielpunkte 3.5 und 4 von der Anpassung kann an den Bäumen in der Nähe der Dachfläche 4 liegen (in Abbildung 3.14 noch andeutungsweise am rechten oberen Bildrand zu erkennen). Ist von diesen Licht auf die Dachflächen reflektiert worden (in der Literatur i.a. als ‘Nachbarschaftseffekt’ bezeichnet), so könnte die auf die beiden Zielpunkte 3.5 und 4 einfallende Strahlungsflußdichte unterschätzt worden sein. Der Anteil des Nachbarschaftseffektes wäre in den Morgenstunden am größten, wenn die Sonne aus etwa südöstlicher bis südlicher Richtung scheint (vgl. Abbildung 3.13). Die Folge wäre eine größere Abweichung der Meßwerte von der Anpassung in den zuerst gemessenen Werten, wie es in den Ergebnissen zu finden ist (z.B. bei $\nu \rightarrow 0°$ für Zielpunkt 4, vgl. Abbildung 4.29). Weiterhin wäre dann die mit zunehmender Wellenlänge größer werdende Abweichung zu erwarten, welche durch die charakteristische Flanke in Vegetationsspektren im Infraroten bedingt ist.
Die im Rahmen dieser Anpassung die Meßwerte am besten beschreibenden Modelle sind die von Walthall, Meister und Liang & Strahler. Sie vermögen die Meßwerte der Zielpunkte 1, 3.1, 3.2, 3.3 (und 3.5) in etwa gleich gut zu beschreiben, was auf den Walthall-Kern in allen Modellen zurückzuführen ist (vgl. Tabelle 4.4). Vor allem die Modelle Walthall und Liang & Strahler unterscheiden sich hier kaum im Anpassungsergebnis. Insbesondere in den Fällen, wenn der Koeffizient a_0^{Liang} zu Null bestimmt wurde, ist auch der Koeffizient a_5^{Liang} relativ klein. Die den Koeffizienten a_5^{Liang} beinhaltende e-Funktion ist damit annähernd eins, d.h. eine zusätzliche Modellierung in Rückstreurichtung ist nicht gegeben. Die Anpassung wurde damit im wesentlichen auf das Modell Walthall reduziert, der Koeffizient a_4^{Liang} ersetzt lediglich den Koeffizienten a_0^{Walthall} . Ähnliches zeigt sich auch beim Modell Meister für die Anpassung der

Zielpunkte 1, 3.1, 3.2, 3.3 und 3.5. Hier wird der die Stärke der Spiegelrichtung angebende Koeffizient a_4^{Meister} als relativ klein bestimmt. Es erfolgt dadurch eine Reduzierung auf das Modell Walthall, wie ein Koeffizientenvergleich zeigt (Tabelle 4.4).
Die Modellierung der Meßwerte der Zielpunkte 2, 4, 5 und 6 (bzw. 2,5 und 6) erfolgt durch das Modell Meister deutlich besser als beim Modell Walthall, , was auf die zusätzlichen drei Parameter zurückzuführen ist. Das gegenüber dem Modell Walthall um zwei Parameter erweiterte Modell Liang & Strahler unterscheidet sich wiederum nur unwesentlich vom Modell Walthall (s.o.).

Modell und Anzahl der Parameter	Zur Anpassung verwendete Meßwerte (Zielpunkte)	Bereich[11]	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6	N	M
Walthall (4)	2, 4, 5, 6	kw	0,0272	0,0042	-0,0158	0,0089	-	-	-	65	87,6
		lw	0,0150	0,0003	-0,0033	0,0034	-	-	-	65	303,0
	2, 5, 6	kw	0,0257	0,0074	-0,0226	0,0079	-	-	-	50	35,1
		lw	0,0119	0,0069	-0,0168	0,0028	-	-	-	50	117,7
	1, 3.1, 3.2, 3.3, 3.5	kw	0,0359	-0,0049	0,0114	-0,0001	-	-	-	74	35,1
		lw	0,0179	0,0012	0,0031	-0,0059	-	-	-	74	61,74
	1, 3.1, 3.2, 3.3	kw	0,0353	-0,0046	0,0106	-0,0007	-	-	-	60	22,3
		lw	0,0174	0,0014	0,0027	-0,0063	-	-	-	60	29,7
Liang & Strahler (6)	2, 4, 5, 6	kw	0,0000	0,0043	-0,0162	0,0092	0,0273	-0,0005	-	65	86,2
		lw	0,0000	0,0003	-0,0031	0,0032	0,0150	-0,0005	-	65	301,0
	2, 5, 6	kw	0,0000	0,0079	-0,0240	0,0084	0,0257	-0,0010	-	50	31,9
		lw	0,0000	0,0070	-0,0169	0,0028	0,0119	-0,0001	-	50	117,6
	1, 3.1, 3.2, 3.3, 3.5	kw	0,0352	-0,0049	0,0114	-0,0001	0,0007	0,0021	-	74	35,1
		lw	0,0000	0,0012	0,0031	-0,0060	0,0180	0,0001	-	74	61,3
	1, 3.1, 3.2, 3.3	kw	0,0352	-0,0045	0,0104	-0,0006	0,0000	0,0149	-	60	22,1
		lw	0,0000	0,0013	0,0028	-0,0065	0,0175	0,0001	-	60	29,2
Meister (7)	2, 4, 5, 6	kw	0,0000	0,0179	-0,0341	0,0316	0,0276	0,6441	0,739	65	54,2
		lw	0,0000	0,0068	-0,0073	0,0144	0,0176	0,4073	1,084	65	185,8
	2, 5, 6	kw	0,0000	0,0260	-0,0660	0,0384	0,0242	1,3396	0,710	50	15,2
		lw	0,0093	0,0089	-0,0200	0,0081	0,0039	3,3988	3,439	50	63,9
	1, 3.1, 3.2, 3.3, 3.5	kw	0,0359	-0,0049	0,0114	-0,0001	0,000	1,5073	1,382	74	35,1
		lw	0,0180	0,0015	0,0017	-0,0051	0,0001	6,8990	15,88	74	56,0
	1, 3.1, 3.2, 3.3	kw	0,0320	-0,0023	0,0058	0,0035	0,0055	0,2817	1,108	60	21,9
		lw	0,0174	0,0019	0,0007	-0,0051	0,0002	5,2238	13,01	60	23,2

Tabelle 4.4: Vergleich der erhaltenen Modellparameter der Modelle Walthall, Liang&Strahler und Meister bei kurzen und langen Wellenlängen unter Verwendung verschiedener Stützstellen. N gibt die Anzahl der zur Anpassung verwendeten Meßwerte an.

Abbildung 4.34 zeigt das Anpassungsergebnis der Modelle Meister und Walthall unter Verwendung der Anpassungsparameter an die reduzierte Zahl von Stützstellen. Zu beachten ist, daß die Modellparameter der Zielpunkte (2, 4, 5, 6) verschieden von denen der Zielpunkte (1, 3.1, 3.2, 3.3, 3.5) sind. Die Meßwerte der Zielpunkte (1, 3.1, 3.2, 3.3, 3.5) werden im Gegensatz zur ‘Gesamtanpassung’ (vgl. Abbildung 4.29) deutlich besser beschrieben, die Anpassung der Meßwerte der Zielpunkte (2, 4, 5, 6) bleibt weiterhin problematisch.

[11] kw bezeichnet die Mittelung der Meßwerte über das Wellenlängenintervall von 630 bis 641 nm, lw die über das Wellenlängenintervall von 1536 bis 1547 nm.

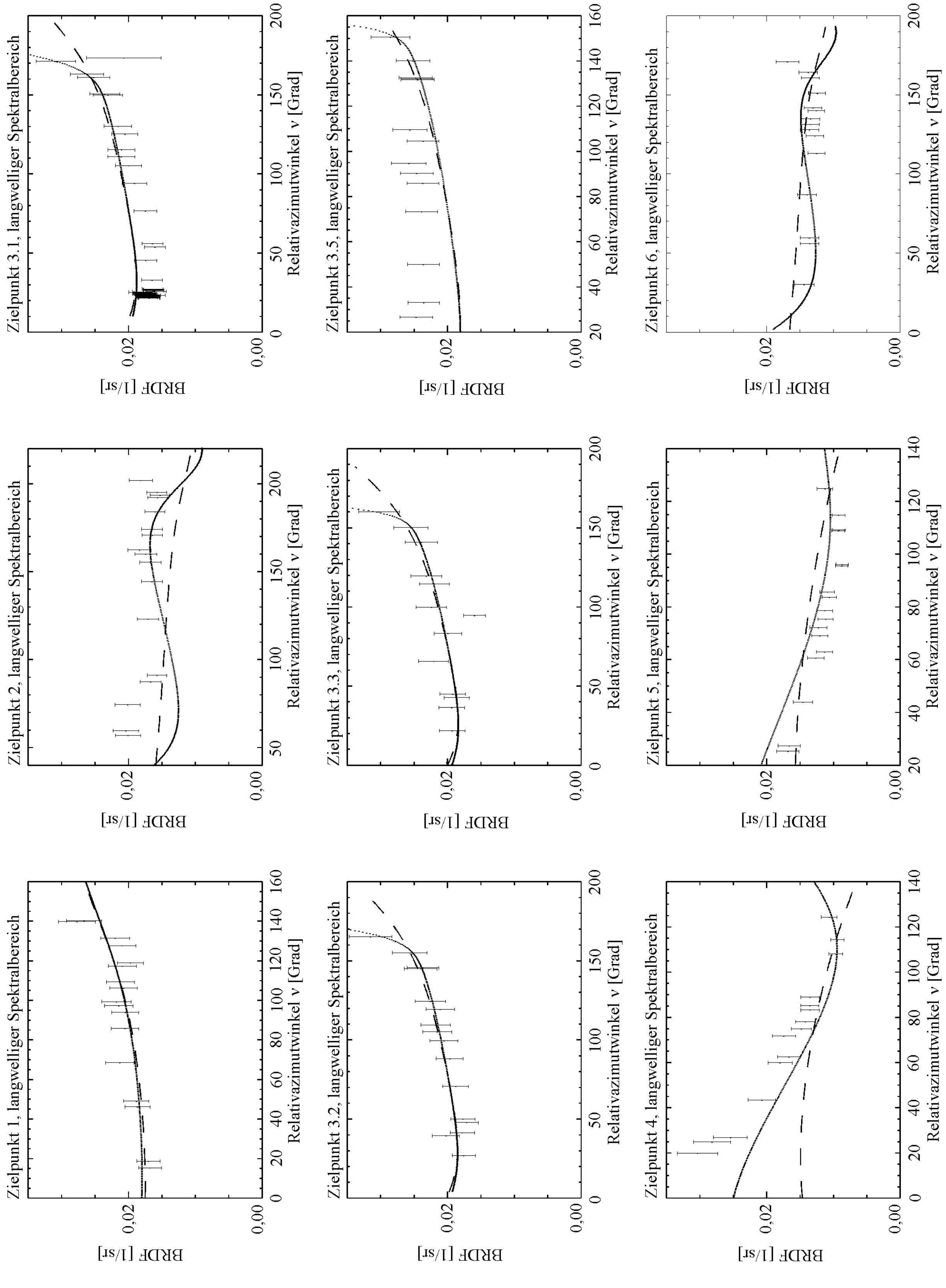


Abbildung 4.34: Anpassungsergebnis (Bereich lw) der Modelle Meister und Walthall an eine reduzierte Zahl von Stützstellen. Die Anpassungsparameter der Zielpunkte (2, 4, 5, 6) unterscheiden sich von denen der Zielpunkte (1, 3.1, 3.2, 3.3, 3.5) [vgl. Tabelle 4.4].

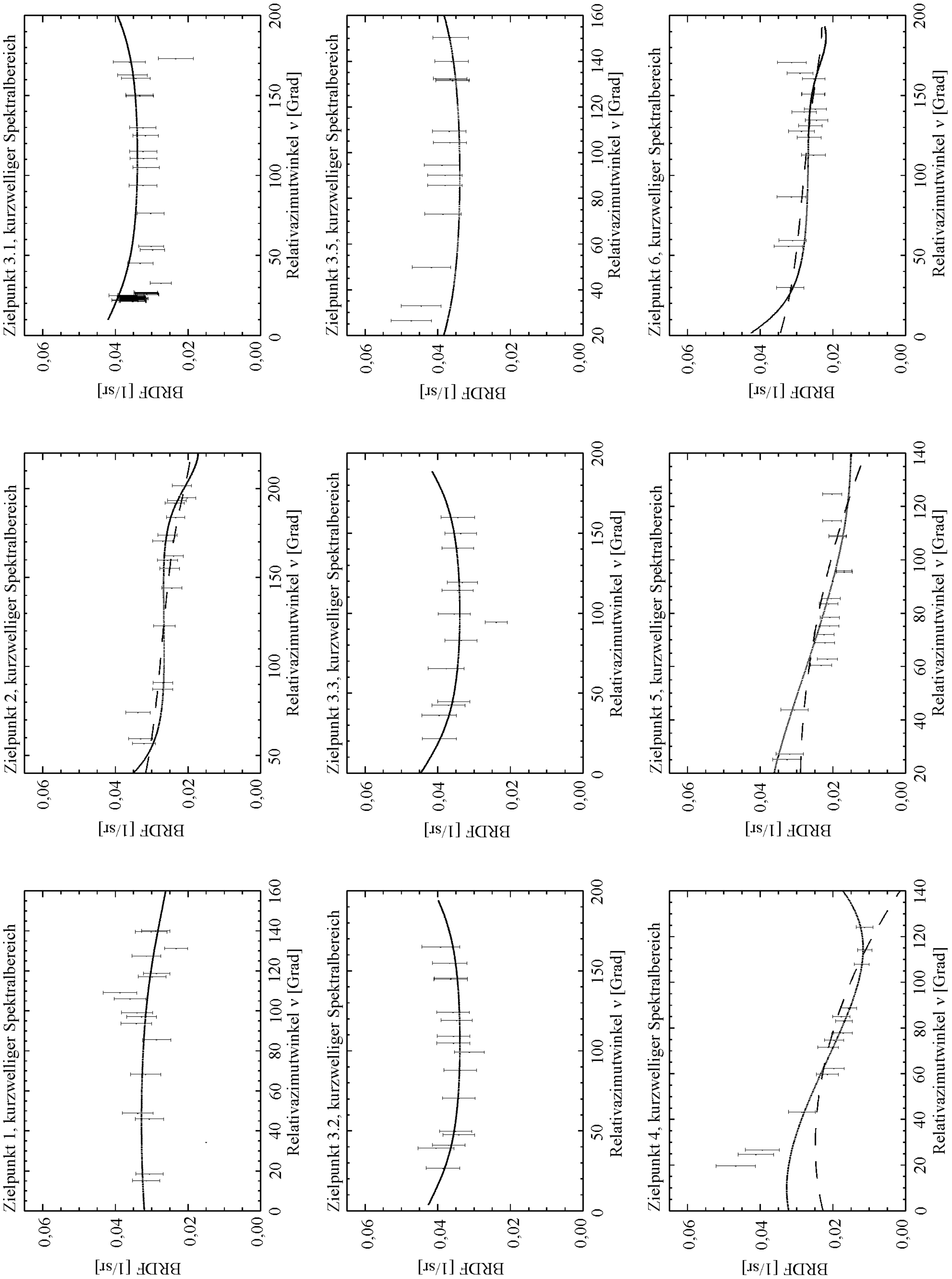


Abbildung 4.35: Anpassungsergebnis (Bereich kw) der Modelle Meister und Walthall an eine reduzierte Zahl von Stützstellen. Die Anpassungsparameter der Zielpunkte (2, 4, 5, 6) unterscheiden sich von denen der Zielpunkte (1, 3.1, 3.2, 3.3, 3.5) [vgl. Tabelle 4.4].

Insgesamt läßt sich festhalten, daß die Trennung der Dachflächen nach der Orientierung der Vorzugsrichtung eine bessere Anpassung ermöglichen als es für alle Dachflächen gemeinsam der Fall ist. Die Zielpunkte 1, 3.1, 3.2 und 3.3 werden durch die Modelle Walthall, Liang und Meister am besten beschrieben (vgl. Abbildung 4.29 ,Abbildung 4.30 sowie Tabelle 4.4). Die Hinzunahme des Zielpunktes 3.5 verschlechtert die Anpassung insbesondere im langwelligen Bereich, so daß hier das Modell Meister die beste Anpassung ergibt. Im Gegensatz zu den Meßwerten der Zielpunkte 1, 3.1 ,3.2 usw. werden die der Zielpunkte 2, 5, 6 sowie 2, 4, 5, 6 deutlich schlechter beschrieben. Lediglich das Modell Meister bleibt noch akzeptabel, es vermag zumindest die Zielpunkte 2, 5, 6 gut zu beschreiben.
Die Ergebnisse der Anpassung der Dachkombinationen unterscheiden sich stark in den Parametern. Die Dachkombinationen unterscheiden sich in der Richtung der Dachwellung, deren Einfluß damit nachgewiesen ist. Inwieweit sich die Dachwellung in der BRDF-Verteilung bemerkbar machen könnte, wird im folgenden Kapitel näher untersucht.

4.4 Effekt der Dachwellung

Die bisherigen Anpassungsergebnisse sprechen für einen z.T. starken Einfluß der Dachwellung auf die BRDF-Verteilung der Dachfläche. Dieser Einfluß soll durch die folgende Simulation veranschaulicht werden:
Von einem regelmäßig strukturierten Dachbelag wird angenommen, daß jedes infinitesimale Element dieser Oberfläche lambertsch reflektiert. Solch ein infinitesimales Oberflächenelement empfängt eine Strahlungsleistung, welche proportional zum Kosinus des Winkels θ_i zwischen Einstrahlungsrichtung und seiner Flächennormalen ist. Ebenso reflektiert es proportional zum Winkel θ_r zwischen Reflexions- bzw. Beobachtungsrichtung und Flächennormalen. Bei einer nicht ebenen Oberfläche liefern dann einzelne Flächenelemente, aufgrund ihrer unterschiedlichen Orientierung, einen verschieden starken Beitrag. Weiterhin sind Abschattungen sowie Verdeckungen der Strahlengänge von Sonne und Sensor mit einzubeziehen.

Funktionsweise der Simulationsfunktion

Innerhalb des Programms wird die Oberfläche durch eine analytische Funktion dargestellt, konkret durch eine Kosinus-Funktion $f(x) = U_K * \cos(2\pi{*}x / 177 \text{ mm})$. Die Darstellung durch eine analytische Funktion hat dabei den Vorteil, daß sie rechnerisch einfacher zu handhaben ist. Aus den die Einstrahlungsrichtung beschreibenden Winkeln (θ_i, ϕ_i) werden zunächst die Bereiche der Oberfläche bestimmt, an welche aufgrund von Verdeckungen kein direktes Licht gelangt. Analog werden über die die Beobachtungsrichtung beschreibende Winkel (θ_r, ϕ_r) die Oberflächenteile bestimmt, welche der Beobachtungsrichtung zugänglich und welche verdeckt sind. Da keine Mehrfachstreuungen berücksichtigt werden, tragen nur die infinitesimalen Oberflächen IF_j zur Reflexion bei, welche nicht irgendeiner der o.g. Verdeckungen unterliegen. Für jede dieser Oberflächen IF_j wird gemäß dem Lambert-Gesetz der jeweilige Reflexionsanteil $r_j(\theta_i, \phi_i, \theta_r, \phi_r)$ bestimmt (Lambert-Koeffizient ist gleich π^{-1} für $\theta_i = \theta_r = 0°$ und ungewellter Fläche). Der Quotient aus der Summe der einzelnen Reflexionsanteile und der auf die gesamte Oberfläche einfallenden Strahlungsleistung wird als BRDF-Wert zurückgeliefert.

Parameter für die Simulation

Beim Funktionsaufruf werden fünf Parameter übergeben, zum einen die den Strahlengang beschreibenden Ein- und Ausfallwinkel (θ_i, ϕ_i , θ_r, ϕ_r) sowie ein die Stärke der Wellung beschreibender Parameter U_K (Überhöhungskoeffizient). Der Überhöhungskoeffizient bestimmt sich aus dem Verhältnis von Periodenlänge und Amplitude der Wellung im Bezug zu einem einfachen Kosinus, speziell für das von mir gemessene Dach (vgl. 3.1.4 ff.) bedeutet dies:

$$\frac{1}{2\pi} = \frac{\frac{51}{2}\,\mathrm{mm}}{177\,\mathrm{mm}} \cdot U_K$$

$$\Leftrightarrow \qquad U_K = \frac{177}{51 \cdot \pi} \approx 1{,}1$$

Für die an den Meßtagen aufgetretenen Sonnenstände zeigte die Simulation mit $U_K = 1{,}1$ jedoch keine merkliche Änderung der BRDF-Verteilung unter den von mir gemessenen Beobachtungswinkeln. Da die Dachwellung nur näherungsweise einem Kosinus-Verlauf folgt und um zu sehen, wie sich überhaupt eine Beeinflussung der BRDF-Verteilung äußern würde, variierte ich den Überhöhungskoeffizienten U_K. Hierbei zeigte sich, daß mit zunehmenden U_K sich zuerst beim Zielpunkt 4 merkliche Einflüsse innerhalb der BRDF-Verteilung zeigen würden. Diese Einflüsse hätten einen relativen Verlauf der Verteilung zur Folge, wie er in den von mir gemessenen BRDF-Werten des Zielpunktes 4 zutage tritt (vgl. Abbildung 4.47).
Unter der Annahme, daß der Zielpunkt 4 nur einer geometrischen Beeinflussung unterliegt, bestimmte ich daraufhin den die gemessene Verteilung beschreibenden Überhöhungskoeffizienten. Hierzu simulierte ich die Verteilung für Überhöhungskoeffizienten zwischen 0 und 4. Die jeweilige Verteilung skalierte ich an die gemessenen BRDF-Werte und berechnete anschließend die daraus resultierende Testgröße des χ^2-Tests. Das Ergebnis zeigt die folgende Abbildung:

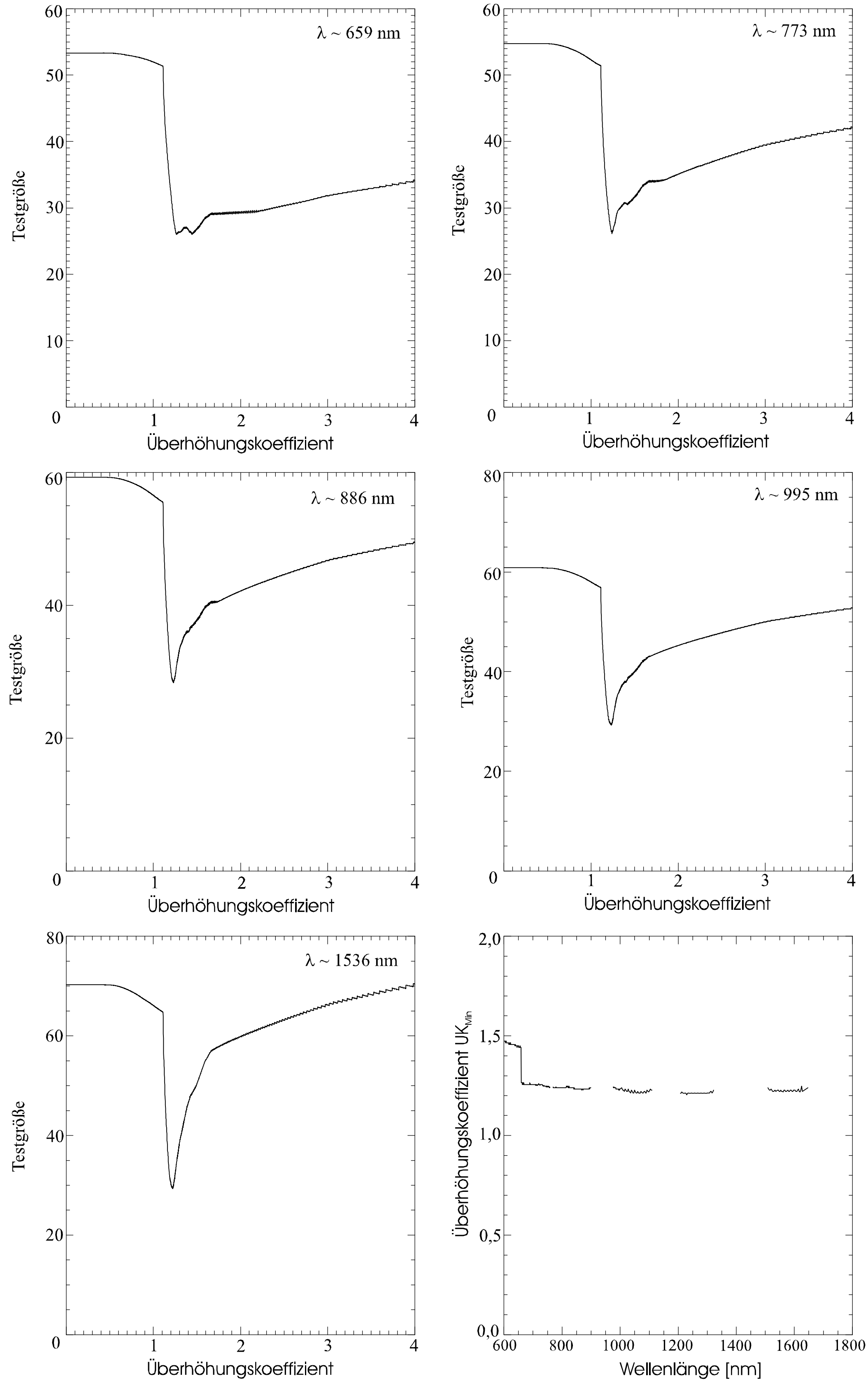


Abbildung 4.36: Ergebnisse der Anpassung der Meßwerte von Zielpunkt 4 an die Simulation der Dachwellung. Die Leerbereiche in der letzten Teilgraphik gehen auf die Detektoreigenschaften (3.1.1.7 ff.) zurück.

In den ersten fünf Teilabbildungen von Abbildung 4.36 ist für eine Auswahl von verschiedenen Wellenlängen der Wert der Testgröße M gegen den Überhöhungskoeffizienten U_K aufgetragen. In allen Teilabbildungen ist ein mehr oder weniger stark ausgeprägtes Minimum zu erkennen, welches den Wert des Überhöhungskoeffizienten U_{min} für die beste Übereinstimmung zwischen Meßwerten und Simulation aufzeigt. Der Wert von U_{min} ist für die einzelnen Wellenlängenbereiche von etwa gleichem Betrag, seine Größe in Abhängigkeit der Wellenlänge zeigt Teilabbildung 6 der Abbildung 4.36. Die Leerbereiche in der Darstellung gehen auf die Detektoreigenschaften (3.1.1.7 ff.) zurück.
Ein weiteres Phänomen ist in den ersten fünf Teilabbildungen zu sehen. Die Ausprägung des Minimums wird mit zunehmender Wellenlänge stärker und schärfer. Zum einen ist dieser Umstand den mit zunehmender Wellenlänge kleiner werdenden Fehler der BRDF-Werte (bedingt durch die verschiedenen Detektoren) zuzuschreiben. Zum anderen läßt sich hieraus schließen, daß nicht der gesamte Anteil des Himmelslichtes bei der Berechnung der BRDF-Werte erfaßt wurde. Da die Simulation auf einer Punktlichtquelle basiert, machen sich zusätzliche Beleuchtungseffekte durch Himmelslicht in stärkeren Abweichungen von Simulation und Meßwerten bemerkbar. Aufgrund der Tatsache, daß der relative Anteil des Himmelslichtes an der einfallenden Strahlung mit zunehmender Wellenlänge abnimmt, man der Vorstellung einer Punktlichtquelle mit zunehmender Wellenlänge also immer näher kommt, beschränke ich mich bei der Mittelung des Überhöhungskoeffizienten auf die Bereiche großer Wellenlänge. Eine Mittelung über die Wellenlängenintervalle [1185,1314] nm und [1486,1646] nm ergibt einen mittleren Überhöhungskoeffizienten von :

$$\overline{U_{K}}_{\,min} = 1{,}22$$

Dieser entspricht in etwa dem aus den Daten der Dachwellung bestimmten Koeffizienten U_K von 1,1. Da die Dachwellung des MPI nicht genau einem Kosinus entspricht (vgl. Abbildung 3.15), unterscheiden sich simulierte und wahre Dachfläche sowohl in der Orientierung ihrer infinitesimalen Teilflächen als auch beim Einsetzen von Abschattungen bzw. Verdeckungen. Ein geringer Unterschied der Koeffizienten war durch die Aufbaugeometrie also zu erwarten.

Aufgrund dieser Ergebnisse gehe ich im folgenden davon aus, daß die BRDF-Verteilung des Zielpunktes 4 durch die Aufbaugeometrie bedingt ist und sich die Dachwellung in der Simulation durch einen Überhöhungskoeffizienten von 1,22 beschreiben läßt.
Für die Zielpunkte (vgl. Abbildung 3.19) ist dann allein aufgrund der Dachwellung die folgende (relative) BRDF-Verteilung zu erwarten:

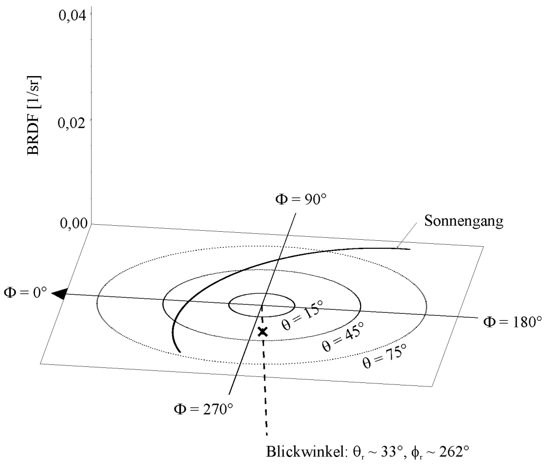


Abbildung 4.37: Zum Abbildungsaufbau (Beispiel)

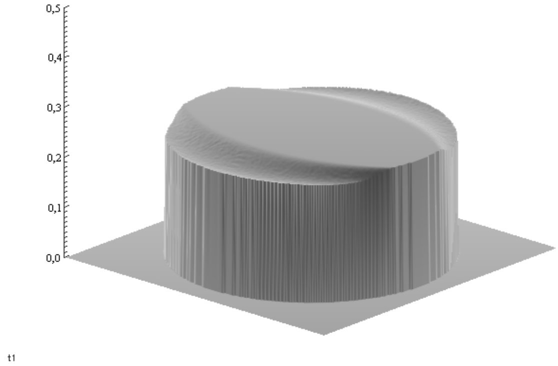


Abbildung 4.38: Relative BRDF-Verteilung aufgrund der Dachwellung für Zielpunkt 1

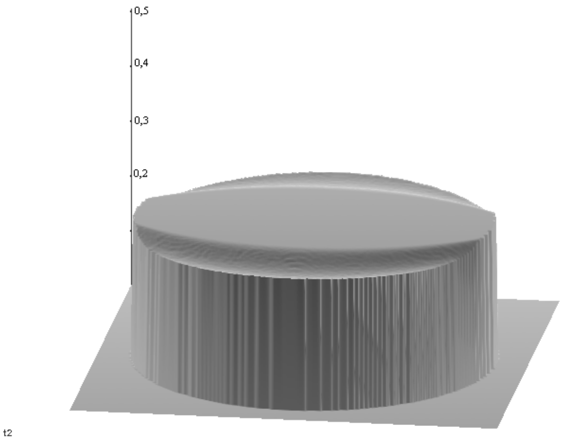


Abbildung 4.39: Relative BRDF-Verteilung aufgrund der Dachwellung für Zielpunkt 2

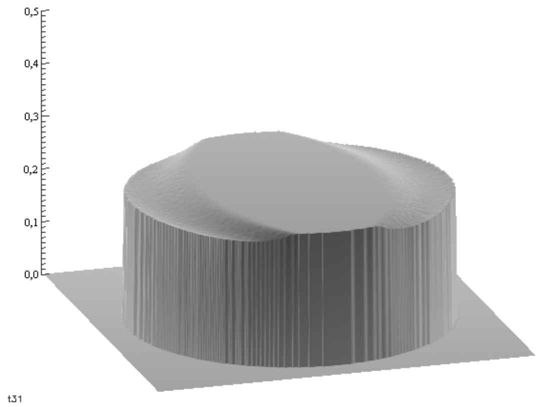


Abbildung 4.40: Relative BRDF-Verteilung aufgrund der Dachwellung für Zielpunkt 3.1

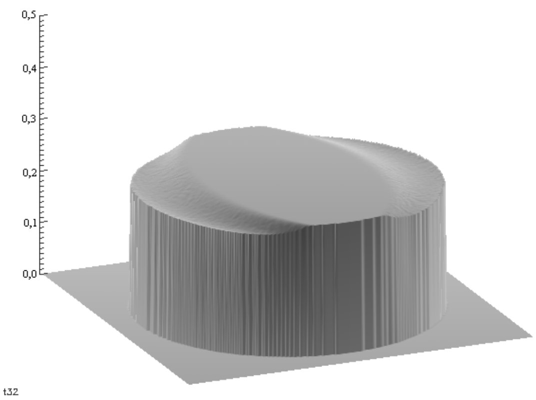


Abbildung 4.41: Relative BRDF-Verteilung aufgrund der Dachwellung für Zielpunkt 3.2

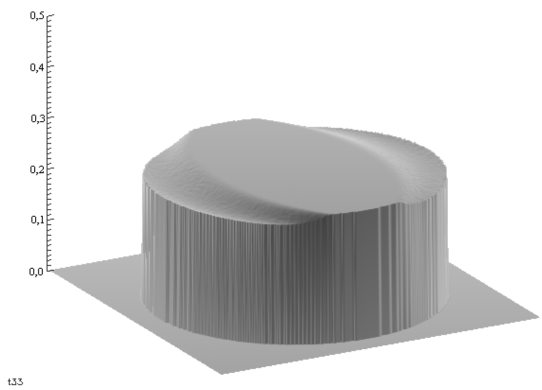


Abbildung 4.42: Relative BRDF-Verteilung aufgrund der Dachwellung für Zielpunkt 3.3

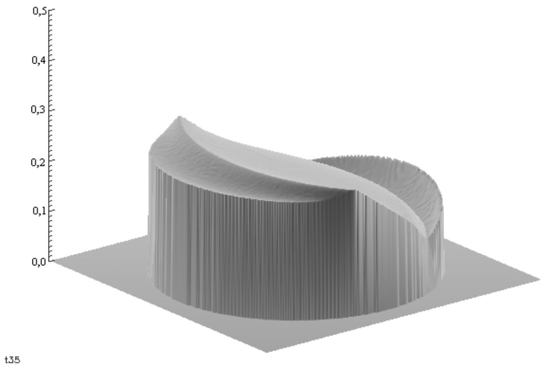


Abbildung 4.43: Relative BRDF-Verteilung aufgrund der Dachwellung für Zielpunkt 3.5

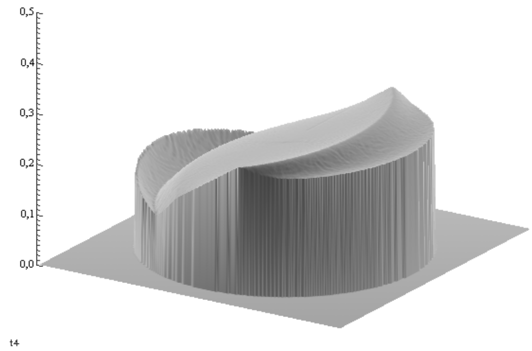


Abbildung 4.44: Relative BRDF-Verteilung aufgrund der Dachwellung für Zielpunkt 4

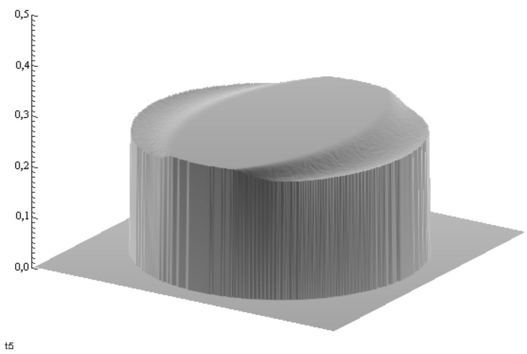


Abbildung 4.45: Relative BRDF-Verteilung aufgrund der Dachwellung für Zielpunkt 5

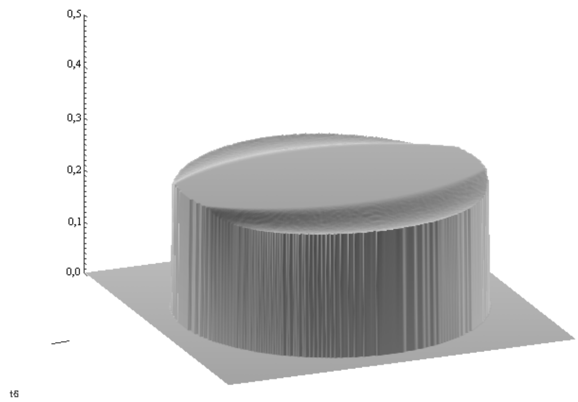


Abbildung 4.46: Relative BRDF-Verteilung aufgrund der Dachwellung für Zielpunkt 6

Den Aufbau der einzelnen Graphiken soll Abbildung 4.37 nochmals verdeutlichen. Er ist gleich dem in Kapitel 4.2.3, in welchem eine genauere Beschreibung zu finden ist.
Innerhalb einer Abbildung sind die simulierten BRDF-Werte für verschiedene Einstrahlungsrichtungen (gesamter Halbraum) und eine feste Beobachtungsrichtung dargestellt. Die durch den Sonnengang festgelegten Einstrahlungsrichtungen sind der Übersicht halber nicht eingetragen, der genaue Verlauf (in der XY-Ebene) ist in den Abbildungen des Kapitels 4.2.3 zu finden.
Den Abbildungen ist zu entnehmen, daß die Dachwellung je nach Beobachtungswinkel einen unterschiedlich starken Einfluß auf die BRDF-Verteilung hat. Aufgrund der Simulation sind maximale Variationen der BRDF-Verteilung zwischen einem Faktor 0,5 und einem Faktor 2,5 zu erwarten, je nach Beobachtungsrichtung (Zielpunkt). Unter Berücksichtigung des Sonnenganges vom 03.09.96 (Bezugssystem Dachflächen) bedeutet dies für die einzelnen Zielpunkte folgende durch die Wellung zu erwartende Verteilung:

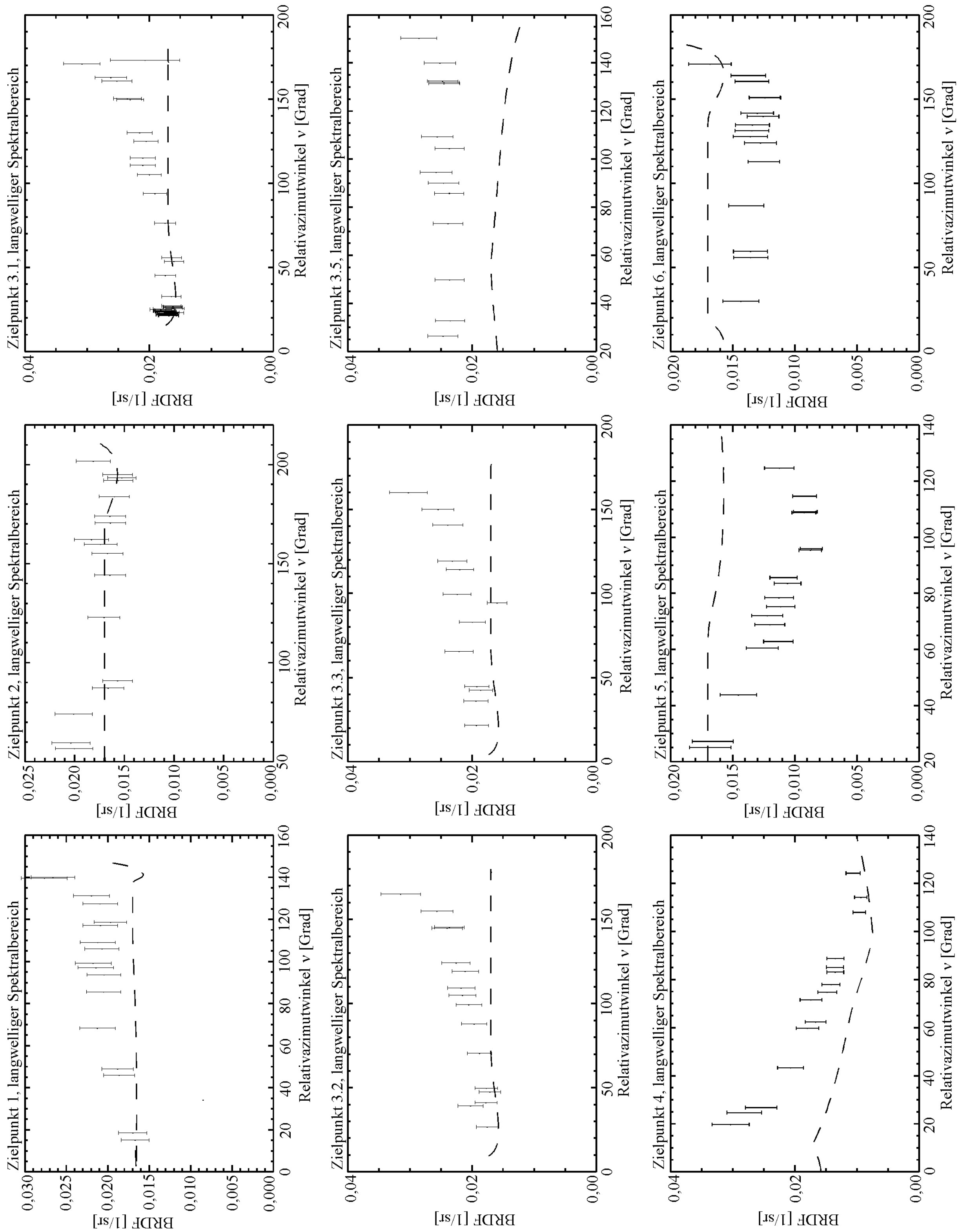


Abbildung 4.47: Zu erwartende BRDF-Verteilung aufgrund der Wellung.
Dargestellt ist die durch Abschattungen und Verdeckungen hervorgerufene Verteilung der BRDF (gestrichelte Linie) bedingt durch den Sonnengang des 03.09.96 bei einem Überhöhungskoeffizienten U_K von 1,22. Die Verteilung wurde auf die durch ihre Fehlerbalken dargestellten Meßwerte skaliert.

Insbesondere bei den Zielpunkten 3.5 und 4 zeigt sich eine starke Variation der BRDF-Verteilung aufgrund der Dachwellung, ein erhöhter Anteil der BRDF in Rückstreurichtung bei Zielpunkt 4 wird durch die Simulation vorhergesagt.
Diese Beeinflussung wäre auch eine Erklärung dafür, daß sich die Anpassungsergebnisse verbesserten, wenn die Meßwerte dieser Zielpunkte bei der jeweiligen Teilanpassung (vgl. 4.3.3 ff.) nicht berücksichtigt worden sind. Die Ursachen für die Winkelverteilung der BRDF unterscheiden sich zwischen den einzelnen Zielpunkten. Bei Zielpunkt 4 und zum Teil auch bei Zielpunkt 3.5 dominieren Verdeckungen und Abschattungen bedingt durch die Dachwellung die Verteilung der BRDF. Die übrigen Zielpunkte werden davon weit weniger stark beeinflußt, bei ihnen bestimmt die Zusammensetzung aus diffuser Streuung und spiegelnder Reflexion die Verteilung.

4.4.1 Anpassungsergebnisse an die korrigierten BRDF-Werte

Um den Einfluß der Dachwellung aus den Daten herauszunehmen, werden die gemessenen BRDF-Werte durch ihren zugehörigen Simulationswert geteilt. Das Ergebnis ist eine von den Abschattungen befreite Verteilung, die allerdings den Absolutbetrag nicht mehr wiedergibt. Vor der Quotientenbildung wurden daher die Simulationswerte an die Meßwerte skaliert, die Werte der resultierenden Verteilung sind damit in der Größenordnung von eins.
Die Auswirkungen der Korrektur auf die Meßwerte sind in Abbildung 4.48 zu finden: Der erhöhte Anteil in Rückstreurichtung bei Zielpunkt 4 ist zurückgegangen. Die Variation ist unterhalb eines Faktors zwei (im Gegensatz zu einem Faktor vier ohne Korrektur, vgl. Abbildung 4.21), ist aber immer noch ausgeprägt. Für Zielpunkt 3.5 hat sich eine spiegelnde Komponente ausgeprägt, wie sie bei den Zielpunkten 3.1, 3.2 und 3.3 schon vor der Korrektur zu finden ist. Weiterhin hat sich der Verlauf der Verteilung des Zielpunktes 2 leicht geglättet, die Verteilungen der übrigen Zielpunkte wurden nicht wesentlich beeinflußt.

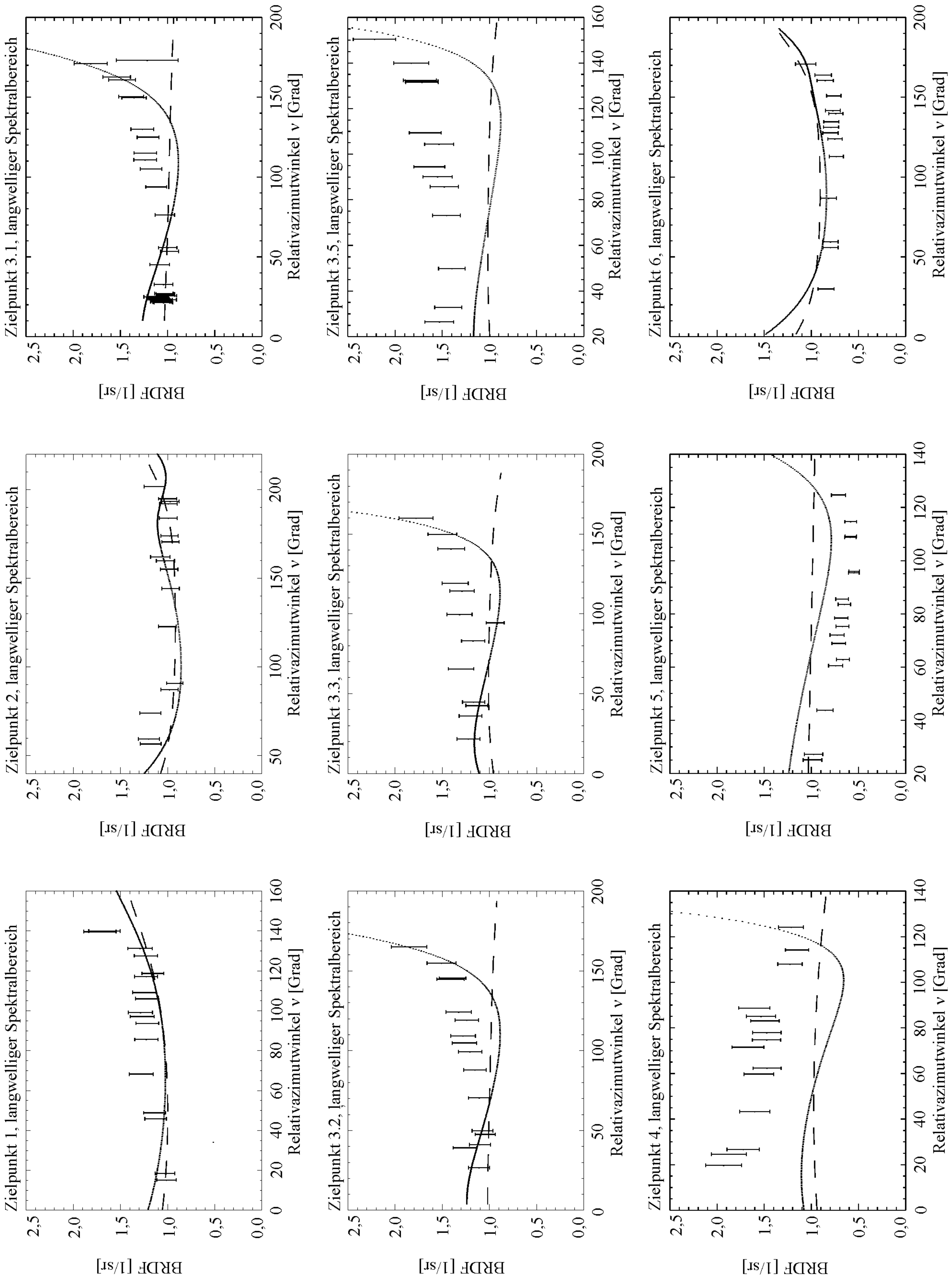


Abbildung 4.48: Relative Verteilung der Meßwerte nach der Korrektur der Dachwellung. Neben den Meßwerten ist das Ergebnis der Anpassung der Modelle Meister und Walthall an die korrigierten Werte dargestellt (Anpassung an alle Meßwerte).

Die Anpassungsergebnisse an die Modelle (analog 4.3.2) an die mittels der Simulation korrigierten Daten zeigt die folgende Tabelle:

Modell	Freiheitsgrad	Spektralbereich	M	M	M	M	M
Zur Anpassung verwendete Meßwerte [Zielpunkte]			alle	2, 4, 5 und 6	2, 4 und 5	1, 3.1, 3.2, 3.3 und 3.5	1, 3.1, 3.2 und 3.3
Anzahl Meßwerte			139	65	50	74	60
Konstante Funktion	1	kw	440	163	90	**80**	**42**
		lw	1257	530	215	194	112
Minnaert	2	kw	440	161	**65**	**30**	**42**
		lw	1244	529	173	191	110
Walthall	4	kw	398	121	**34**	**51**	**24**
		lw	1221	503	109	**88**	**34**
Meister	7	kw	314	100	**34**	**50**	**23**
		lw	919	391	**62**	**80**	**27**
Phong	2	kw	440	163	89	**80**	**42**
		lw	1257	530	164	140	**60**
Liang & Strahler	6	kw	393	120	**31**	**50**	**23**
		lw	1211	500	109	**87**	**34**
Minnaert m.S.	5	kw	430	128	**65**	**52**	**42**
		lw	1221	375	174	**85**	**31**
Liang & Strahler m.S.	9	kw	393	120	**31**	**48**	**23**
		lw	1211	500	109	**87**	**34**

Tabelle 4.5: Testgröße M unter Berücksichtigung verschiedener Stützstellen.
Fett dargestellte Zahlen bedeuten eine Nichtablehnung des jeweiligen Modells im angegebenen Spektralbereich[12] im Sinne des χ^2-Tests.

Vergleicht man die Werte der Testgröße M der Anpassungen aller Meßwerte jeweils vor (Tabelle 4.2) und nach der Korrektur (Tabelle 4.5), so sind keine wesentlichen Unterschiede festzustellen. Der Wert der Testgröße M hat für einige Modelle leicht abgenommen (z.B. Walthall oder Liang & Strahler), es sind aber auch leichte Zunahmen im Wert der Testgröße zu finden (z.B. Meister). Weiterhin ist festzuhalten, daß die Reduzierung der Stützstellen auf gleich orientierte Dachflächen (vgl. 4.3.3) noch immer eine Verbesserung der Anpassung ermöglicht.

Das Ergebnis legt nahe, daß das zur Korrektur verwendete Modell auf zu vereinfachten Annahmen beruht. Die Annahme, daß abgeschattete Flächen nicht zur Verteilung beitragen, ist sicherlich zu überdenken. Bei Feldmessungen werden Schattenflächen durch das Himmelslicht beleuchtet, tragen demnach bei unvollständiger Korrektur des Himmelslichtes zur Verteilung bei. Weiterhin kann es durch Mehrfachstreuungen sicherlich dazu kommen, daß ein vermeintlich abgeschattetes Flächenelement der Oberfläche in der Verteilung zu berücksichtigen ist. Da sich bei den Messungen ein erhöhtes Streuverhalten in Spiegelrichtungen zeigte

[12] kw bezeichnet den Mittelwert des Wellenlängenintervalls von 630 bis 641 nm, lw den des Wellenlängenintervalls von 1536 bis 1547 nm.

(ebenfalls in den Messungen von [Meister 1996]), sollte man nach Möglichkeit das infinitesimale Flächenelement in der Simulation nicht als Lambertschen Strahler auffassen. Man sollte vielmehr ein Modell mit Spiegelungs-Peak benutzen.

Von allen Modellen beschreiben weiterhin die Modelle Meister und Walthall den Verlauf der Meßwerte am besten, wobei das Modell Meister zu langen Wellenlängen hin eine bessere Beschreibung liefert. Das Anpassungsergebnis aller Meßwerte an diese Modelle wurde daher neben den Meßwerten in Abbildung 4.48 dargestellt. Die Probleme bei der Beschreibung der gemessenen BRDF gleichen denen in Kapitel 4.3.2. Aufgrund der nach der Korrektur für das Modell Meister eher verschlechterten Anpassung wird auf eine quantitative Auswertung verzichtet.

4.5 Folgerungen für weitere Feldmessungen

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen zeigen die Beschränkungen, aber auch systematische Probleme bei der Bestimmung einer BRDF durch Feldmessungen auf.
Bei zukünftigen Feldmessungen sollte man daher Folgendem Rechnung tragen:
Selbst bei stark durchbrochener Bewölkung ist der Anteil des Himmelslichtes an der Gesamtstrahlung relativ hoch, bei ~ 600 nm bis zu 30 % der Gesamtstrahlung bzw. ~ 43 % des direkten Sonnenlichtes. Zur Bestimmung eines BRDF-Wertes sollte also neben einer Gesamtlichtmessung auch eine Himmelslichtmessung (Schattenmessung) bei gleichen Ein- und Ausfallwinkeln gewonnen werden. Vorzugsweise sollten die Messungen bei wolkenfreiem Himmel erfolgen. Zum einen verringert sich ein durch den Anteil des Himmelslichtes bedingter Fehler, zum anderen werden weniger Messungen durch vorbeiziehende Wolken unbrauchbar.
Bei der Selektion von ‘guten’ und ‘schlechten’ Messungen hat sich das Pyranometer bewährt, es zeigt bereits kleine Änderungen in der Beleuchtungssituation an und erspart so manchen direkten Blick des Anwenders in die nähere Umgebung Richtung Sonne. Bei dem Pyranometer handelt es allerdings sich um ein Gerät, welches eine über einen großen Wellenlängenbereich integrierte Größe mißt (0,3 - 3 µm), es vermag relative Änderungen im Spektrum nicht aufzuzeigen. Zur spektralen Bestimmung einer einfallenden Strahlungsflußdichte ist es weniger geeignet. Als Alternative würden sich z.B. spektral auflösende Photometer oder Photodioden anbieten, welche man durch Filter stark wellenlängenbegrenzt. Nötig wären vier solcher Dioden, zwei im kurzwelligen und zwei im langwelligen Wellenlängenbereich. Mit einem Paar (eine kurz-, die andere langwellig beschränkt) zeichnet man ein Relativsignal für die Globalstrahlung auf, mit dem zweiten Paar ein Relativsignal für das Himmelslicht (abgeschattete Dioden). In Verbindung mit einer einmal durchgeführten Spectralonmessung (Global- sowie Himmelslicht) ließen sich damit absolute einfallende Strahlungsflußdichten bestimmen, sofern das Spektrometer kalibriert ist. Ein dauernder Wechsel zwischen Objekt und Spectralonmessung könnte somit entfallen.
Weiterhin als problematisch erwies sich die durch Sonnengang und mögliche Beobachtungswinkel eingeschränkte Verteilung der Stützstellen bei der Anpassung verschiedener Modelle. Bei größeren Objekten kann diese nur durch eine Änderung der Sensorposition verbessert werden, die die einfallende Strahlung beschreibenden Winkel bleiben für unbewegliche Objekte weiterhin stark eingeschränkt. Bedingt durch das Gewicht der Spiegelteleskope und der eingeschränkten Bewegungsfreiheit des Spektrometers OVID ist eine häufige und starke Variation der Sensorposition nur schwer zu realisieren. Der Wechsel zu einem portableren Spektrometer bringt diesbezüglich sicherlich Vorteile.

Zur Vergrößerung der die einfallende Strahlung beschreibenden Winkelverteilung müssen bei Sonnenlicht homogene Objekte mit stark unterschiedlicher Neigung (und gegebenenfalls Orientierung) untersucht werden. Eine weitere Möglichkeit läge aber auch in der Verwendung einer aktiven Strahlungsquelle, etwa eines Lasers. Die Messungen müßten dann bei Nacht erfolgen. Von Vorteil wäre dabei die Existenz einer definierten Strahlungsquelle, mit der verschiedene Einfallswinkel realisiert werden könnten. Damit aber nicht nur in Rückstreurichung (gleiche Position von Quelle und Sensor) gemessen wird, bedarf es eines umfangreichen Meßaufbaus und wahrscheinlich der Koordination zweier Meßgruppen (Quelle und Sensor) während der Messung.

In den durchgeführten Messungen zeigte sich eine Streuung in Vorwärtsrichtung (Spiegelrichtung), diese sollte bei weiteren Messungen eingehend Berücksichtigung finden.
Bei Objekten mit Vorzugsrichtung sollte im Vorfeld eine Simulation durchgeführt werden, sie kann beim Auffinden von zu berücksichtigenden Winkelstellungen hilfreich sein.

Eine weitere interessante Möglichkeit für zu untersuchende Proben bietet sich durch das Sortiment der Firma Eternit, Hamburg. Diese stellt verschieden geformte Ziegel bzw. Dachbedeckungen aus unterschiedlichen Grundstoffen, aber mit gleicher Farbbeschichtung her. Neben der in dieser Arbeit behandelten "Berliner Wellung" wird noch ein Betondachstein mit gleicher Farbdispersion angeboten ("Heidelberger Dachstein", Grundstoffe u.a. Beton, Kies und Sand, Form: Normalprofil, telefonische Mitteilung v. Herrn Dietrich, Fa. Eternit). Anhand dieser Proben könnte bei kleiner Probengröße möglicherweise der Einfluß von Tiefenstreuung näher untersucht werden. Für größere Probenstücke könnte der Einfluß von Abschattungen und Verdeckungen eingehender untersucht und modelliert werden, sofern sich beide Proben spektral nicht unterscheiden. Bei diesen Messungen könnte man vom bereits in [Meister 1996] verwendeten Goniometertisch gebrauch machen, so daß der Sensor selbst nicht bewegt werden muß. Eine Variation der Beobachtungsrichtung geschieht durch Drehen des zu untersuchenden Objektes selbst. Für Messungen bei Sonnenlicht wird dann ebenfalls eine Variation in der Einstrahlungsrichtung der Sonne erreicht. Ein weiterer Vorteil läge darin, daß ein schneller Wechsel zwischen Probe und Referenzfläche erfolgen kann. Zu jeder Probenmessung ließe sich mit nur geringer zeitlicher Verzögerung die einfallende Strahlungsflußdichte bestimmen. Eine eingehende Begutachtung sollte diesbezüglich Klarheit schaffen.

4.6 Folgerungen für die Auswertung von Luftbildern

Die in dieser Arbeit gemessenen reflektierten Strahldichten zeigten über den Tag hinweg eine große Variation im Absolutbetrag, bedingt durch die sich ändernde Stärke der einfallenden Strahlung. Um von derartigen Tageseinflüssen unabhängig zu werden, kann man die gemessenen Spektren normieren. Für Aufgaben der multitemporalen Klassifikation ist dies z.B. in [Hepp 1994] für multispekrtale Luftbilder durch Erzeugung von Reflektanzbildern durchgeführt worden.
Bei Fehlen eines Höhenmodells zu den Luftbildern werden jedoch Dachneigungen zumeist nicht berücksichtigt, so auch in den Berechnungen in [Hepp 1994]. Die auf eine geneigte Dachfläche einfallende Strahlung wird dadurch über- oder unterschätzt. Das hat mehr oder minder starke Variationen in den berechneten Reflektanzen zur Folge, was eine Klassifikation erschweren kann. Für eine qualitative Abschätzung der möglichen Stärke von Variationen können die in dieser Arbeit gemessenen Strahldichten herangezogen werden. Nimmt man nur den Sonnenstand als die die einfallende Strahlung bestimmende Größe an, so kann man sich

die Tagesmessung dieser Arbeit auch als Messung gleicher, aber im Azimut verschieden orientierter Hausdächer in einem Luftbild vorstellen. Ebenso können sie als Aufnahmen ein und der selben Szene zu unterschiedlichen Monaten gleicher Tageszeit verstanden werden.
Da in einem Luftbild zumindest einige Häuser mit ähnlichen Dachbedeckungen zu finden sind, können die Variationen der in dieser Arbeit gemessenen Strahldichten einen Anhaltspunkt über zu erwartende Variationen in Reflektanzbildern liefern.
In den drei Teilabbildungen der Abbildung 4.49 sind die Variationen der gemessen Strahldichten ohne sowie mit einer einfachen Normierung aufgetragen.
Teilabbildung 1 zeigt den Quotienten Q aus Standardabweichung $\sigma L(t)$ und Mittelwert $\langle L(t)\rangle$ der über den Tag (03.09.96) gemessenen Strahldichten L(t) für die einzelnen Zielpunkte.
Die Teilabbildungen 2 und 3 zeigen ebenfalls den Quotienten Q, jedoch erfolgte zuvor eine Normierung der Strahldichten durch Division der Spektren durch den Kosinus des Sonnenstandes zum jeweiligen Meßzeitpunkt. Der Unterschied in den Teilabbildungen 2 und 3 liegt dabei in der Angabe des Sonnenstandes. In Teilabbildung 2 ist dieser bezüglich der Oberflächennormalen des Erdbodens (Erdkoordinaten) angegeben, in Teilabbildung 3 bezüglich der jeweiligen Dachflächennormalen (Dachkoordinaten):

$$Q = \frac{\sigma\left(L(t)/\cos(\theta(t))\right)}{\left\langle L(t)/\cos(\theta(t))\right\rangle}\,, \qquad \text{mit } \theta(t) := 0 \text{ in Teilabbildung 1}$$

θ(t) in Erdkoordinaten in Teilabbildung 2
θ(t) in Dachkoordinaten in Teilabbildung 3

Teilabbildung 1 zeigt die relative Variation der gemessenen reflektierten Strahldichten aufgrund der sich ändernden Beleuchtung. Diese zeigt sich zum Teil spektral unabhängig, bei den Zielpunkten 3.1, 3.2 und 3.3 steigt sie mit zunehmender Wellenlänge. In den Messungen der Zielpunkte 3.1, 3.2 und 3.3 zeigte sich mit zunehmender Wellenlänge eine erhöhte Streuung in Spiegelrichtung (Abbildung 4.26), worauf der Anstieg zurückzuführen ist. Die relative Streuung der Spektren über den Meßtag bewegt sich zwischen etwa 10% und 45%, je nach Zielpunkt und Wellenlänge. Daß die Spektren im Rahmen einer Klassifikation als gleich erkannt werden, ist dadurch eher unwahrscheinlich, insbesondere wenn der Absolutbetrag der Spektren bei der Zuweisung eine wichtige Rolle spielt. Die Berücksichtigung des Sonnenstandes relativ zum Erdboden führt größtenteils zu einer Verminderung der relativen Streuung (Teilabbildung 2), so daß die Wahrscheinlichkeit für eine Erkennung gleicher Spektren steigt. Die relative Streuung vermindert sich für die einzelnen Zielpunkte jedoch nicht gleichmäßig, sondern variiert zum einen zwischen den Zielpunkten und zum anderen auch spektral (vor allem bei den Zielpunkte 3.1, 3.2, 3.3 und 3.5). Zurückzuführen ist dieser Sachverhalt auf die unterschiedlich starke Einflußnahme der Normierung. Für in Richtung Sonne geneigte Dachflächen (während der Tagesmessung z.B. die Dachfläche zu Zielpunkt 3.1, vgl. Abbildung 3.19) ist der Einfallswinkel der Sonne bezüglich der Dachflächennormalen kleiner als der angegebene Winkel, man unterschätzt die einfallende Strahlung und erhält ein zu großes Ergebnis in der Normierung. Für die von der Einstrahlrichtung größtenteils weg gerichteten Flächen (z.B. die des Zielpunktes 1) verhält es sich genau entgegengesetzt, man erhält ein zu kleines Ergebnis. Zudem unterscheidet sich zusätzlich die Größe der Abweichung. Bei einer Dachneigung von z.B. 15° und einem Sonnenstand von 45° (Erdkoordinaten), kommt durch die Kosinusbildung für direkt in Sonnenrichtung geneigte Flächen eine relative Abweichung von etwa 18%, für entgegengesetzt geneigte Flächen jedoch eine von etwa 41% zustande. Hinzu kommt noch, daß die einzelnen Spektren noch das Himmelslicht beinhalten. Bedingt durch die spektral unterschiedlichen Anteile des Himmelslichtes an der einfallenden Strahlung, führt dies zu

unterschiedlichen Abweichungen in der Normierung (das Himmelslicht folgt nicht der Kosinusnormierung).
Verwendet man zur Normierung der Spektren die Sonnenzenitwinkel bezüglich der jeweiligen Dachnormalen, so vermindert sich die relative Streuung der Spektren nochmals z.T. deutlich (vgl. Teilabbildung 3). Größtenteils sinkt sie unterhalb von 25%, lediglich Zielpunkt 4 zeigt noch eine relative Streuung um die 40%. Der Einfluß von Abschattungen und Verdeckungen ist für diesen besonders groß (vgl. 4.4), das Ergebnis ist daher zu erwarten.

Die Ergebnisse lassen erwarten, daß bei geneigten Flächen auch in Reflektanzbildern große relative Streuungen vorzufinden sind. Diese gründen sich zum einen auf eine fehlerhafte Berücksichtigung des Sonnenstandes bezüglich der Flächennormalen einer geneigten Fläche (Hauptursache in Teilabbildung 2). Zum anderen haben sie ihre Ursache in Abschattungen und Verdeckungen (viele Hausdächer sind gewellt) sowie einer erhöhten Streuung in Spiegelrichtung (Teilabbildung 3).
Bei der Durchführung einer überwachten Klassifikation sollten diese Effekte berücksichtigt werden. Dies kann zum einen dadurch geschehen, daß insbesondere für Hausdächer mehrere Gebiete trainiert werden. Andererseits könnte man die Streuung eines Trainingsgebietes künstlich vergrößern, wie etwa beim ‘Maximum-likelihood’-Verfahren durch Multiplikation der Kovarianzmatrix mit einem Faktor größer eins. Ein weiterer möglicher Ansatz wäre der Einsatz von Helligkeitsfiltern wie er in [Wiemker 1995] zu finden ist.
Eine ausführliche Untersuchung zur Klassifikationsgenauigkeit, in welcher u.a. auch Filter sowie die Vergrößerung der Kovarianzmatrix berücksichtigt werden, ist in [Kulbach 1997] zu finden.

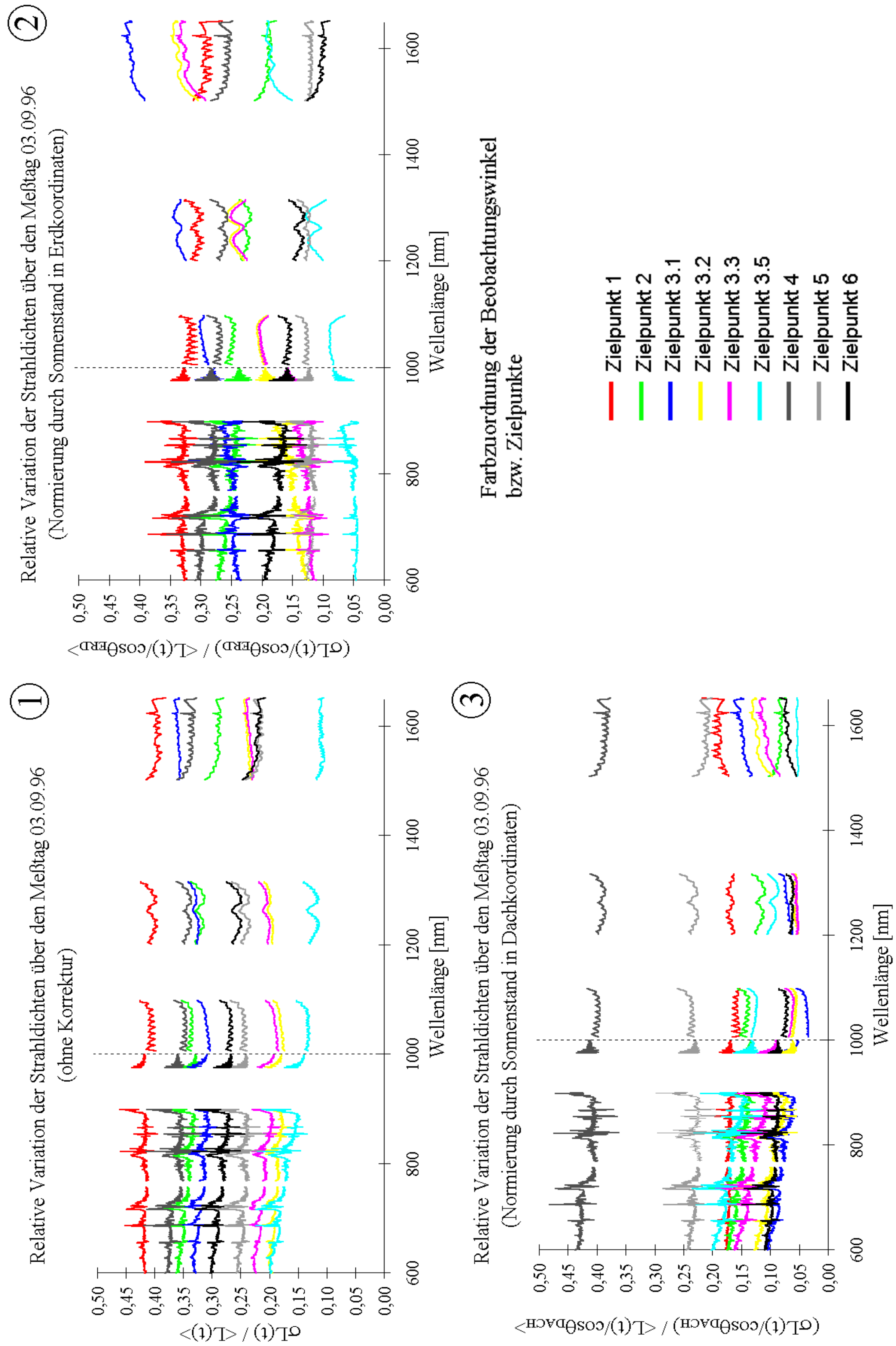


Abbildung 4.49: Relative Streuung der gemessenen Strahldichten bei unterschiedlicher Normierung. Teilabbildung 1 zeigt die Streuung ohne Normierung, bei den Teilabbildungen 2 und 3 wurden die Einzelspektren jeweils durch den Kosinus des zugehörigen Sonnenzenitwinkels dividiert. Der Bezug für die Winkelangabe ist in Teilabbildung 2 die Erdebene, in Teilabbildung 3 die Dachebene.

5 Zusammenfassung

Ziel dieser Diplomarbeit war die Messung der spektralen Reflexionsfunktion (BRDF) einer Dachoberfläche bei natürlicher Beleuchtung. Hierzu verwendeten wir das Spektrometer OVID. Es überdeckte durch die Verwendung zweier Detektoreinheiten einen Wellenlängenbereich von 600 bis 1600 nm, von welchem wir die Bereiche starker atmosphärischer Absorption nicht berücksichtigten. Die verschiedenen Winkelkombinationen der Ein- und Ausfallwinkel θ_i, θ_r, ϕ_i und ϕ_r (gemessen im Bezugsystem der Oberfläche) kommen durch den Sonnengang zustande. Vergrößert wurde die Verteilung der Winkelkombinationen durch die Wahl unterschiedlicher Beobachtungspunkte auf der Dachfläche sowie der unterschiedlichen Neigung einzelner Teile der Dachfläche.

Als Referenzfläche stand uns eine diffus reflektierende Spectralonfläche der Firma Labsphere Inc., Boulder, Colorado, zur Verfügung. Deren BRDF wurde in einer früheren Messung [Meister 1996] bestimmt und erlaubte uns durch Differenzmessungen (von der reflektierten Strahldichte bei voller Beleuchtung wurde die reflektierte Strahldichte bei abgeschatteter Spectralonfläche abgezogen) die Bestimmung der *einfallenden Strahlungsflußdichte* zu verschiedenen Tageszeiten. In Verbindung mit über den Tag aufgezeichneten Pyranometerdaten wurde die einfallende Strahlungsflußdichte auf den Zeitpunkt einer Dachmessung interpoliert. Die interpolierten einfallenden Strahlungsflußdichten haben experimentelle bedingte Unsicherheiten von 9,2 %.

Bei den Dachflächen konnte der *Einfluß des Himmelslichtes* nicht durch direkte Differenzmessungen beseitigt werden. Der Einfluß des Himmelslichtes wurde bei diesen Messungen dadurch beseitigt, daß eine einmalig gewonnene Himmelslichtmessung (abgeschattete Dachflächen zu Meßbeginn) auf spätere Meßzeitpunkte (volle Beleuchtung) interpoliert und dann von der Messung subtrahiert wurde. Durch Quotientenbildung aus dieser Größe und der aus den Spectralonmessungen gewonnenen einfallenden Strahlungsflußdichte bestimmten wir dann die *BRDF-Werte der Dachfläche* zu der gegebenen Winkelkombination (vgl. Abbildung 4.8 ff.). Die experimentellen mittleren relativen Fehler der BRDF liegen bei etwa 12% im Spektralbereich um 630 nm, im Bereich um 1540 nm bei etwa 10%. Die durchschnittlichen Abweichungen der Meßwerte von einer lambertschen BRDF betragen 24,4 % für den Spektralbereich um 630 nm und 25,8 % für den Spektralbereich um 1540 nm.
Verschiedene BRDF-Modelle aus der Literatur wurden an unsere Meßwerte angepaßt. Die besten Ergebnisse wurden mit dem Modell von Meister (1996) erzielt. Dieses basiert auf einem Modell von Walthall (1985), das von Liang & Strahler (1994) in eine Form gebracht wurde, die dem Helmholtzschen Reziprozitätstheorem genügt und von Meister (1996) um einen die spiegelnde Komponente modellierenden Term erweitert wurde. Die Anzahl der freien Parameter dieses Modells beträgt 7. Die mittlere Abweichung der Meßwerte von den modellierten Funktionswerten beträgt 15,5 % im Spektralbereich um 630 nm und 19,3 % im Spektralbereich um 1540 nm. Die Beschreibung der BRDF der Dachfläche durch die Funktion Meister stellt somit einen Fortschritt gegenüber der Annahme dar, daß die Dachfläche lambertsch ist.

In den Messungen zeigte sich ein *Einfluß der Vorzugsrichtung der Dachziegel* aufgrund ihrer Wellung. Dieser wurde durch eine bessere Modellanpassung bei reduzierter Meßwertzahl (nur Meßwerte von Dachflächen mit gleicher Orientierung der Wellung) nachgewiesen. Die erhaltenen Parametersätze der Teilanpassungen unterscheiden sich sehr stark. Damit die Dachfläche mit nur einem Parametersatz beschrieben werden kann, ist eine Modellerweiterung durch Berücksichtigung der Vorzugsrichtung notwendig.

Ein einfacher Ansatz zur Modellierung der Abschattungen und Verdeckungen vermochte Teile der BRDF zu erklären. Seine Berücksichtigung brachte jedoch keine Verbesserungen im Anpassungsergebnis der Modelle, was auf die zu sehr vereinfachenden Annahmen des Modells zurückzuführen ist. Ein weniger vereinfachendes Modell sollte bessere Ergebnisse liefern.
In den Messungen zeigte sich weiterhin ein Anstieg der spiegelnden Komponente mit Zunahme der Wellenlänge, welche im Einklang mit dem Rayleigh-Kriterium über glatte Flächen steht. Über die ebenfalls durch das Rayleigh-Kriterium vorhergesagte Zunahme der spiegelnden Komponente mit hohen Zenitwinkeln kann aufgrund fehlender Stützstellen keine Aussage getroffen werden.
Insgesamt ergaben sich beträchtliche Abhängigkeiten der BRDF-Werte des Ziegeldaches von der Beleuchtungs- und Beobachtungsrichtung. Die relativen Streuungen der BRDF-Werte liegen bei Wellenlängen um 630 nm bei 24% , bei Wellenlängen um 1540 nm bei etwa 28%. Die maximale relative Schwankung bezogen auf den Mittelwert aller gemessenen BRDF-Werte liegt zwischen -63% und +69,2%. Das sollte bei der rechnergestützten Klassifizierung von Gebieten mit Ziegeldächern bzw. anderen gewellten Dächern berücksichtigt werden, wenn einzelne Dächer geometrisch aufgelöst werden können.

Danksagungen

Den Professoren Johann Bienlein und Hartwig Spitzer danke ich für das interessante Thema und die Betreuung meiner Diplomarbeit. Hervorheben möchte ich insbesondere die kritische und konstruktive Beurteilung meiner Arbeit, die den gesamten Verlauf der Diplomarbeit begleitete.

Den Mitgliedern meiner Arbeitsgruppe gilt mein Dank für die zahlreichen Diskussionen und Anregungen. Gerhard Meister trägt durch die vielseitige Unterstützung einen wesentlichen Anteil am Erfolg dieser Arbeit.

Für die Möglichkeit, das Spektrometer OVID benutzen zu können und für die Hilfe bei technischen Problemen gilt Frau Dr. Barbara Bartsch vom Institut für Meteorologie der Universität Hamburg mein Dank. Herzlichst bedanken möchte ich mich an dieser Stelle auch bei Martin Dreyer, ebenfalls vom Institut für Meteorologie. Er erlaubte mir Messungen mit dem OVID zwischen seinen eigenen Messungen und stand mir bei technischen Problemen mit Rat und Tat zur Seite.

Meinem Kommilitonen Daniel Kulbach danke ich für die mehr als gute Zusammenarbeit während des gesamten Studiums.

Mein besonderer Dank gilt meiner Familie für ihr Vertrauen in mein Studium, ihre finanzielle Dauerunterstützung sowie der Toleranz gegenüber den Eigenarten, die solch ein Studium so mit sich bringt.

6 Anhang

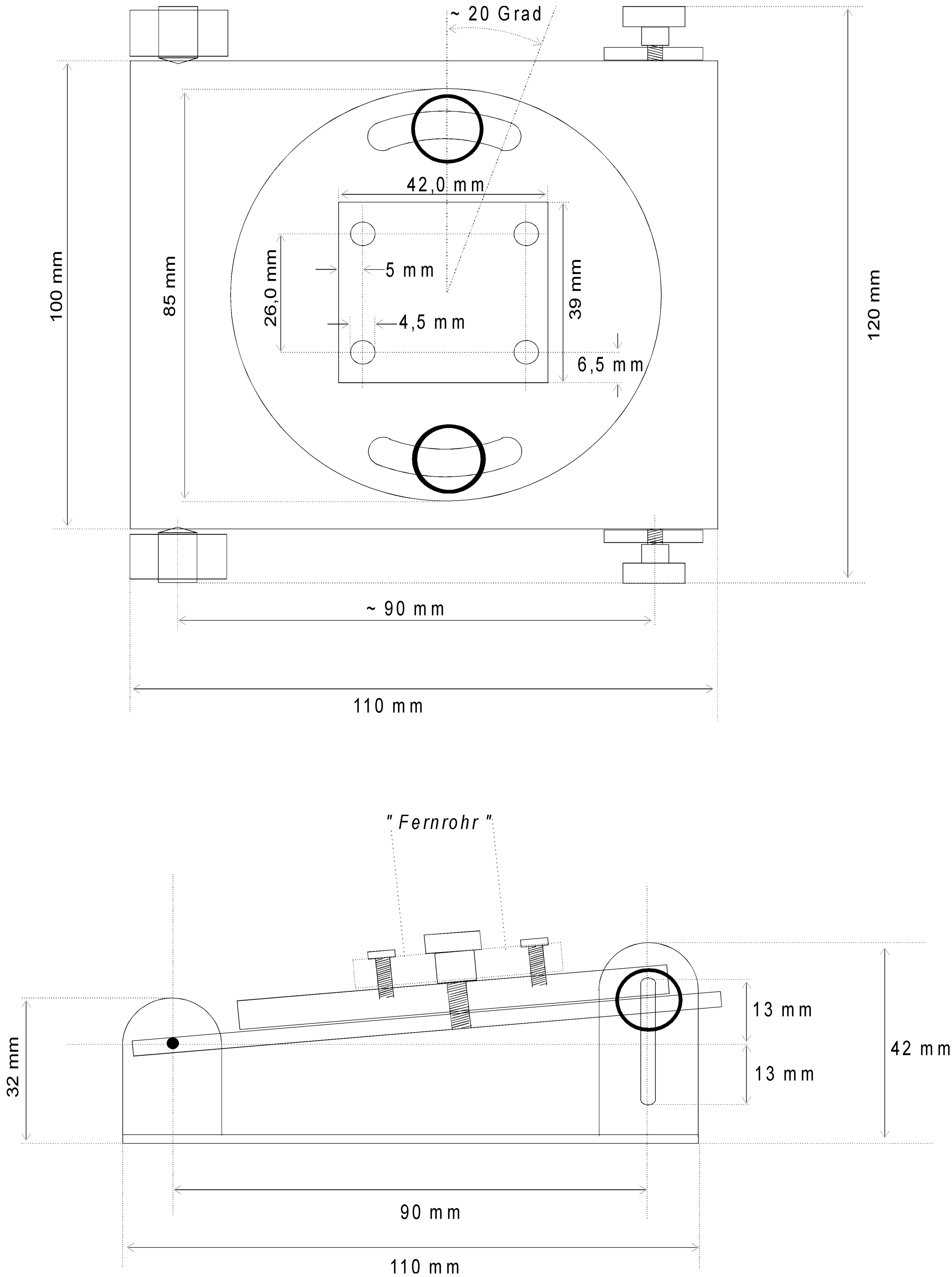


Abbildung 6.1: Konstruktionszeichnung für Justiertisch des Fernrohrs

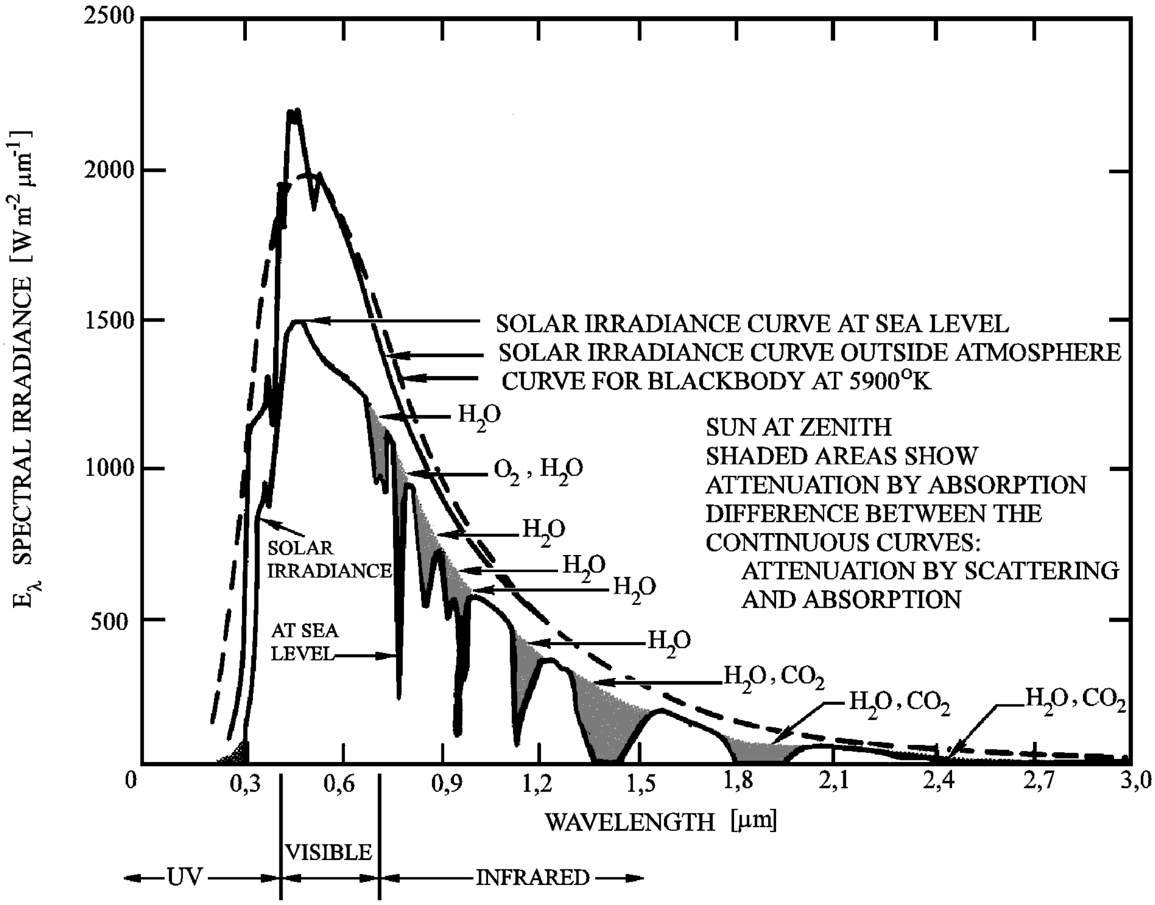


Abbildung 6.2: Sun illumination spectral irradiance at the Earth's surface [Elachi 1987]

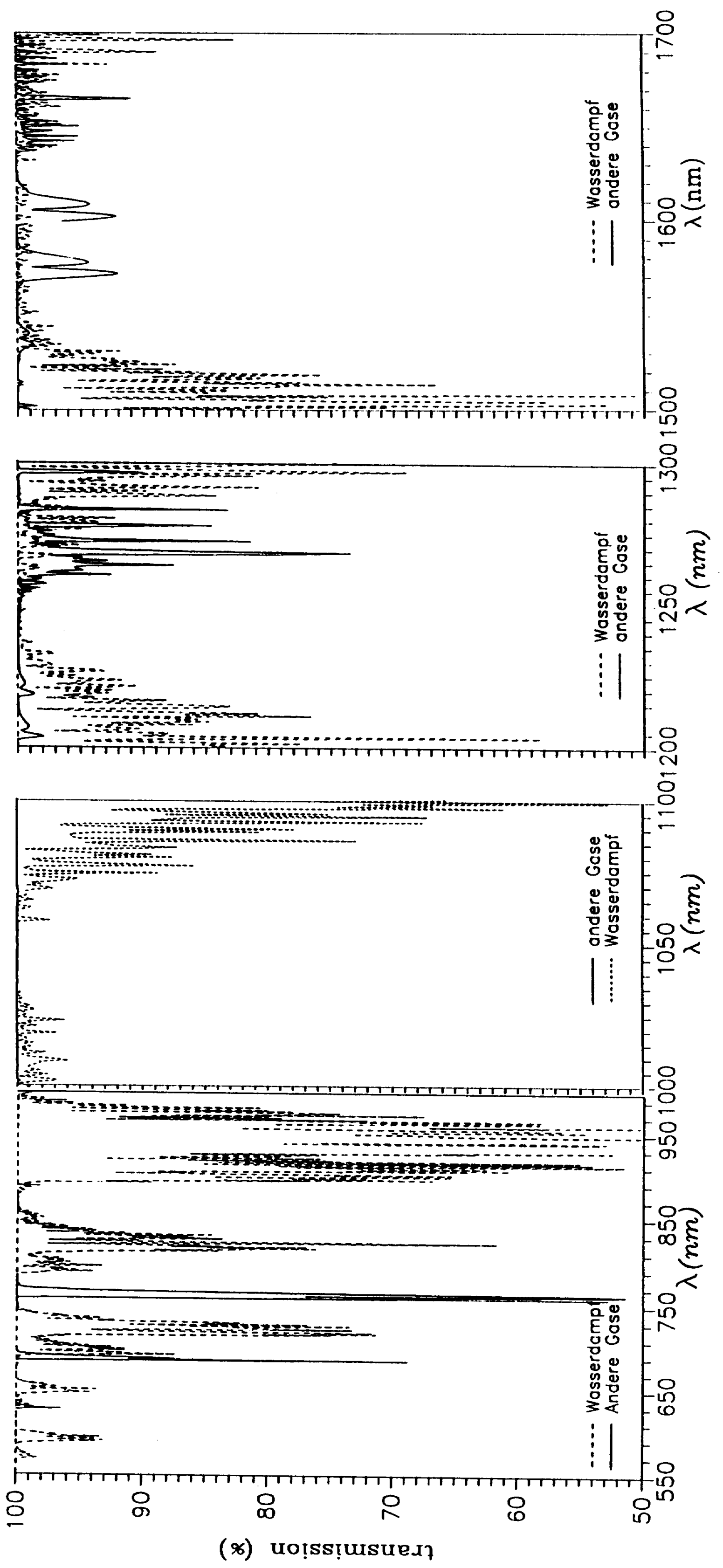


Abbildung 6.3: Spektrale Transmission einer MC Clatchey Atmosphäre (Sommer der mittleren Breiten). Berücksichtigte Absorbergase: H_2O, CO_2, O_3, CH_4, N_2O, O_2 und CO. [Betancor, private Kopie]

Detektoreinheit	VIS	NIR
Spektrograph Typ Wellenlängenbereich Blendenzahl Dispersion der Gitter	 DSP 156 0,25 - 1,10 µm 3,8 4,5 nm/mm (1200 mm^{-1}) 9,0 nm/mm (600 mm^{-1}) 18,0 nm/mm (300 mm^{-1}) 36,0 nm/mm (1500 mm^{-1})	 CP 140 1,0 - 1,7 µm 2,0 58,3 nm/mm (120 mm^{-1})
Detektor Typ Anzahl der Pixel Anzahl der auslesbaren Pixel Mittenabstand der Pixel max. Spektraler Bereich spektrale Auflösung übliche Belichtungszeiten Wiederholrate	 Si-CCD 1040*281 1024*256 27 µm 0,20 - 1,06 µm 1,7 nm 40 - 550 ms 2 - 25 Hz	 InGaAs-Diodenzeile 256*1 240*1 50 µm 0,8 - 1,75 µm ~ 10 nm (zur Meßzeit ~ 13,12 nm) 100 - 3000 ms 0,35 - 10 Hz
Steuereinheit A/D-Wandler Binning/Grouping Modus	 14 Bit +/+	 14 Bit -/-
Teleskop Spiegel Spiegeldurchmesser Brennweite Durchmesser des Faser- bündels (10 m-Lichtleiter) Öffnungswinkel	 sphärisch 8,0 cm 31,0 cm ~ 1,25 mm 0,27°	 sphärisch 8,0 cm 16,0 cm ~ 0,62 mm 0,34°

Tabelle 6.1:Technische Daten des Spektrometers OVID [Bartsch 1997]

6.1 Abschätzung des Anteils der Thermalstrahlung in den Meßspektren

Abbildung 6.4 zeigt ein um 10:00 Uhr MEZS aufgenommenes Spektrum der Dachfläche 4, welches eine der geringsten gemessenen spektralen Strahldichte aufweist. Der Einfluß der Thermalstrahlung ist unter der Annahme einer maximal möglichen Dachtemperatur hier am größten und kann somit zur Abschätzung des Anteils der Thermalstrahlung an der reflektierten Strahlung herangezogen werden.

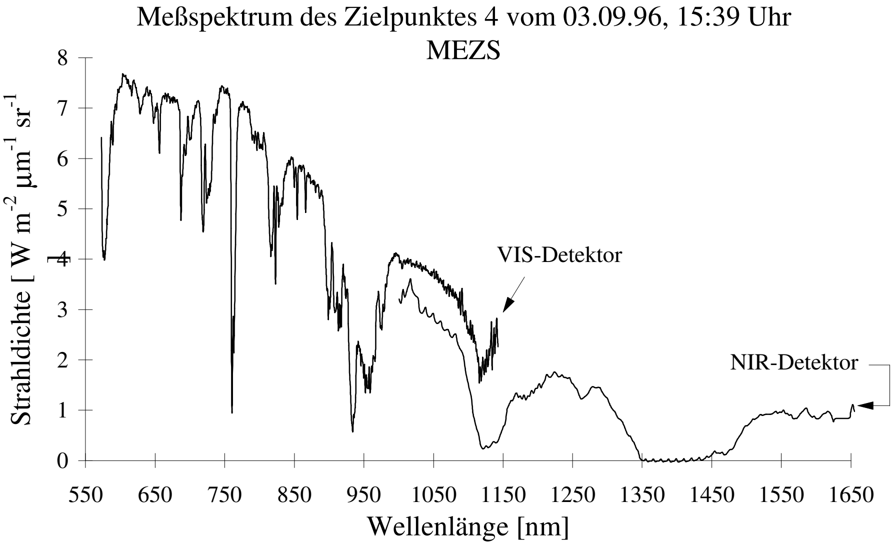


Abbildung 6.4: Meßspektrum der Dachfläche 4 mit geringer absoluter Strahldichte, aufgenommen mit zwei Detektoreinheiten (VIS und NIR). Neben den atmosphärischen Absorptionsbanden (vgl. Abbildung 6.2) ist auch die Abweichung im Überlapp-Bereich der Detektoren (1000 bis 1100 nm) zu erkennen. Diese ist auf die Detektoreigenschaften (vgl. 3.1.1.7) und die Teleskopjustierung (vgl. 3.1.1.5) zurückzuführen.

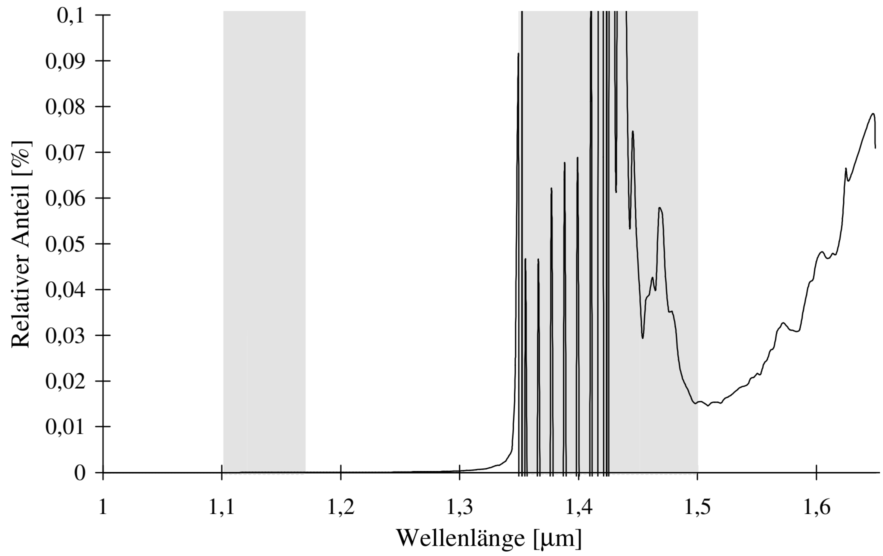


Abbildung 6.5: Maximaler relativer Anteil der Planck-Strahlung (T = 100 °C) an der gemessenen, reflektierten Strahldichte der Dachfläche 4. Grau hinterlegt sind Bereiche starker atmosphärischer Absorption. Für Wellenlängen unterhalb 1200 nm beträgt der relative Anteil weniger als 10^{-5} %.

Man sieht, daß der Anteil der Thermalstrahlung in den gemessenen Spektren zu vernachlässigen ist.

6.2 Darstellung des χ^2-Test

Im Folgenden wird eine kurze Darstellung des χ^2 -Testes gegeben, welche sich an [Brandt 1992, Seite 244 ff.] anlehnt.
Mittels des χ^2 -Testes kann überprüft werden, ob eine Hypothese von den Meßdaten zurückgewiesen wird oder nicht. Hierzu berechnet man ein durch die Meßfehler gewichtetes Maß der Abweichung der Meßwerte von der Hypothese, eine Testgröße M:

$$M = \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{g_i - f_i}{\sigma_i} \right)^2 \qquad \text{mit}$$

N = Anzahl der Meßwerte
g_i = Meßwert
σ_i = Meßfehler von g_i
f_i = Wert der Hypothese

Weiterhin wählt man ein Signifikanzniveau α zwischen 0 und 1. α ist dabei die Wahrscheinlichkeit, daß bei der Richtigkeit der Hypothese die Größe χ^2 größer als das sogenannte Quantil $\chi^2_{1-\alpha}$ ist. Durch die Wahl eines hohen Signifikanzniveaus reduziert man die Wahrscheinlichkeit, daß die Hypothese als mit den Meßwerten vereinbar angenommen wird, obwohl sie nicht wahr ist. Gleichzeitig erhöht man aber auch die Wahrscheinlichkeit, daß die Hypothese abgelehnt wird, obwohl sie wahr ist. Gewöhnlich verwendet man bei der Analyse wissenschaftlicher Daten Signifikanzniveaus von 5%, 1% oder 0,1%. Ich wählte 1%.
Die Quantile sind in Tabellen aufgelistet, ihr Wert ist abhängig von der Zahl der Freiheitsgrade (Tabelle 6.2 zeigt einige Quantile des Signifikanzniveaus 0,01). Die Zahl der Freiheitsgrade ist dabei gleich der Zahl der Meßwerte abzüglich der in der Hypothese angepaßten Parameter.
Übersteigt der Wert der Testgröße M den des Quantils, so wird die Hypothese abgelehnt. Der umgekehrte Schluß gilt nicht. Unterschreitet M den Wert des Quantils, so läßt sich lediglich sagen, daß “die Hypothese nicht im Widerspruch zum Ergebnis der Stichprobe steht“ [Brandt 1992].

f	$\chi^2_{1-\alpha}$	f	$\chi^2_{1-\alpha}$	f	$\chi^2_{1-\alpha}$	f	$\chi^2_{1-\alpha}$	f	$\chi^2_{1-\alpha}$	f	$\chi^2_{1-\alpha}$
1	6,63490	51	77,3860	101	136,971	151	194,342	201	250,561	251	306,043
2	9,21035	52	78,6158	102	138,134	152	195,476	202	251,677	252	307,147
3	11,3449	53	79,8434	103	139,297	153	196,609	203	252,793	253	308,251
4	13,2767	54	81,0688	104	140,459	154	197,742	204	253,908	254	309,355
5	15,0863	55	82,2922	105	141,620	155	198,875	205	255,023	255	310,457
6	16,8119	56	83,5134	106	142,780	156	200,006	206	256,138	256	311,561
7	18,4753	57	84,7328	107	143,940	157	201,138	207	257,253	257	312,663
8	20,0903	58	85,9502	108	145,099	158	202,269	208	258,367	258	313,766
9	21,6660	59	87,1657	109	146,257	159	203,400	209	259,481	259	314,868
10	23,2093	60	88,3794	110	147,414	160	204,530	210	260,595	260	315,970
11	24,7250	61	89,5914	111	148,571	161	205,660	211	261,708	261	317,073
12	26,2170	62	90,8016	112	149,727	162	206,789	212	262,821	262	318,174
13	27,6883	63	92,0100	113	150,882	163	207,919	213	263,934	263	319,276
14	29,1412	64	93,2169	114	152,037	164	209,048	214	265,047	264	320,377
15	30,5779	65	94,4221	115	153,191	165	210,176	215	266,159	265	321,478
16	31,9999	66	95,6257	116	154,344	166	211,304	216	267,272	266	322,579
17	33,4087	67	96,8278	117	155,496	167	212,431	217	268,383	267	323,680
18	34,8053	68	98,0284	118	156,648	168	213,558	218	269,495	268	324,780
19	36,1909	69	99,2275	119	157,800	169	214,685	219	270,606	269	325,881
20	37,5662	70	100,425	120	158,950	170	215,812	220	271,717	270	326,982
21	38,9322	71	101,621	121	160,100	171	216,938	221	272,829	271	328,081
22	40,2894	72	102,816	122	161,250	172	218,064	222	273,939	272	329,181
23	41,6384	73	104,010	123	162,398	173	219,189	223	275,049	273	330,281
24	42,9798	74	105,202	124	163,547	174	220,314	224	276,159	274	331,381
25	44,3141	75	106,393	125	164,694	175	221,439	225	277,269	275	332,480
26	45,6417	76	107,583	126	165,841	176	222,563	226	278,378	276	333,578
27	46,9630	77	108,771	127	166,987	177	223,687	227	279,488	277	334,678
28	48,2783	78	109,958	128	168,133	178	224,810	228	280,597	278	335,776
29	49,5879	79	111,144	129	169,279	179	225,933	229	281,706	279	336,876
30	50,8922	80	112,329	130	170,423	180	227,056	230	282,814	280	337,974
31	52,1914	81	113,512	131	171,567	181	228,179	231	283,923	281	339,071
32	53,4858	82	114,695	132	172,711	182	229,301	232	285,031	282	340,170
33	54,7756	83	115,876	133	173,854	183	230,422	233	286,139	283	341,268
34	56,0609	84	117,057	134	174,996	184	231,544	234	287,247	284	342,365
35	57,3421	85	118,236	135	176,138	185	232,665	235	288,354	285	343,464
36	58,6193	86	119,414	136	177,280	186	233,786	236	289,461	286	344,560
37	59,8925	87	120,591	137	178,421	187	234,906	237	290,568	287	345,658
38	61,1621	88	121,767	138	179,561	188	236,027	238	291,675	288	346,755
39	62,4281	89	122,942	139	180,701	189	237,147	239	292,782	289	347,852
40	63,6907	90	124,116	140	181,840	190	238,267	240	293,888	290	348,948
41	64,9501	91	125,289	141	182,979	191	239,385	241	294,994	291	350,045
42	66,2063	92	126,462	142	184,118	192	240,505	242	296,100	292	351,141
43	67,4594	93	127,633	143	185,256	193	241,623	243	297,206	293	352,237
44	68,7095	94	128,803	144	186,393	194	242,742	244	298,311	294	353,334
45	69,9568	95	129,973	145	187,530	195	243,859	245	299,417	295	354,429
46	71,2014	96	131,141	146	188,666	196	244,977	246	300,522	296	355,526
47	72,4433	97	132,309	147	189,802	197	246,095	247	301,626	297	356,621
48	73,6827	98	133,476	148	190,938	198	247,212	248	302,731	298	357,716
49	74,9195	99	134,642	149	192,073	199	248,329	249	303,836	299	358,811
50	76,1539	100	135,807	150	193,208	200	249,445	250	304,940	300	359,906

Tabelle 6.2: Werte des Quantils $\chi^2_{1-\alpha}$ der χ^2 - Verteilung für ein Signifikanzniveau von α = 1 % in Abhängigkeit von der Anzahl der Freiheitsgrade f (die Anzahl der Freiheitsgrade ist die Differenz aus der Anzahl der Meßwerte N und der Anzahl der freien Parameter n des Modells : f = N - n)

6.3 Spektrale Albedo der verwendeten Spectralonfläche

Wellenlänge [nm]	Albedo	Wellenlänge [nm]	Albedo
250	0,521	1400	0,524
300	0,513	1450	0,525
350	0,507	1500	0,526
400	0,506	1550	0,527
450	0,506	1600	0,527
500	0,508	1650	0,528
550	0,509	1700	0,528
600	0,510	1750	0,530
650	0,511	1800	0,530
700	0,512	1850	0,529
750	0,514	1900	0,529
800	0,514	1950	0,530
850	0,515	2000	0,532
900	0,514	2050	0,534
950	0,515	2100	0,534
1000	0,518	2150	0,535
1050	0,517	2200	0,533
1100	0,519	2250	0,534
1150	0,521	2300	0,536
1200	0,522	2350	0,534
1250	0,521	2400	0,535
1300	0,523	2450	0,534
1350	0,523	2500	0,536

Tabelle 6.3: Kalibrierungstabelle des Spectralons (Abschrift von Report No. 12611-D, Target I.D. No.: SRT-50-120, 8° / Hemispherical Reflectance Factor, Labsphere, Inc.)

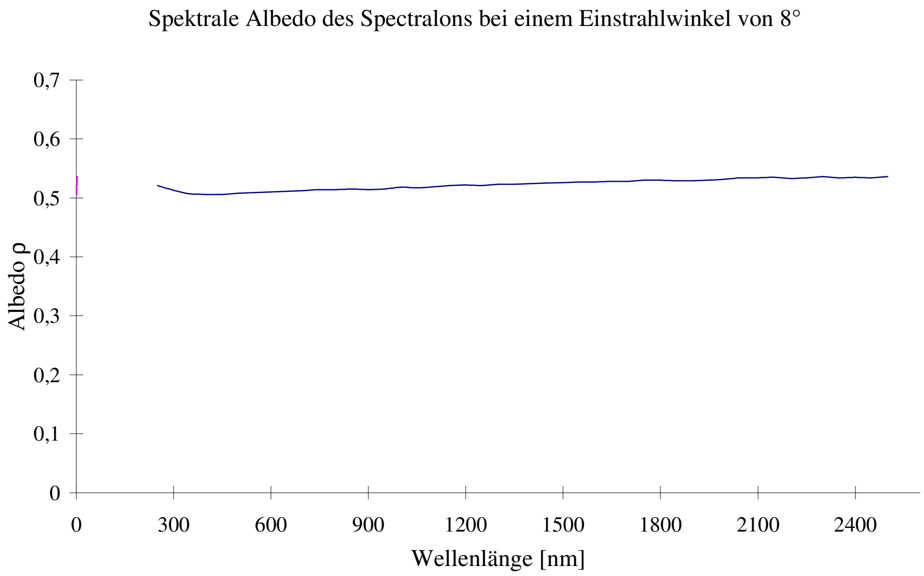


Abbildung 6.6: Kalibrierungsgrafik des Spectralons

6.4 BRDF-Meßwerte

Auf den folgenden Seiten sind die aus den gemessenen Strahldichten ΔL_r bestimmten BRDF-Werte der Dachfläche angegeben. In den ersten fünf Spalten befinden sich die Winkelparameter θ_i, ϕ_i, θ_r, ϕ_r, ν im Gradmaß. In den nächsten beiden Spalten stehen die Meßwerte f_r mit zugehörigem Fehler σ_f für den Bereich kw, d.h. den aus dem Strahldichtemittel von 630 - 640 nm bestimmten BRDF-Werten. In den darauffolgenden Spalten sind BRDF-Wert und Fehler für den Bereich lw angegeben (Mittel über 1536 - 1547 nm). Die Einheit von BRDF-Wert und Fehler ist jeweils sr^{-1}.
Die letzte Spalte (‘mask’) gibt an, ob der BRDF-Wert in den Anpassungen berücksichtigt wurde oder nicht (1 zeigt die Verwendung an). Für Zielpunkt 3.1 (θ_r = 50,13°, ϕ_r = 196,99°) wurden über eine halbe Stunde Messungen in Abständen von etwa zwei Minuten durchgeführt, ohne das die Sensorposition geändert wurde. Damit diese Meßwerte in der Auswertung nicht zuviel Gewicht bekommen, wurden lediglich der erste und der letzte Meßwert dieser halbstündigen Messung verwendet.

θ_i	ϕ_i	θ_r	ϕ_r	ν	f_r Bereich kw	σ_f Bereich kw	f_r Bereich lw	σ_f Bereich lw	mask
52,78	63,32	22,22	48,12	15,20	0,031525	0,003801	0,016708	0,001686	1
52,09	66,64	22,22	48,12	18,53	0,030617	0,003727	0,016973	0,001717	1
49,63	94,07	22,22	48,12	45,95	0,030619	0,003880	0,018617	0,001874	1
49,70	96,99	22,22	48,12	48,87	0,033843	0,004212	0,018809	0,001891	1
51,74	116,40	22,22	48,12	68,28	0,031679	0,004205	0,021249	0,002141	1
56,07	133,72	22,22	48,12	85,61	0,028666	0,003917	0,020509	0,002071	1
58,98	141,85	22,22	48,12	93,73	0,034239	0,004248	0,020444	0,002046	1
60,36	145,22	22,22	48,12	97,10	0,032800	0,004085	0,021420	0,002141	1
61,24	147,26	22,22	48,12	99,14	0,034027	0,004270	0,021760	0,002178	1
64,48	154,16	22,22	48,12	106,04	0,035903	0,004353	0,020691	0,002064	1
66,07	157,26	22,22	48,12	109,14	0,038722	0,004660	0,021187	0,002111	1
70,51	165,29	22,22	48,12	117,17	0,029854	0,003852	0,020880	0,002088	1
71,43	166,85	22,22	48,12	118,73	0,028667	0,003642	0,019662	0,001963	1
76,84	175,65	22,22	48,12	127,53	0,031485	0,003961	0,020900	0,002084	1
79,22	179,36	22,22	48,12	131,24	0,023267	0,003202	0,021953	0,002189	1
84,67	187,74	22,22	48,12	139,62	0,030150	0,004340	0,027658	0,002774	1
84,94	188,15	22,22	48,12	140,03	0,028892	0,003919	0,026612	0,002650	1
48,61	318,39	33,16	261,72	56,67	0,032141	0,003162	0,020044	0,001893	1
46,80	321,16	33,16	261,72	59,44	0,033061	0,003266	0,020363	0,001922	1
39,44	335,82	33,16	261,72	74,10	0,033787	0,003372	0,020096	0,001892	1
35,38	348,94	33,16	261,72	87,22	0,026938	0,002810	0,016639	0,001575	1
34,58	352,58	33,16	261,72	90,86	0,026852	0,002743	0,015689	0,001482	1
32,28	24,57	33,16	261,72	122,85	0,026527	0,002917	0,017047	0,001617	1
35,10	45,98	33,16	261,72	144,26	0,024496	0,002767	0,016439	0,001563	1
38,19	56,89	33,16	261,72	155,17	0,025045	0,002683	0,016696	0,001579	1
39,97	61,62	33,16	261,72	159,90	0,025668	0,002739	0,017382	0,001643	1
40,92	63,86	33,16	261,72	162,14	0,023961	0,002669	0,018310	0,001733	1
45,21	72,32	33,16	261,72	170,60	0,026898	0,002772	0,016407	0,001549	1
47,29	75,73	33,16	261,72	174,01	0,025643	0,002670	0,016430	0,001551	1
54,66	85,68	33,16	261,72	176,04	0,023426	0,002526	0,015994	0,001513	1
62,17	93,74	33,16	261,72	167,98	0,023705	0,002593	0,015610	0,001483	1
63,58	95,11	33,16	261,72	166,62	0,023063	0,002546	0,015241	0,001450	1
65,18	96,62	33,16	261,72	165,10	0,020200	0,002361	0,015692	0,001494	1

θ_i	ϕ_i	θ_r	ϕ_r	ν	f_r Bereich kw	σ_f Bereich kw	f_r Bereich lw	σ_f Bereich lw	mask
73,02	103,57	33,16	261,72	158,15	0,021722	0,002641	0,018131	0,001733	1
80,23	218,31	50,13	196,99	21,32	0,035316	0,003581	0,016831	0,001610	1
80,05	218,49	50,13	196,99	21,49	0,035008	0,003556	0,016932	0,001619	0
79,88	218,66	50,13	196,99	21,67	0,035147	0,003564	0,016887	0,001613	0
79,70	218,84	50,13	196,99	21,85	0,037328	0,003593	0,017247	0,001639	0
79,53	219,02	50,13	196,99	22,03	0,037415	0,003599	0,017312	0,001641	0
79,35	219,20	50,13	196,99	22,21	0,034979	0,003546	0,016935	0,001616	0
79,18	219,38	50,13	196,99	22,39	0,034931	0,003541	0,017051	0,001627	0
79,00	219,56	50,13	196,99	22,57	0,035195	0,003561	0,017040	0,001625	0
78,83	219,74	50,13	196,99	22,75	0,035406	0,003577	0,017028	0,001624	0
78,65	219,92	50,13	196,99	22,93	0,035599	0,003594	0,017202	0,001639	0
78,48	220,10	50,13	196,99	23,11	0,034628	0,003712	0,016029	0,001575	0
78,30	220,28	50,13	196,99	23,29	0,034734	0,003548	0,016766	0,001605	0
78,13	220,46	50,13	196,99	23,47	0,035173	0,003552	0,017254	0,001642	0
77,95	220,64	50,13	196,99	23,65	0,035468	0,003582	0,017392	0,001655	0
77,78	220,82	50,13	196,99	23,83	0,035408	0,003577	0,017357	0,001653	0
77,61	221,00	50,13	196,99	24,01	0,035868	0,003619	0,017617	0,001676	0
77,43	221,18	50,13	196,99	24,19	0,035725	0,003607	0,017656	0,001679	0
77,26	221,36	50,13	196,99	24,37	0,035565	0,003590	0,017538	0,001668	0
77,08	221,54	50,13	196,99	24,55	0,035321	0,003562	0,017406	0,001655	0
76,73	221,90	50,13	196,99	24,91	0,037826	0,003891	0,018129	0,001751	0
76,38	222,26	50,13	196,99	25,27	0,035722	0,003596	0,017670	0,001679	0
76,03	222,63	50,13	196,99	25,63	0,031237	0,003152	0,015833	0,001504	0
75,69	222,99	50,13	196,99	26,00	0,031391	0,003171	0,016176	0,001536	0
75,34	223,35	50,13	196,99	26,36	0,031657	0,003194	0,016238	0,001542	0
74,99	223,72	50,13	196,99	26,73	0,031412	0,003171	0,016162	0,001534	0
74,64	224,08	50,13	196,99	27,09	0,031670	0,003194	0,016404	0,001556	0
69,45	229,69	50,13	196,99	32,70	0,027449	0,002903	0,016423	0,001562	0
59,26	242,12	50,13	196,99	45,13	0,033138	0,003506	0,017400	0,001665	0
53,68	250,49	50,13	196,99	53,50	0,029779	0,003411	0,016001	0,001562	1
52,35	252,74	50,13	196,99	55,75	0,030158	0,003449	0,016375	0,001596	1
43,42	273,31	50,13	196,99	76,32	0,030262	0,003693	0,017433	0,001724	1
39,54	290,75	50,13	196,99	93,76	0,032360	0,003869	0,019060	0,001875	1
38,44	302,06	50,13	196,99	105,07	0,031487	0,003626	0,019961	0,001934	1
38,27	307,65	50,13	196,99	110,66	0,032256	0,003683	0,021044	0,002032	1
38,30	312,05	50,13	196,99	115,06	0,032326	0,003702	0,021016	0,002034	1
38,92	321,95	50,13	196,99	124,96	0,031692	0,003494	0,020503	0,001967	1
39,53	326,95	50,13	196,99	129,96	0,032437	0,003585	0,021528	0,002061	1
44,14	346,67	50,13	196,99	149,68	0,033208	0,003736	0,023042	0,002203	1
44,36	347,31	50,13	196,99	150,32	0,033348	0,003792	0,023522	0,002250	1
48,59	357,78	50,13	196,99	160,79	0,034371	0,003952	0,025182	0,002408	1
49,53	359,72	50,13	196,99	162,73	0,035267	0,004067	0,026169	0,002502	1
54,12	7,97	50,13	196,99	170,97	0,036116	0,004438	0,030826	0,002953	1
69,28	229,88	50,93	203,18	26,70	0,038573	0,004585	0,017534	0,001764	1
59,10	242,34	50,93	203,18	39,16	0,040503	0,004916	0,020215	0,002038	1
57,67	244,35	50,93	203,18	41,17	0,036969	0,004457	0,017742	0,001787	1
53,53	250,73	50,93	203,18	47,55	0,034210	0,004326	0,017100	0,001749	1
52,21	252,99	50,93	203,18	49,81	0,035102	0,004420	0,017668	0,001804	1
43,32	273,64	50,93	203,18	70,46	0,034211	0,004539	0,018763	0,001940	1

θ_i	ϕ_i	θ_r	ϕ_r	ν	f_r Bereich kw	σ_f Bereich kw	f_r Bereich lw	σ_f Bereich lw	mask
39,48	291,13	50,93	203,18	87,95	0,033821	0,004463	0,019632	0,002026	1
38,42	302,46	50,93	203,18	99,28	0,031293	0,004099	0,020494	0,002096	1
38,27	308,05	50,93	203,18	104,87	0,035716	0,004531	0,021526	0,002191	1
38,31	312,45	50,93	203,18	109,27	0,035661	0,004535	0,021739	0,002213	1
38,96	322,34	50,93	203,18	119,16	0,034786	0,004338	0,021085	0,002136	1
39,59	327,33	50,93	203,18	124,16	0,035778	0,004467	0,022548	0,002285	1
44,58	347,95	50,93	203,18	144,77	0,036469	0,004629	0,024004	0,002429	1
44,80	348,58	50,93	203,18	145,40	0,036377	0,004610	0,023646	0,002393	1
48,73	358,06	50,93	203,18	154,88	0,036726	0,004714	0,025628	0,002595	1
54,27	8,21	50,93	203,18	165,03	0,039184	0,005228	0,031488	0,003195	1
69,11	230,07	54,23	208,48	21,59	0,039551	0,004674	0,019270	0,001929	1
57,51	244,58	54,23	208,48	36,10	0,039619	0,004725	0,019362	0,001938	1
53,38	250,98	54,23	208,48	42,50	0,037074	0,004573	0,018588	0,001879	1
52,06	253,25	54,23	208,48	44,76	0,035603	0,004416	0,019212	0,001940	1
43,22	273,97	54,23	208,48	65,49	0,037675	0,004944	0,022076	0,002253	1
39,43	291,51	54,23	208,48	83,03	0,033589	0,004393	0,019932	0,002089	1
38,27	308,05	54,23	208,48	99,57	0,035476	0,004442	0,022383	0,002261	1
39,00	322,73	54,23	208,48	114,24	0,034513	0,004264	0,021949	0,002211	1
39,64	327,71	54,23	208,48	119,23	0,033244	0,004147	0,023163	0,002332	1
45,03	349,21	54,23	208,48	140,72	0,034458	0,004355	0,023891	0,002411	1
48,86	358,34	54,23	208,48	149,86	0,033724	0,004338	0,025463	0,002572	1
54,42	8,45	54,23	208,48	159,97	0,034477	0,004640	0,030233	0,003067	1
57,35	244,81	56,10	218,34	26,47	0,047290	0,005598	0,024674	0,002454	1
53,23	251,23	56,10	218,34	32,89	0,044574	0,005415	0,023519	0,002353	1
45,15	268,20	56,10	218,34	49,85	0,041741	0,005328	0,023602	0,002381	1
39,43	291,51	56,10	218,34	73,17	0,038580	0,004964	0,023866	0,002409	1
38,35	304,05	56,10	218,34	85,71	0,037989	0,004747	0,023661	0,002379	1
38,26	308,45	56,10	218,34	90,11	0,037996	0,004750	0,024587	0,002471	1
38,32	312,85	56,10	218,34	94,51	0,038824	0,004916	0,025767	0,002593	1
39,00	322,73	56,10	218,34	104,39	0,036641	0,004529	0,023616	0,002371	1
39,64	327,71	56,10	218,34	109,37	0,036847	0,004604	0,025592	0,002570	1
45,25	349,83	56,10	218,34	131,49	0,035977	0,004584	0,024477	0,002466	1
45,43	350,29	56,10	218,34	131,95	0,035920	0,004578	0,024486	0,002468	1
45,60	350,75	56,10	218,34	132,41	0,036578	0,004646	0,024719	0,002491	1
48,86	358,34	56,10	218,34	140,00	0,036233	0,004657	0,025169	0,002541	1
54,57	8,69	56,10	218,34	150,35	0,036400	0,004884	0,028525	0,002893	1
66,60	167,24	59,20	147,54	19,70	0,046761	0,005448	0,030326	0,002997	1
65,21	172,17	59,20	147,54	24,63	0,041174	0,004891	0,028153	0,002790	1
64,66	174,28	59,20	147,54	26,73	0,039419	0,004713	0,025403	0,002523	1
61,24	190,84	59,20	147,54	43,29	0,028492	0,003730	0,020701	0,002079	1
59,46	207,28	59,20	147,54	59,73	0,021518	0,003032	0,017957	0,001816	1
59,33	209,87	59,20	147,54	62,32	0,019740	0,002823	0,016652	0,001688	1
59,20	219,10	59,20	147,54	71,56	0,021298	0,002855	0,017401	0,001755	1
59,27	222,28	59,20	147,54	74,73	0,019667	0,002676	0,014776	0,001500	1
59,40	225,44	59,20	147,54	77,90	0,017175	0,002557	0,014169	0,001452	1
59,74	230,61	59,20	147,54	83,06	0,016994	0,002319	0,013487	0,001367	1
59,92	232,60	59,20	147,54	85,06	0,017635	0,002371	0,013516	0,001368	1
60,31	236,30	59,20	147,54	88,75	0,015676	0,002288	0,013481	0,001373	1
63,66	255,47	59,20	147,54	107,93	0,012129	0,002033	0,009618	0,001011	1

θ_i	ϕ_i	θ_r	ϕ_r	ν	f_r Bereich kw	σ_f Bereich kw	f_r Bereich lw	σ_f Bereich lw	mask
65,21	261,70	59,20	147,54	114,16	0,011213	0,002011	0,009393	0,000997	1
68,18	271,73	59,20	147,54	124,19	0,011283	0,002270	0,010625	0,001141	1
65,14	172,44	48,42	147,32	25,12	0,032646	0,003845	0,016791	0,001672	1
64,59	174,54	48,42	147,32	27,22	0,031856	0,003767	0,016597	0,001654	1
61,19	191,12	48,42	147,32	43,80	0,030532	0,003718	0,014540	0,001463	1
59,43	207,85	48,42	147,32	60,54	0,023216	0,002932	0,012618	0,001278	1
59,32	210,16	48,42	147,32	62,84	0,021478	0,002807	0,011314	0,001189	1
59,18	216,21	48,42	147,32	68,90	0,022206	0,002744	0,012016	0,001213	1
59,20	219,39	48,42	147,32	72,07	0,022446	0,002807	0,012216	0,001253	1
59,28	222,57	48,42	147,32	75,25	0,020933	0,002602	0,011137	0,001131	1
59,41	225,73	48,42	147,32	78,41	0,020902	0,002656	0,011265	0,001153	1
59,77	230,89	48,42	147,32	83,57	0,021196	0,002579	0,010576	0,001071	1
59,95	232,89	48,42	147,32	85,57	0,020445	0,002495	0,010899	0,001101	1
61,19	242,76	48,42	147,32	95,44	0,016865	0,002185	0,008753	0,000909	1
61,28	243,31	48,42	147,32	96,00	0,016910	0,002187	0,008666	0,000900	1
63,80	256,08	48,42	147,32	108,76	0,018743	0,002387	0,009264	0,000962	1
63,88	256,41	48,42	147,32	109,09	0,018680	0,002381	0,009144	0,000953	1
65,28	261,96	48,42	147,32	114,65	0,020260	0,002569	0,009208	0,000965	1
68,26	271,98	48,42	147,32	124,67	0,020222	0,002690	0,011239	0,001187	1
46,16	322,20	27,22	292,33	29,87	0,031725	0,003771	0,014342	0,001452	1
35,57	348,15	27,22	292,33	55,82	0,032235	0,003887	0,013543	0,001370	1
34,75	351,76	27,22	292,33	59,43	0,031095	0,003775	0,013562	0,001373	1
32,13	18,99	27,22	292,33	86,66	0,031439	0,003931	0,013900	0,001414	1
34,92	45,17	27,22	292,33	112,84	0,025345	0,003276	0,012490	0,001279	1
37,95	56,18	27,22	292,33	123,85	0,026507	0,003280	0,012759	0,001292	1
39,31	59,97	27,22	292,33	127,64	0,028692	0,003536	0,013575	0,001377	1
40,78	63,54	27,22	292,33	131,21	0,026207	0,003254	0,013461	0,001363	1
42,33	66,92	27,22	292,33	134,59	0,024507	0,003112	0,013402	0,001366	1
45,05	72,05	27,22	292,33	139,72	0,027908	0,003373	0,012545	0,001268	1
46,16	73,93	27,22	292,33	141,60	0,024808	0,003030	0,013027	0,001313	1
52,54	83,08	27,22	292,33	150,75	0,025470	0,003160	0,012384	0,001258	1
52,72	83,31	27,22	292,33	150,98	0,025363	0,003155	0,012434	0,001263	1
61,24	92,81	27,22	292,33	160,48	0,025273	0,003147	0,013449	0,001365	1
64,81	96,27	27,22	292,33	163,94	0,029078	0,003599	0,013743	0,001397	1
72,44	103,08	27,22	292,33	170,75	0,031352	0,003970	0,016833	0,001714	1

7 Quellenverzeichnis

Albertz J., Grundlagen der Interpretation von Luft und Satellitenbildern - Eine Einführung in die Fernerkundung, Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt 1991

Alonso / Finn , Quantenphysik, Addison-Wesley (Deutschland) GmbH , 1990

Anderson G.P., Kneizys F.X., Chetwynd J.H., Wang J., Hoke M.L., Rothman L.S., Kimball L.M., McClatchey R.A., Shattle E.P., Clough S.A., Gallery W.O., Abreu L.W. and Selby J.E.A. (1995), FASCODE / MODTRAN / LOWTRAN : Present / Past / Future. In Proceedings of the 18^{th} Annual Review Conference on Atmospheric Transmission Models, June 6-8, 1995.

AUSLIG : Australian Surveying & Land Information Group
Scrivener Building, Dunlop Court, Fernhill Park, Bruce ACT 2617
PO Box 2 Belconnen ACT 2616
Internet: http://www.auslig.gov.au/geodesy/astro/smpos.htm

Bacchi G., Erweiterung des Meßbereichs eines Doppelpendel-Interferometers für Untersuchungen der atmosphärischen Transmission von 1 bis 16 µm, Diplomarbeit, Universität Hamburg, II. Inst. f. Experimentalphysik, Meteorologisches Institut der Universität Hamburg, 1996

Bartsch B., Fernerkundung des Wasserdampfgehalts der Atmosphäre über Land aus rückgestreuter Sonnenstrahlung, Berichte aus dem Zentrum für Meeres- und Klimaforschung, Reihe A: Meteorologie, Nr. 21, Meteorologisches Institut der Universität Hamburg, 1996

Bartsch B. et al., The Multichannel Analyzer OVID, Final Report of the EU-Project „Remote sensing of cloud parameters from multispectral radiances in the visible and near Infrared, 1996

Bartsch B., W. Armbruster and S. Bakan (1994), OVID-Kochbuch, private Kopie

Berliner Wetterkarte, Amtsblatt des Instituts für Meteorologie, Wissenschaftliche Einrichtung 03 im Fachbereich Geowissenschaften der Freien Universität Berlin, Berlin 1996

Betancor M., Bodengebundene Fernerkundung von Eiswolken im nahen Infrarot, Berichte aus dem Zentrum für Meeres- und Klimaforschung, Reihe A: Meteorologie, Meteorologisches Institut der Universität Hamburg, 1996

Brandt S., Datenanalyse , 3.Auflage, Bibliographisches Institut & F.A. Brockhaus AG, Mannheim 1992

Datenblätter für das CM11 , KIPP & ZONEN Deutschland GmbH
D-42653 Solingen, 1986, 1996

Datenblatt Pyranometer CM11 No.861214
KIPP & ZONEN, 1986,Delft / Holland

Datenblatt Pyranometer CM11 No.882062
KIPP & ZONEN, 1988,Delft / Holland

Dennis J.E., Schnabel Robert B. and Jr.(1983), Numerical Methods for Unconstrained Optimation and Nonlinear Equations, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 1983

Deutscher Wetterdienst, Geschäftsfeld Klima- und Umweltberatung, Regionales Gutachterbüro Hamburg, Frahmredder 95, 22393 Hamburg, 1997

Dreyer M., Fernerkundung der bevorzugten Teilchengröße in Eiswolken, Diplomarbeit, Meteorologisches Institut der Universität Hamburg, 1997

Elachi C. , Introduction to the Physics and Techniques of Remote Sensing
J. Wiley & Sons Inc., New York, 1987

Eternit Aktiengesellschaft, Herstellerfirma u.a. von der Dachbedeckung “Berliner Wellung“
Humboldtstraße 57, 22083 Hamburg, Tel. 227144 - 0

Fluke Corporation, Handbuch Voltmeter Fluke 11/12, Rev.2, 10/93
Fluke Corporation, Everett, WA 98206-9090, USA

Hepp T., Erzeugung multispektraler Reflektanzbilder zur automatischen Bildauswertung, Diplomarbeit, Universität Hamburg, II. Inst. f. Experimentalphysik, CENSIS-REPORT-10-94, 1994

Jackson R.D., Clarke T. and Moran S. (1992), Bidirectional Calibration Results for 11 Spectralon and 16 BaSO4 Reference Reflectance Panels, Remote Sensing of Enviroment 40, 231-239, 1992

Kohlrausch F., Praktische Physik, Band1, B.G.Teubner, 22.Auflage,Stuttgart, 1968

Kraus K. & Schneider W., Fernerkundung, Band I: Physikalische Grundlagen und Aufnahmetechniken, Dümmler, Bonn, 1988

Kriebel K.T., Schlüter W. und Sievers J. , Zur Definition und Messung der Spektralen Reflexion natürlicher Oberflächen, Bildmessung und Luftbildwesen 43 (1), 43-50, 1975

Kulbach D., Systematischer Vergleich von Verfahren zur überwachten Klassifikation von multispektralen Luftbildern bei Bodenauflösungen im Meterbereich, Diplomarbeit, Universität Hamburg, II. Inst. f. Experimentalphysik, 1997

Lafortune E.P./ Willems Y.D., Using the Modified Phong Reflectance Model for Physically Based Rendering, Report CW 197, November 1994, Department of Computing Science, K.U.Leuven

Levenberg K. (1994), A method for the solution of certain problems in least squares, Quarterly of Applied Mathemaics, 2, 164-168, 1944

Lewis R., Making shades more physically plausible, Computer Graphics Forum, vol. 13, pp.109-120, Juni 1994

Liang S. and Strahler H. (1994), Retrieval of Surface BRDF from Multiangle Remotely Sensed Data, Remote Sensing of Enviroment 50, 18-30, 1994.

Marquardt D. (1963), An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters, SIAM Journal on Applied Mathematics, 11, 431-441, 1963

Meister G., Messung der spektralen Reflexionsfunktion (BRDF) ausgewählter Oberflächen bei natürlicher Beleuchtung, Diplomarbeit, Universität Hamburg, II. Inst. f. Experimentalphysik, CENSIS-REPORT-18-96, 1996

Meister G., Wiemker R., Bienlein J., Spitzer H., In Situ Measurements of Selected Surface Materials to Improve Analysis of Remotly Sensed Multispectral Imagery, Proceedings of the XVIII. Congress of the International Society for Photogrammetry and Remote Sensing ISPRS 1996, Vienna, volume XXXI part B7 of International Archives of Photogrammetry and Remote Sensing, pages 493 - 498, 1996

Minnaert M. (1941), The reciprocity principle in lunearphotometry, Astrophys. J.93, 403-410, 1941.

Möller F., Einführung in die Meteorologie Bd. II, Bibliographisches Institut AG, Mannheim 1984

Nicodemus F.E. , Reflectance Nomenclature and Directional Reflectance and Emissivity , Applied Optics 9 (6), 1474-1475 , 1970

Oren M. and Nayar S.K. (1995), Generalization of the Lambertian Model and Implications for Machine Vision, International Journal of Computer Vision 14, 227-251, 1995.

PTB - Bericht, Opt - 17, Solarelemente - Meßtechnik und physikalische Grundlagen, Phys. Techn. Bundesanstalt, 1984

Rees W.G., Physical principles of remote sensing, Topics in remote sensing, I Tile, II. series, Cambridge University Press, 1990

Smith F.G., Accetta J.S. and Shumaker D.L. (1993), The Infrared and Electro-Optical Systems Handbook, Bd.2, The International Society for Optical Engineering, Washington, 1993

Voss K.J. and Zibordi G., Geometrical and Spectral Distribution of Sky Radiance: Comparison between Simulation and Field Measurements, Remote Sensing of Environment 27, 343-358, 1989

Walthall C.L. and Norman J.M., Welles J.M., Campbell G. and Blad B.L. (1985), Simple equation to approximate the bidirectional reflectance from vegetation canopies and bare soil surfaces, Applied Optics 24, 383-387, 1985.

Wiemker R.(1995), Improved Color Constant Classification of Remotely Sensed Multispectral Imagery. In Stein, T.I., editor, *Proceedings of the International Geoscience and Remote Sensing Symposium, Florence 1995, IGARSS '95*, Band II, pages 1153-1155. IEEE, 1995.

Weigert / Wendker , Astronomie und Astrophysik, VCH Verlagsgesellschaft mbH, 2.Auflage, Weinheim, 1989