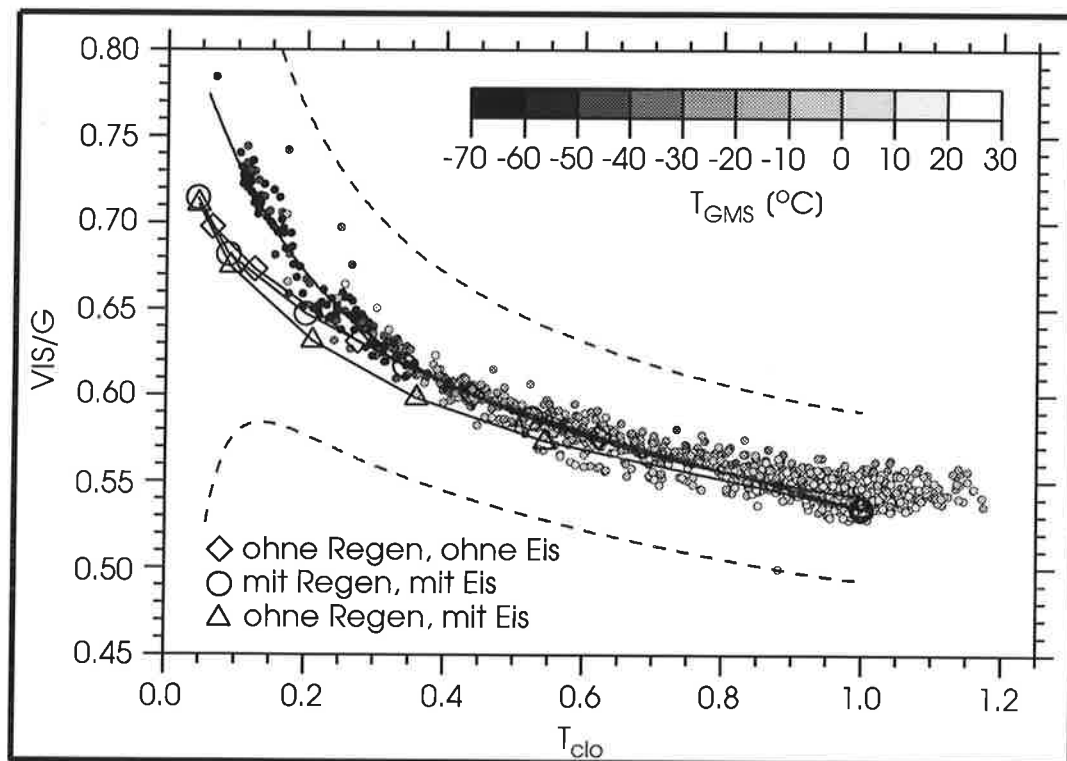




Max-Planck-Institut für Meteorologie

EXAMENSARBEIT Nr. 45



EINFLUSS VON WOLKEN AUF DEN SPEKTRALEN SOLAREN STRAHLUNGSFLUSS AN DER MEERESOBERFLÄCHE

VON
Jens Meywerk

HAMBURG, Mai 1997

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades

Autor:

Jens Meywerk

Max-Planck-Institut
für Meteorologie

MAX-PLANCK-INSTITUT
FÜR METEOROLOGIE
BUNDESSTRASSE 55
D - 20146 HAMBURG
F.R. GERMANY

Tel.: +49-(0)40-4 11 73-0
Telefax: +49-(0)40-4 11 73-298
E-Mail: <name> @ dkrz.de

ISSN 0938-5177

**Einfluß von Wolken auf den spektralen
solaren Strahlungsfluß
an der Meeresoberfläche**

**Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften im Fachbereich
Geowissenschaften
der Universität Hamburg**

vorgelegt von

Jens Meywerk

aus Lüchow

Hamburg 1997

**Als Dissertation angenommen vom Fachbereich Geowissenschaften der
Universität Hamburg**

auf Grund der Gutachten von: Prof. Dr. Hartmut Graßl

und Prof. Dr. Peter Schlüssel

Hamburg, den 16.5.1997

Prof. Dr. G. Miehlich
(Sprecher des Fachbereichs Geowissenschaften)

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird der Einfluß von Wolken auf den spektralen solaren Strahlungsfluß untersucht. Dazu wurde eine zweimonatige Meßreihe spektraler Pyranometerdaten aus dem tropischen Pazifik ausgewertet, die während der Experimente TOGA-COARE (Februar 1993) und CEPEX (März 1993) gemessen wurde. Die mit Filtergläsern bestückten Pyranometer ließen es zu, neben der Globalstrahlung auch die Strahlungsflüsse in den spektralen Bereichen 0.295-0.530, 0.530-0.695 sowie 0.695-3.7 μm an der Meeresoberfläche zu messen.

Es zeigt sich eine deutliche Erhöhung des Anteils sichtbarer Strahlung aus dem Bereich 0.295-0.695 μm (*VIS*) an der Globalstrahlung, 0.295-3.7 μm (*G*) mit sinkender Transmission der Bewölkung. Ursache ist die bei optisch dicker Bewölkung durch Mehrfachstreuung bedingte Photonenwegverlängerung innerhalb der Wolken und die daraus resultierende vermehrte Wasserdampfabsorption als auch Absorption durch Flüssigwasser und Eis im nahen Infrarot (0.695-3.7 μm).

Zur Untersuchung des Einflusses variierender mikrophysikalischer Eigenschaften der Wolken auf das Verhältnis *VIS/G* und zur Klärung der Herkunft der beobachteten Verhältnisse mit variierender Transmission wurde ein eindimensionales Strahlungstransportmodell hinzugezogen. Das Modell wurde mit verschiedenen mikrophysikalischen Eigenschaften von Wolkenteilchen und mit Wolken verschiedener optischer Dicke in verschiedenen Höhen gefüttert.

Für Wolkentransmissionen zwischen 1.0 und 0.35 zeigen Messungen des Verhältnisses *VIS/G* sehr gute Übereinstimmung mit den simulierten Daten. Dabei zeigt sich, daß die Verwendung unterschiedlicher Mikrophysik im Modell nur geringen Einfluß auf das Verhältnis *VIS/G* hat. Für Wolkentransmissionen unter 0.35 steigen die gemessenen Verhältnisse von *VIS/G* sehr viel schneller mit abnehmender Transmission als die simulierten Werte. Ebenfalls nimmt für die sehr niedrigen Transmissionen im Modell der ohnehin schon geringe Einfluß der Wolkenmikrophysik auf das Verhältnis *VIS/G* weiter ab. Da selbst mit Hilfe extrem großer Regentropfen oder Eisteilchen innerhalb von Wolken die gemessenen Verhältnisse von *VIS/G* mit dem eindimensionalen Modell nicht erklärt werden können, muß die Diskrepanz in *VIS/G* zwischen Messung und Simulation für niedrige Transmissionen mit der Abweichung der Bewölkung von der Planparallelität zu erklären sein.

Zieht man Satellitenmessungen der Albedo mit zu Rate und leitet daraus die Absorption der Atmosphäre ab, so kann folgendes beobachtet werden: Die Verschiebung des solaren Spektrums zu kürzeren Wellenlängen durch Wolken, ist für Transmissionen größer als 0.35 abhängig von der Absorption innerhalb von Wolken. Für besonders niedrige Transmissionen der Wolken, die nur erreicht werden können, wenn die Wolke von nahe der Meeresoberfläche bis zur Tropopause reicht, verschwindet die Abhängigkeit von *VIS/G* von der Absorption der Wolken. Ursache ist der schon in Tropopausennähe überproportional stark reflektierte Anteil der Strahlung aus dem nahen Infrarot. Die in die Wolke eindringende Strahlung hat dadurch schon einen großen Teil an Strahlung aus dem nahen Infrarot verloren. Der noch die Wolken

durchdringende Anteil aus dem nahen Infrarot wird in den Wolken größtenteils absorbiert. Damit steigt das Verhältnis von VIS/G auch mit leicht sinkender Absorption weiter. Durch das große Verhältnis von vertikaler zu horizontaler Erstreckung der Wolken kann von den Seiten zusätzliche Strahlung aus dem sichtbaren Bereich hereingestreut werden.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	iii
Tabellenverzeichnis	v
1 Einleitung	1
2 Messung der Strahlungsflüsse	3
2.1 Experimente und Meßgebiete	3
2.2 Aufbau und Meßprinzip eines Pyranometers	4
2.3 Messung der Solarstrahlung mit Farbfiltern	5
2.4 Eichung der Pyranometer	7
2.5 Bestimmung des Arbeitsnullpunktes	9
2.6 Auswirkungen der Nullpunktkorrektur	12
2.7 Reduktion der Meßwerte	13
2.8 Meßfehler bedingt durch den Schiffskörper	14
2.9 Meßfehler und deren Fortpflanzung	14
3 Strahlungstransport und Simulation	19
3.1 Strahlungstransport in der Atmosphäre	19
3.2 Simulation des Strahlungstransportes mit MOM	22
4 Modellparameter	29
4.1 Randbedingungen	29
4.2 Atmosphärenprofile	30
4.3 Diskretisierung bezüglich Wellenlänge und Zenitwinkel	31
4.4 Absorption durch atmosphärische Gase	32
4.4.1 Hartley-, Huggins- und Chappuis-Bande des Ozons	32
4.4.2 Wasserdampf und andere Gase	32
4.5 Aerosole	34
4.6 Wolken	39
4.6.3 Wasserwolken und Regen	40
4.6.4 Eiswolken	42

5	Simulationsergebnisse	47
5.1	Unbewölkter Himmel	47
5.1.1	Wasserdampfeinfluß	47
5.1.2	Aerosoleinfluß	51
5.2	Wasserwolken, Regen und Eiswolken	54
5.3	Absorption durch Wolken	56
5.4	Vergleich mit Ergebnissen anderer Autoren	62
6	Meßergebnisse	63
7	Vergleich von Messungen und Simulation	71
7.1	Vergleich für wolkenlosen Himmel	71
7.2	Typische Bewölkungsverhältnisse	77
7.2.1	Einteilung der Messungen nach Wolkenklassen	82
7.3	Mittlerer Wolkeneinfluß	84
7.4	Vergleich für bewölkten Himmel	87
7.5	Bilanz: Transmission, Reflexion, Absorption gegen <i>VIS/G</i>	92
8	Schlußbetrachtung und Ausblick	95
	Danksagung	97
	Literatur	99

Abbildungsverzeichnis

2.1	Position der Vickers während COARE und Fahrtroute während CEPEX	3
2.2	Schematische Darstellung eines Pyranometers nach Kipp & Zonen.	5
2.3	Filterfunktionen für die Meßkanäle nach Differenzenbildung und deren Lage im solaren Spektrum.	6
2.4	Arbeitsnullpunkte der drei Pyranometer bei Tage und bei Nacht.	10
2.5	Kanalverhältnisse vor und nach der Nullpunktkorrektur.	13
2.6	Jahreszeitliche Variation von $(r_0/r)^2$	14
2.7	Relative Fehler der Pyranometermeßwerte und aus diesen Werten abgeleiteter Größen in Abhängigkeit von der Transmission	17
3.1	Ein- und austretende Strahldichten bei einer, bzw. bei Kombination zweier homogener Atmosphärenschichten.	25
4.1	Vertikalprofile von Ozon aus Messungen während CEPEX und von McClatchey et al. (1972).	34
4.2	Profile der Teilchendichten der verwendeten Aerosole.	35
4.3	Extinktionsverhältnis als Funktion der Wellenlänge für GADS-SSAM.	37
4.4	Asymmetrieparameter der Aerosolkomponente SSAM.	37
4.5	Verwendete Wolken- und Regentropfenspektren.	42
4.6	Benutzte Größenverteilungen für Eisteilchen nach Heymsfield und Platt (1984). . .	44
4.7	Spektrale Einfachstreueralbedo und spektraler Asymmetrieparameter für Wolken und Regen.	45
5.1	Wasserdampfeinfluß auf die Globalstrahlung.	48
5.2	Vertikalprofile des Wasserdampfeinflusses auf die Strahlungsflußdivergenzen. . . .	51
5.3	Einfluß verschieden gequollener Aerosole auf die Strahlungsflüsse an der Meeresoberfläche.	52
5.4	Streudiagramm und Histogramm der optischen Dicke durch Aerosol für alle gemessenen Sondierungen.	53
5.5	Für die Sensitivitätsstudien verwendetes Atmosphärenprofil.	55

5.6	Spektrale Energiebilanz mit und ohne C11-Wolken in verschiedenen Höhen.	59
5.7	Mittlere Wolkentransmission in Abhängigkeit von der optischen Dicke..	61
6.1	Vollständige Zeitserie des spektralen Strahlungsflusses und von Wolkenparametern während COARE und CEPEX..	65
7.1	Häufigkeitsverteilungen des Wolkeneinflusses auf die verschiedenen spektralen Bereiche.	73
7.2	Direkter Vergleich zwischen gemessenem und simuliertem Strahlungsfluß.	76
7.3	Häufigkeitsverteilungen der beobachteten Wolkenparameter N , N_h , und h	79
7.4	Häufigkeitsverteilungen der beobachteten Wolkentypen C_b , C_m und C_h	80
7.5	Verhältnis VIS/G in Abhängigkeit von der Wolkentransmission für Messungen und Simulation.	88
7.6	Energiebilanz aus Messungen und Simulationen in Abhängigkeit vom Verhältnis VIS/G	93

Tabellenverzeichnis

2.1	Ergebnisse der Eichung.	9
2.2	Arbeitsnullpunkte der drei Pyranometer bei Tage.	11
2.3	Konstantes Glied des Gerätefehlers der Pyranometer.	15
4.1	Liste der für die Simulationen verwendeten Radiosondenprofile.	30
4.2	Aufteilung der Atmosphärenprofile in diskrete Schichten für die Simulation.	31
4.3	Im Modell verwendete Winkelstützstellen.	32
4.4	Absorber mit höhenkonstanten Konzentrationen.	33
4.5	Extinktionswerte der einzelnen Aerosolkomponenten	38
4.6	Optische Dicken der einzelnen Aerosolkomponenten	39
5.1	Prozentuale Wolkenabsorption für unterschiedliche Mikrophysik, Wolkenhöhe und Sonnenstände.	60
7.1	Spektrale Korrekturfaktoren für die Anpassung simulierter an gemessene Strahlungsflüsse.	74
7.2	Schlüssel für die Wolkenklassifikation nach WMO (1975).	77
7.3	Wolkentransmission, Kanalverhältnis VIS/G und Wolkenoberkantentemperatur für verschiedene Wolkenklassen.	83
7.4	Mittlerer Wolkeneinfluß auf den Strahlungsfluß an der Meeresoberfläche.	85
7.5	Tagesmittelwerte der spektralen Strahlungsflußdichten.	86
7.6	Mikrophysik der bei der Simulation verwendeten Wolkenmodelle.	91

1 Einleitung

Wolken stellen bei der Analyse und Vorhersage des Wetter- und Klimageschehens die gegenwärtig größte Unsicherheit dar. Ihre starke räumliche und zeitliche Variation sowie das meist fehlende Wissen ihrer mikrophysikalischen Eigenschaften sind die Hauptursache dafür.

Besonders die Wirkung der Wolken auf den solaren Strahlungstransport ist von großer Bedeutung. Sowohl ihre mikrophysikalischen Eigenschaften wie z.B. die Größen und Formen der in den Wolken enthaltenen Eis- oder Wasserteilchen, oder die in den Wolken enthaltenen Aerosolpartikel bestimmen deren Reflexions- und Absorptionsvermögen und damit auch den die Meeresoberfläche erreichenden spektralen Strahlungsfluß (Stephens, 1990, Graßl, 1978). Auch die Form und damit die Dreidimensionalität der Wolken hat entscheidenden Einfluß auf die Strahlungsflüsse, sowohl in der Atmosphäre, als auch an der Meeresoberfläche (Newiger, 1981, Hayasaka, 1995, Lubin, 1996).

Die von der Intensität des solaren Strahlungsflusses dominierte Energiebilanz an der Meeresoberfläche wird zusätzlich durch wolkenbedingte Änderung der spektralen Zusammensetzung modifiziert. Die spektrale Zusammensetzung der solaren Strahlung hat besonderen Einfluß auf deren Eindringtiefe in den Ozean. Das Extinktionsvermögen reinen Meerwassers wächst nämlich vom ultravioletten zum nahen Infrarot um 6 Größenordnungen. Das bedeutet, daß neben der Reduktion des gesamten solaren Energieflusses (Globalstrahlung) durch Wolken auch die spektrale Verschiebung des Strahlungsmaximums Auswirkungen auf die Eindringtiefe der Energie in den Ozean hat. So wird die Strahlung des nahen Infrarot in den obersten Zentimetern der ozeanischen Deckschicht fast vollständig absorbiert und kann damit zur Verringerung des sogenannten Skin-Effektes beitragen, während das sichtbare Licht sehr viel weiter in den Ozean eindringt und ihn in tieferen Schichten erwärmt. Damit beeinflusst die spektrale Zusammensetzung der einfallenden solaren Strahlung direkt den Stoff- und Energieaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre.

Ein anderer Aspekt für die Untersuchung der spektralen Solarstrahlung ist die Primärproduktion von Biomasse im Ozean oder auf den Kontinenten. Der globale Kohlenstoffkreislauf und insbesondere das langfristige Speichern von in der Atmosphäre überschüssigem Kohlendioxid, wird maßgeblich von der Photosynthese gesteuert. Die für die Photosynthese nötige solare Strahlung kommt zum größten Teil aus einem Wellenlängenbereich zwischen 0.4 und 0.7 μm . Die solare Energie außerhalb dieses Bereiches ist für die Photosynthese von untergeordneter Bedeutung. Neben der Intensität des gesamten solaren Strahlungsflusses ist auch der Anteil von photosynthetisch aktiver Strahlung (PAR) von großer Bedeutung für die Netto-Primär-Produktion von Biomasse (Pinker und Laszlo, 1992). Eine genauere Kenntnis dieser Größen kann die Modellierung des globalen Kohlenstoffkreislaufes wesentlich verbessern.

In der Vergangenheit hat es zwar schon Untersuchungen zum spektralen solaren Strahlungsfluß gegeben (z.B. Rodskier, 1983; Weiss, 1985; Hu, 1984; Hansen, 1984), nie wurden jedoch Messungen aus dem Gebiet mit maximaler Konvektion, der sogenannten Warm-pool-Region aus-

gewertet. Besonders in dieser Region hat die hochreichende konvektive Bewölkung aufgrund ihrer sehr hohen optischen Dicken starken Einfluß auf die Energiebilanz an der Meeresoberfläche (Ramanathan und Collins, 1991), und muß auch auf die spektrale Zusammensetzung der Globalstrahlung größeren Einfluß haben als in anderen Regionen. Die Aerosole haben im ausgewählten Meßgebiet nur einen sehr geringen Einfluß auf die spektralen solaren Strahlungsflüsse, so daß die Untersuchung des reinen Wolkeneinflusses hier ideal erscheint. Es soll erreicht werden, den Einfluß der Bewölkung auf den spektralen solaren Strahlungsfluß an der Meeresoberfläche zu quantifizieren und physikalische Erklärungen dazu zu liefern.

Deshalb wird in dieser Arbeit aus Meßdaten und mit Hilfe von Strahlungstransportsimulationen der Einfluß von Wolken auf die Globalstrahlung und deren spektrale Zusammensetzung an der Meeresoberfläche, untersucht. Die Globalstrahlung wird dabei in drei spektrale Bereiche zwischen 0.295 und 0.530 μm , 0.530 und 0.695 μm sowie 0.695 und 3.7 μm unterteilt.

Zu Beginn dieser Arbeit wird auf das Prinzip zur Messung der spektralen Strahlungsflüsse, die Eichung der Meßinstrumente und deren Fehlerquellen eingegangen. Nach einer kurzen, zum weiteren Verständnis notwendigen Einführung in die Phänomene des solaren Strahlungstransportes in der Atmosphäre wird das hier benutzte Strahlungstransportmodell im 3. Kapitel vorgestellt. Die Modellannahmen bzw. -parameterisierung wie die verwendeten Atmosphärenprofile, die mikrophysikalischen und optischen Parameter von Wolken und Aerosolen, sowie die spektralen Absorptionseigenschaften atmosphärischer Gase im solaren Spektralbereich werden im Kapitel 4 ausführlich erläutert. Modellergebnisse und Sensitivität des Strahlungstransportmodells bezüglich der verwendeten Wolkenmikrophysik werden im fünften Kapitel erörtert. Der letzte Abschnitt ist dem Vergleich zwischen simulierten und gemessenen Strahlungsflüssen gewidmet. Aus den Messungen werden zusammen mit den Simulationen die Ursachen für die beobachteten Effekte diskutiert. Zur Unterstützung werden Satellitendaten herangezogen.

2 Messung der Strahlungsflüsse

2.1 Experimente und Meßgebiete

Im Rahmen der beiden internationalen Experimente TOGA-COARE (Tropical Ocean Global Atmosphere - Coupled Ocean Atmosphere Response Experiment) und CEPEX (Central Equatorial Pacific Experiment) wurden während der Monate Februar und März 1993 auf dem amerikanischen Forschungsschiff Vickers die hier ausgewerteten Messdaten gewonnen. Abbildung 2.1 zeigt die Meßgebiete im tropischen Pazifik. Vom 30. Januar bis 26. Februar befand sich die Vickers auf der nahezu konstanten Position bei 156°E und 2°S. Diese Position war für die dritte Phase von TOGA-COARE für die Vickers vorgesehen. Nach einem mehrtägigen Aufenthalt im Hafen von Honiara, Guadalcanal, befand sich die Vickers zwischen dem 7. und 18. März auf dem Weg durch den tropischen Pazifik bei etwa 2°S, um nach einem mehrstündigen Aufenthalt auf Christmas Island am 18. März den Pazifik von SW nach NE in Richtung Los Angeles, USA, zu kreuzen. Das Ende der Reise war am 29. März. Eine genaue Beschreibung der Experimente und deren wissenschaftlichen Ziele befindet sich in WCRP (1990) für TOGA-COARE und in Ramanathan et al. (1993) für CEPEX.

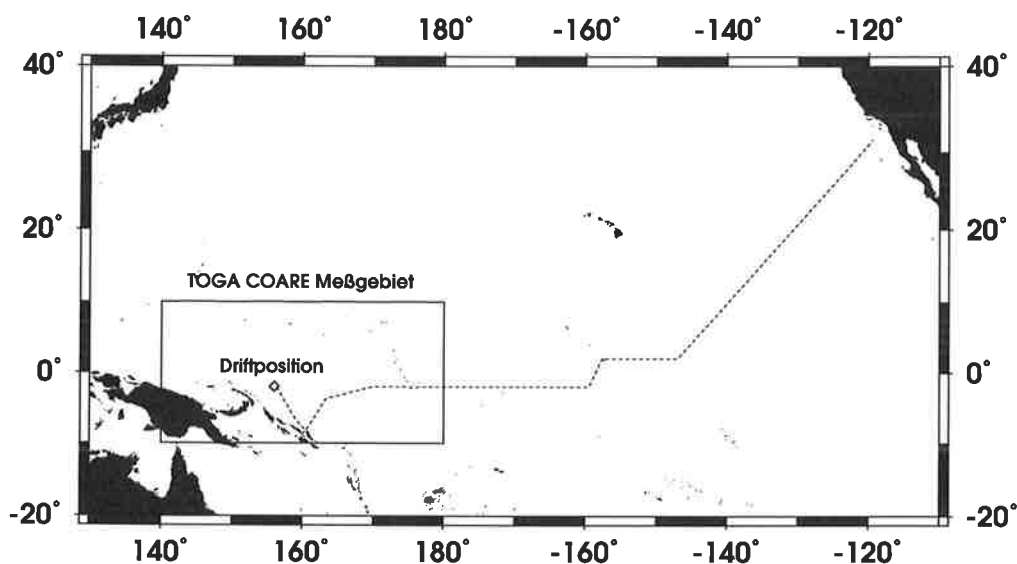


Abbildung 2.1: *Position der Vickers während COARE und Fahrtroute während CEPEX.*

Neben der Bestimmung meteorologischer Grundgrößen wie Druck, Temperatur, Feuchte, Windrichtung und -geschwindigkeit, Deckschichttemperatur des Ozeans sowie radiometrischer Meeresoberflächentemperatur, wurden Vertikalsondierungen von Temperatur, Feuchte und dem Windvektor sowie die hier verwendeten Strahlungsflußmessungen durchgeführt. Die kurzwellige Strahlungsflußdichte wurde mit Hilfe von drei mit verschiedenen Filtergläsern ausgerüsteten Pyranometern CM11 der Firma Kipp & Zonen gemessen.

Alle vier Instrumente waren auf dem oberen Vordeck des Schiffes so angebracht, daß Mast und Brücke möglichst wenig Einfluß auf das Meßsignal hatten. Darüber hinaus waren alle Geräte kardanisch aufgehängt, um den Einfluß der Schiffsbewegungen auf das Meßsignal zu minimieren. Meßfehler, die durch eine starre Verbindung zwischen Schiffskörper und Pyranometer entstehen, werden ausführlich bei Katsaros und DeVault (1986) bzw. MacWhorter und Weller (1991) beschrieben. Eine genauere Beschreibung der Pyranometer, deren Filtergläser, Eichung und Meßgenauigkeit folgt in den nächsten Abschnitten.

2.2 Aufbau und Meßprinzip eines Pyranometers

Ein Pyranometer besteht im wesentlichen aus einer Thermosäule, die mit mattschwarzer Farbe beschichtet ist und im Bereich zwischen 0.25 und 2.5 μm ein über den gesamten Halbraum integriertes Absorptionsvermögen für solare Strahlung von 97 bis 98% verfügt. Durch Absorption der solaren Strahlung wird diese Thermosäule stärker erwärmt als das vor Bestrahlung geschützte Gerätegehäuse. Aus der daraus entstehenden Temperaturdifferenz zwischen Thermosäule und Gehäuse kann direkt die Strahlungsflußdichte aus dem Halbraum, dem das Gerät zugeneigt ist, abgeleitet werden. Um vor Witterung und ungleichmäßiger Kühlung der Thermosäule durch turbulenten Wärmetransport zu schützen, sind über der Thermosäule im Abstand von 30 und 50 mm zwei hemisphärische Glaskuppeln konzentrisch angebracht. Diese Glaskuppeln schützen zwar vor den genannten Einflüssen, bringen aber auch neue Meßungenauigkeiten mit sich. Zum einen ist die Transmission der Kuppeln nicht exakt eins und eine Erwärmung der Kuppeln durch Absorption von solarer Strahlung nicht ausgeschlossen. Zum anderen verändert eine Glaskuppel, die mit einer höheren Temperatur als die der Luft auf die Thermosäule strahlt, das Meßsignal ebenfalls, da die Thermosäule auch im thermischen Infrarot stark absorbiert. Auch der umgekehrte Effekt wird beobachtet: Bei klarem Himmel und einem geringen Wasserdampfgehalt der Atmosphäre kann die Kuppel durch Ausstrahlung im Infraroten eine geringere Temperatur als die der Luft annehmen.

Um oben genannte Einflüsse möglichst gering zu halten, sind zwei konzentrische Glaskuppeln oberhalb der Thermosäule montiert, damit die äußere Glaskuppel nicht direkt mit dem Sensor in Wechselwirkung steht, sondern der Energieaustausch im thermischen Infrarot noch von der inneren Kuppel gehemmt wird. Bei unserem Aufbau für die Experimente wurden die Glaskuppeln zusätzlich noch ventiliert, um die Erwärmung infolge von Absorption durch turbulenten Energieaustausch möglichst zu kompensieren. Ein Trockenmittel im Inneren des Gehäuses verhindert Kondensation an den Innenseiten der beiden Glaskuppeln. Der Aufbau eines Pyranometers ist in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt.

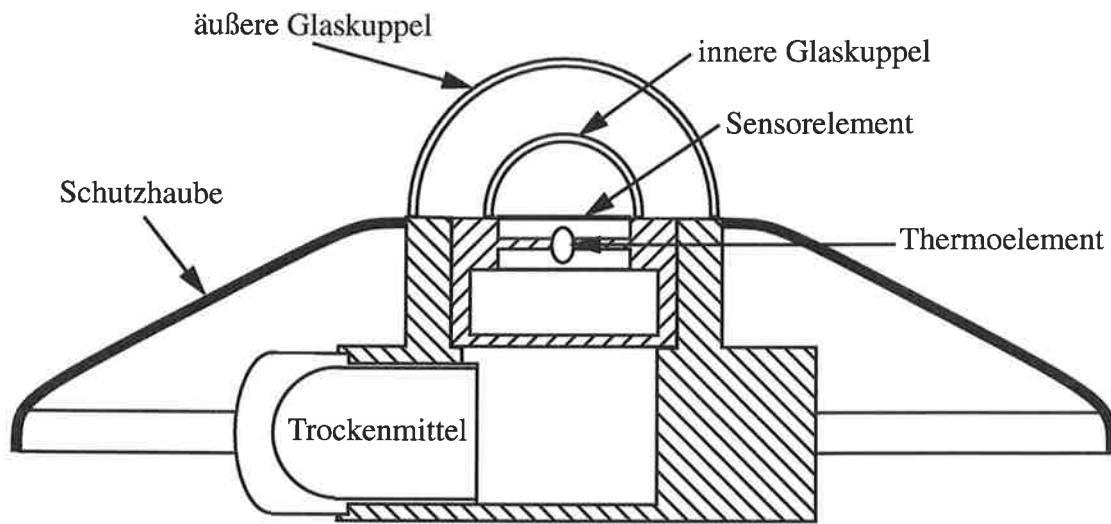


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung eines Pyranometers nach Kipp & Zonen.

2.3 Messung der Solarstrahlung mit Farbfiltern

Um die kurzwellige Einstrahlung in spektrale Bereiche aufzuteilen, sind insgesamt drei Pyranometer mit verschiedenen äußeren Filtergläsern verwendet worden. Die Pyranometer wurden mit Filtergläsern der Firma Schott ausgestattet, deren untere Durchlässigkeitsgrenze bei 0.295-, 0.530- bzw. 0.695 μm liegen (Filtergläsertypen WG295, OG530 bzw. RG695). Die obere Durchlässigkeitsgrenze aller Filtergläser liegt bei etwa 2.9 μm , so daß durch Differenzbildung der einzelnen Meßsignale die Strahlungsflußdichten für die Spektralbereiche 0.295-0.530 (UV & VIS1), 0.530-0.695 (VIS2) und 0.695-2.9 μm (NIR) ermittelt werden können. UV steht dabei für ultraviolett, VIS für sichtbar (visible) und NIR für den Spektralbereich des nahen Infrarots. Bei dieser Differenzbildung verstärken sich jedoch unter Umständen Fehler, die mit der unterschiedlichen Absorption der Filtergläser verbunden sind. Je höher die untere Durchlässigkeitsgrenze der Filtergläser ist, desto mehr solare Strahlung wird vom Glas absorbiert. Das Erreichen der unteren Durchlässigkeitsgrenzen der beiden Gläser OG530 und RG695 basiert, wenn man von einer geringen Reflektivität der Gläser ausgeht, ausschließlich auf Absorption der Strahlung, die aus dem spektralen Bereich unterhalb dieser Grenze stammt. Die Folge ist eine um so größere Erwärmung, je höher die untere Durchlässigkeitsgrenze der Filtergläser liegt. Das Anbringen der zwei konzentrischen Gläser verhindert, daß das äußere Glas direkt mit seiner zu hohen Temperatur wie ein Schwarzkörper auf das Sensorelement strahlt (Hinzpeter, 1977). Der Temperaturfehler wird zwar nicht völlig beseitigt, aber doch deutlich reduziert. Das innere Glas, das nicht mehr als Filter bzw. Absorber für solare Strahlung wirkt, wird im wesentlichen nur noch durch die thermische Abstrahlung des äußeren Glases in den inneren Bereich erwärmt. Die Gleichgewichtstemperatur der inneren

Kuppel liegt unter der äußeren, da die thermische Energie der äußeren Kuppel nicht nur nach innen sondern auch nach außen abgestrahlt wird. Die Ventilation der äußeren Kuppel sorgt jedoch hauptsächlich für die Reduktion der Kuppeltemperatur und somit für eine Reduktion der thermischen Abstrahlung der äußeren Kuppel nach innen.

Eine gleichzeitige Messung der Kuppel- und Gehäusetemperaturen, wie sie bei Pyrgeometern üblich ist, wäre einerseits sicherlich von Vorteil, da damit der Versuch unternommen werden kann, den Fehler durch langwellige Abstrahlung der Kuppeln zu korrigieren. Andererseits würde ein noch so kleines Thermoelement an den Glaskuppeln das Gesichtsfeld der Pyranometer zu stark beeinträchtigen. Außerdem sind die Glaskuppeln besonders bei Bestrahlung mit direktem Sonnenlicht keineswegs gleichmäßig erwärmt, so daß aus den Meßunsicherheiten der Kuppeltemperaturen ebenso große Fehler entstünden wie ohne diesen Korrekturversuch.

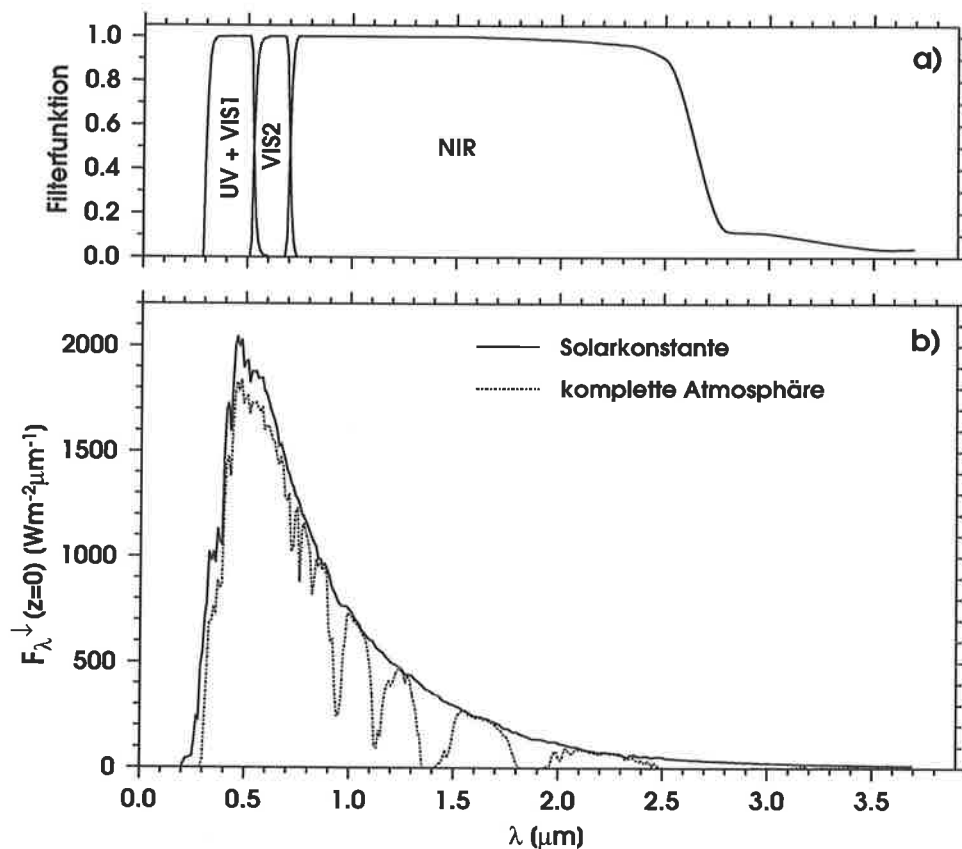


Abbildung 2.3: a) Filterfunktionen der Meßkanäle nach Differenzenbildung, b) im Vergleich dazu das solare Spektrum am Atmosphärenoberrand (durchgezogen) sowie an der Meeresoberfläche unter Berücksichtigung von Gasabsorption und Streuprozessen.

Abbildung 2.3a) zeigt die relativen Filterfunktionen der durch Differenzenbildung der Transmissionsfunktionen der hier verwendeten Schott-Filter entstandenen Meßkanäle. Durch Ver-

gleich mit Abbildung 2.3b) sieht man deren Lage im solaren Spektralbereich, wie es am Atmosphärenoberrand, und an der Meeresoberfläche nach Gasabsorption und Rayleigh- und Miestreueung beobachtet wird. Abbildung 2.3b) zeigt eine Simulation mit dem Strahlungstransportmodell (MOM) für eine mittlere tropische Atmosphäre, wie sie während CEPEX sondiert worden ist. Der Ozongehalt lag bei 0.21 atm cm und der Wasserdampfsäulengehalt bei etwa 40 kg/m². Die Einheit atm cm gibt an, wie hoch die Säule reinen Ozons in cm ist, wenn man sich den Gesamtgehalt an Ozon auf Normaldruck und -Temperatur reduziert denkt. Sowohl der spektrale Strahlungsfluß am Atmosphärenoberrand, als auch die Simulation für den an der Meeresoberfläche zu erwartenden Strahlungsfluß F_{λ}^{\downarrow} sind für im Zenit stehende Sonne aufgetragen. Im ersten (UV & VIS1) und zweiten Kanal (VIS2) beeinflussen im wesentlichen nur Ozonabsorption, Rayleigh- und Mie- Streuung die Strahlungsflüsse, im zweiten Kanal liegen zusätzlich noch zwei schwache Sauerstoffabsorptionsbanden. Nur im nahen Infrarot sind die besonders kräftigen Wasserdampfbanden zu finden, deren Einfluß auf das Meßsignal mit dem Wasserdampfgehalt der Atmosphäre korreliert sind. Die Absorption der anderen Gase kann als praktisch konstant angesehen werden.

2.4 Eichung der Pyranometer

Die Temperaturunterschiede zwischen Sensorelement und „kalter Quelle“ verursachen eine elektrische Spannung zwischen den beiden Elementen, die gemessen, und mit einer einfachen linearen Eichbeziehung in Strahlungsflußdichten umgewandelt werden

$$G = \frac{V}{S}, \quad (2.1)$$

wenn G die Strahlungsflußdichte, S die Empfindlichkeit des Gerätes und V die gemessene Spannung bezeichnen. Die Eichung der Geräte wurde vor dem Einsatz bei Kipp & Zonen, und nach den Experimenten in einer Eichkammer des Meteorologischen Observatoriums des Deutschen Wetterdienstes (DWD) vorgenommen. Durch Vergleich mit einem Referenzinstrument der gleichen Bauart, das in regelmäßigen Abständen gegen die Sonne geeicht wird, konnte die Empfindlichkeit der drei während der Experimente benutzten Geräte bestimmt werden. Auch der Anteil der Strahlung, der jenseits der oberen Durchlässigkeitsgrenze von 2.9 μm liegt kann durch dieses Eichverfahren in die Empfindlichkeit mit einbezogen werden.

Bei der Eichung wird so vorgegangen, daß man das zu prüfende Gerät im Wechsel mit dem Referenzgerät gegen eine Strahlungsquelle richtet, deren spektraler Verlauf dem der Sonnenstrahlung sehr nahe kommt. Dazu wird beim DWD eine eigens für diesen Zweck konstruierte klimatisierte Eichkammer benutzt, die bei starker Ventilation auf konstanter Temperatur von 20°C gehalten wird, um die Geräte nahe dem thermischen Gleichgewicht zu halten. Als Strahlungsquelle wurde dort eine 500 W Xenon-Dampfampe mit einer über das gesamte Spektrum integrierten Strahlungsleistung von etwa 280 W/m² verwendet. Die bei völliger Abschattung

des Gerätes auftretenden Spannungen (Arbeitsnullpunkt) werden durch Abdunkelung der Strahlungsquelle ermittelt. Aus der Differenz zwischen gemessener Spannung bei bestrahltem Pyranometer und bei abgedeckter Lichtquelle (ΔV), dem entsprechenden Wert des Referenzgerätes (ΔV_R) und der Empfindlichkeit des Referenzgerätes (S_R) kann nun die Empfindlichkeit des zu prüfenden Gerätes (S) bestimmt werden

$$S = \frac{S_R \cdot \Delta V}{\Delta V_R}. \quad (2.2)$$

Dieses Verfahren wird dort für parallelisiertes, vertikal und aus einem Zenitwinkel von 60° auftreffendes Licht wiederholt, um die Empfindlichkeit auch bei schrägem Einfall zu bestimmen. Aus den Empfindlichkeiten für beide Neigungswinkel wurde ein mit dem Kosinus des Neigungswinkels gewichtetes Mittel bestimmt, um in der Eichkonstanten auch ein Maß für die Abweichung vom Kosinus-Gesetz zu haben. S_x und S_y sind die bei senkrechtem bzw. schrägem Strahlungseinfall ermittelten Geräteempfindlichkeiten, θ ist der Neigungswinkel des Gerätes gegen das einfallende Licht

$$S = S_x + S_y \cdot \cos(\theta). \quad (2.3)$$

Bei der Eichung aller drei Pyranometer mußte beachtet werden, daß sie jeweils mit der äußeren Glaskuppel des Typs WG295 bestückt waren, um die Vergleichbarkeit mit dem Referenzgerät zu gewährleisten. Bei der Eichung in der Eichkammer wurde die im Feldexperiment benutzte Elektronik zur Aufzeichnung der Spannungen parallel zu der des DWD laufen gelassen, um gleichzeitig Ungenauigkeiten, die durch die Meßelektronik entstehen, auch zu korrigieren. In der Tabelle 2.3 sind die in der Eichkammer ermittelten Eichkonstanten aufgelistet. V_0 ist die Spannung, die bei Dunkelheit in der Eichkammer gemessen wurde, S ist die Geräteempfindlichkeit nach Gleichung (2.3), $S_{K\&Z}$ ist die vom Hersteller angegebene Empfindlichkeit und F_0 der im Arbeitsnullpunkt ermittelte Strahlungsfluß.

Tabelle 2.1: *Ergebnisse der Eichung: V_0 - Spannung im Arbeitsnullpunkt, $S_{K\&Z}$ - Geräteempfindlichkeit bei Kipp & Zonen ermittelt, S - Geräteempfindlichkeit (DWD), F_0 - im Arbeitsnullpunkt angezeigter Strahlungsfluß.*

Geräte Nr.	Filterglas: Experiment/ Eichung	V_0 [μV]	$S_{K\&Z}$ [$\mu\text{VW}^{-1}\text{m}^2$]	S [$\mu\text{VW}^{-1}\text{m}^2$]	F_0 [Wm^{-2}]
CM11-924584	WG295/WG295	23.96	4.43	4.46	5.37
CM11-924605	OG530/WG295	-15.51	4.52	4.50	-3.45
CM11-924606	RG695/WG295	2.54	4.44	4.47	0.57

Die so ermittelten Empfindlichkeiten bei senkrechtem Strahlungseinfall, etwa 280 W/m^2 Bestrahlungsstärke und einer Temperatur von 20°C wichen für alle Geräte um weniger als 0.7% von denen ab, die bei Kipp & Zonen für die Geräte ermittelt wurden. Die Abweichungen der ermittelten Empfindlichkeiten zwischen denen bei senkrechtem und denen bei schrägem Einfall von 60° lagen unter 0.5%. Die Hauptquelle der Unterschiede für die Eichkonstanten zwischen der Eichung bei Kipp & Zonen und beim DWD liegt darin, daß bei Kipp & Zonen eine 1000 W Wolfram-Halogen-Lampe mit einer Strahlungsleistung von etwa 500 W/m^2 nur bei senkrechtem Auftreffen der Strahlung verwendet wurde. Geringfügige Unterschiede treten dadurch schon aufgrund der Nichtlinearität des Gerätes auf. Der Hersteller gibt Abweichungen von der Linearität von etwa 0.5% in einem Bereich von $0\text{-}1000 \text{ W/m}^2$ für seine Geräte an.

Für die Nacheichung wurden hier die beim DWD ermittelten Sensitivitätskonstanten verwendet, da das Eichverfahren besser bekannt ist, eine Abhängigkeit der Konstanten vom Einfallswinkel berücksichtigt wurde und der Zeitraum zwischen Eichung und Experiment kleiner war. Der mögliche Einfluß einer zeitlichen Drift der Sensitivitätskonstanten S , die z.B. durch Veränderungen in der Thermosäulenbeschichtung entstehen kann, wird durch die Verwendung der beim DWD ermittelten Werte ebenfalls minimiert.

2.5 Bestimmung des Arbeitsnullpunktes

Bei der Messung der Strahlungsflüsse in verschiedenen Spektralbereichen ist es aufgrund der unterschiedlichen Erwärmung der Filtergläser besonders wichtig, den Arbeitsnullpunkt der Geräte während des Feldexperimentes zu bestimmen, um später systematische Fehler bei der Differenzenbildung zu vermeiden. Die Bestimmung des Arbeitsnullpunktes nur in der Eichkammer (siehe Tabelle 2.1) kann die tatsächliche Abweichung vom Nullpunkt nicht erfassen, da erstens davon ausgegangen wird, daß sich die Geräte während der Eichung in thermischem Gleichgewicht befanden und zweitens bei der Bestimmung der Empfindlichkeiten nicht die im Feldexperiment benutzten Filtergläser verwendet wurden. Dieser Fehler ist auch abhängig von

der Temperatur des Gerätes, die im Feldexperiment deutlich über der in der Eichkammer lag. Kipp & Zonen gibt bei 28°C eine systematische Unterschätzung der Sensitivitätskonstanten von etwa 0.3% mit einer Schwankungsbreite von etwa 1.5% an, gegenüber der bei 20°C ermittelten.

Der Arbeitsnullpunkt im Experiment kann auf zweierlei Weise bestimmt werden. Zum einen ist es möglich, alle nachts gemessenen Spannungen als Arbeitsnullpunkt anzunehmen, wobei bei diesem Verfahren keine Möglichkeit besteht, die Daten bezüglich überhitzter Kuppeln infolge von Absorption solarer Strahlung zu korrigieren. Ein zweite Möglichkeit ist, alle Pyranometer während des Tages für eine ausreichend lange Zeit abzudecken, um den Nullpunkt auch während hoher solarer Einstrahlung (hohe Geräte- und Kuppeltemperatur) zu erfassen.

Hier wurden sowohl die Arbeitsnullpunkte nachts, als auch am Tage bestimmt und miteinander verglichen. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung. Sowohl tags, bei hoher Einstrahlung, als auch nachts wurden annähernd identische Nullpunkte gefunden.

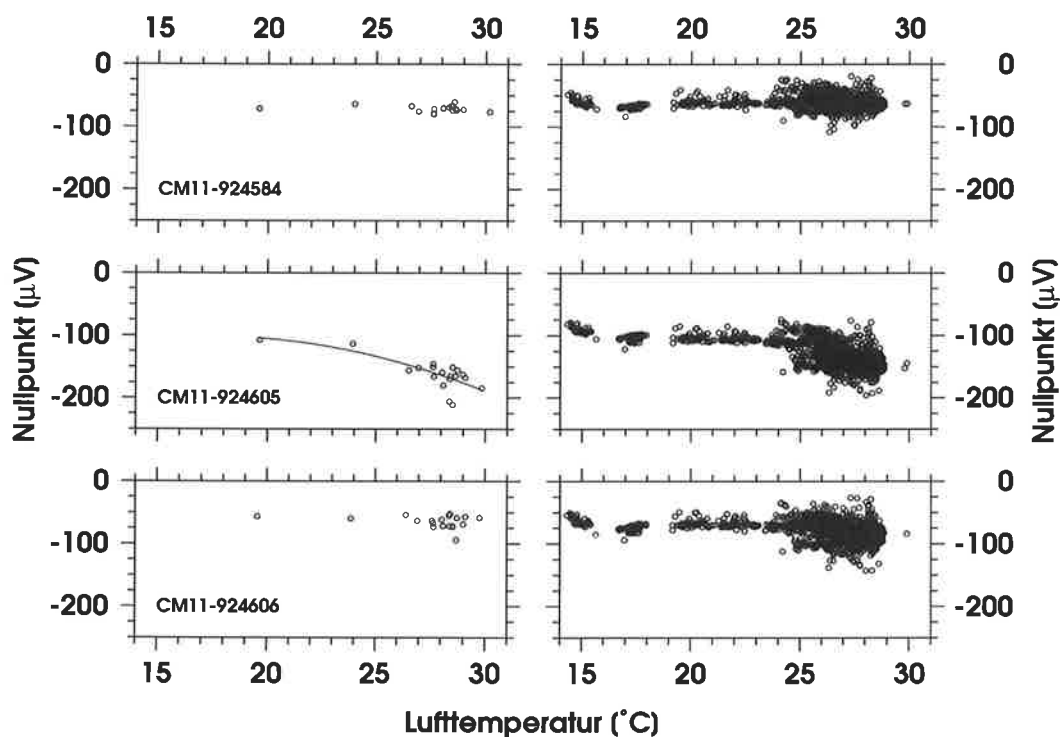


Abbildung 2.4: *Arbeitsnullpunkte bei Tage (links) und bei Nacht (rechts) in μV für alle drei Pyranometer und Annäherung der Werte für das Pyranometer CM11-924605 durch ein Tschebyscheff-Polynom 2. Grades.*

Die Abbildung 2.4 zeigt die Streudiagramme der Arbeitsnullpunkte für alle drei Pyranometer, wie sie während der Nacht und am Tage gemessen wurden. Bei der Bestimmung des Arbeits-

nullpunktes bei Nacht wurden alle Messungen verwendet, bei denen sich die Sonne mehr als 10° unter dem Horizont befand. Am Tage wurden alle drei Pyranometer insgesamt 19 mal bei hoher solarer Einstrahlung für etwa 60 Sekunden abgedunkelt. Der jeweils geringste Meßwert wurde als Arbeitsnullpunkt aufgezeichnet. In der Abbildung sind die Spannungen in μV gegen die Lufttemperatur aufgetragen. Die Messungen bei Tage weisen für die Pyranometer CM11-924584 und CM11-924606 praktisch keine Abhängigkeit von der Temperatur auf. Es wurde für die Korrektur ein konstanter Wert angenommen. Tabelle 2.2 gibt eine Übersicht über die Korrekturterme der einzelnen Pyranometer.

Das Pyranometer CM11-924605 läßt allerdings eine leichte Abhängigkeit von der Temperatur erkennen. Um für beliebige Temperaturen eine Korrektur des Nullpunktes vornehmen zu können, wurden die Meßdaten bei Tage durch ein Tschebyscheff-Polynom 2. Grades angenähert. Durch die nur sehr wenigen Abdeckungen bei niedrigen Temperaturen (unter 26°C) kommt den beiden Messungen bei 19.5 und 24°C sehr großes Gewicht zu. Im Vergleich mit den Nachtwerten kann dieser Trend jedoch zu höheren Arbeitsnullpunkten bei niedrigeren Temperaturen bestätigt werden.

Tabelle 2.2: Arbeitsnullpunkte der drei Pyranometer, wie sie während des Tages ermittelt wurden.

Geräte Nr.	Arbeitsnullpunkt (μV)	Gültigkeitsbereich
CM11-924584	-71.37 ± 4.94	$\forall t$
CM11-924605	-104.14 $-138.6 - 41.53 \cdot x - 7.14 \cdot \cos(2 \cdot \arccos(x)) \pm 16.25$ -187.28	$t \leq t_{min}$ $t_{min} < t < t_{max}$ $t \geq t_{max}$
mit: $t_{min} = 19.65^\circ\text{C}$, $t_{max} = 29.85^\circ\text{C}$ und $x = \frac{2 \cdot (t - t_{min})}{(t_{max} - t_{min})} - 1$		
CM11-924606	-64.67 ± 9.98	$\forall t$

Grund für die geringen Abweichungen zwischen Tag- und Nachtnullpunkten ist, daß die Belüftung der Kuppeln am Tage sehr effektiv Wärme ab- bzw. heranführt und damit der Fehler bezüglich überhitzter bzw. unterkühlter Kuppeln minimiert wird. Ferner werden die geringen Unterschiede der Temperatur und Gegenstrahlung zwischen Tag und Nacht auch dazu beigetragen haben.

Für die hier durchgeführte Nullpunktkorrektur wurden die am Tage ermittelten Arbeitsnullpunkte wie in Tabelle 2.2 verwendet. Die Verwendung der am Tage ermittelten Arbeitsnullpunkte empfiehlt sich besonders, da das Abdecken der Pyranometer meist bei sehr hohen Strahlungsflüssen (etwa 1000 W/m^2) durchgeführt wurden und damit maximale Information über möglicherweise überhitzte Kuppeln enthalten ist.

2.6 Auswirkungen der Nullpunktkorrektur

Ist die Nullpunktkorrektur ideal, sollte immer, selbst bei geringer Einstrahlung bzw. niedrigen Sonnenständen, die folgende Relation zwischen den Meßwerten aus den drei sich überlappenden spektralen Bereichen (vor Differenzenbildung) erhalten bleiben:

$$F_{295}^{\downarrow} \geq F_{530}^{\downarrow} \geq F_{695}^{\downarrow} \quad (2.4)$$

Die F_i^{\downarrow} sind die entsprechenden Strahlungsflußdichten, die Indizes geben die untere Durchlässigkeitsgrenze der Instrumente in der Wellenlängeneinheit nm an. Anders ausgedrückt heißt das, daß die Verhältnisse $F_{530}^{\downarrow}/F_{295}^{\downarrow}$, $F_{695}^{\downarrow}/F_{295}^{\downarrow}$ und $F_{695}^{\downarrow}/F_{530}^{\downarrow}$ der gemessenen Größen untereinander immer zwischen null und eins liegen müssen. Liegen sie außerhalb dieser Grenzen, ist die Messung physikalisch falsch. Abbildung 2.5 zeigt die Verhältnisse $F_{530}^{\downarrow}/F_{295}^{\downarrow}$, $F_{695}^{\downarrow}/F_{295}^{\downarrow}$ und $F_{695}^{\downarrow}/F_{530}^{\downarrow}$ für alle Sonnenhöhen zwischen -10° und 90° vor (links) und nach der Nullpunktkorrektur (rechts). Da der Nenner in jedem dieser Fälle größer sein sollte als der Zähler und Strahlungsflußdichten kleiner als Null nicht vorkommen dürfen, sind physikalisch sinnvolle Daten nur zu finden, solange die drei oben genannten Verhältnisse zwischen null und eins liegen. Die Streuung der Verhältnisse um den Bereich zwischen null und eins ist für niedrige Sonnenstände und nicht korrigierte Daten besonders hoch. Selbst bei einer Sonnenhöhe von weit größer als 30° liegen bei den unkorrigierten Verhältnissen noch viele außerhalb dieser Grenzen. Die Unstetigkeit der Verhältnisse der unkorrigierten Daten kommt von dem nicht gleichzeitig erfolgenden Vorzeichenwechsel der beiden zum Verhältnis beitragenden Strahlungsflüsse nahe 2° Sonnenhöhe. Nach der Nullpunktkorrektur verringert sich die Streuung deutlich. Es sind dennoch physikalisch falsche Daten vorhanden, besonders für Sonnenhöhen unter etwa 10° . Die Anzahl physikalisch falscher Daten ist jedoch deutlich gesunken.

Im folgenden wurden nur Daten verwendet, deren Verhältnisse innerhalb der oben genannten Grenzen lagen, d.h ein kleiner Teil der Daten bei etwa 45° Sonnenhöhe und bei einer Sonnenhöhe kleiner als 10° wurden verworfen, ohne dabei herauszufinden, welcher spektrale Teilabschnitt den Fehler beinhaltet. Dabei gehen zwar spektrale Daten verloren, jedoch ist ihr Anteil kleiner als 1% der Daten, die bei Sonnenhöhen zwischen 10° und 90° gemessen worden sind. Die Kreuze in der rechten Hälfte der Abbildung 2.5 zeigen die Daten, die verworfen wurden, die Kreise die für die weitere Auswertung benutzten Daten. Unterhalb einer Sonnenhöhe von 0° wurden alle Strahlungsflüsse auf null gesetzt.

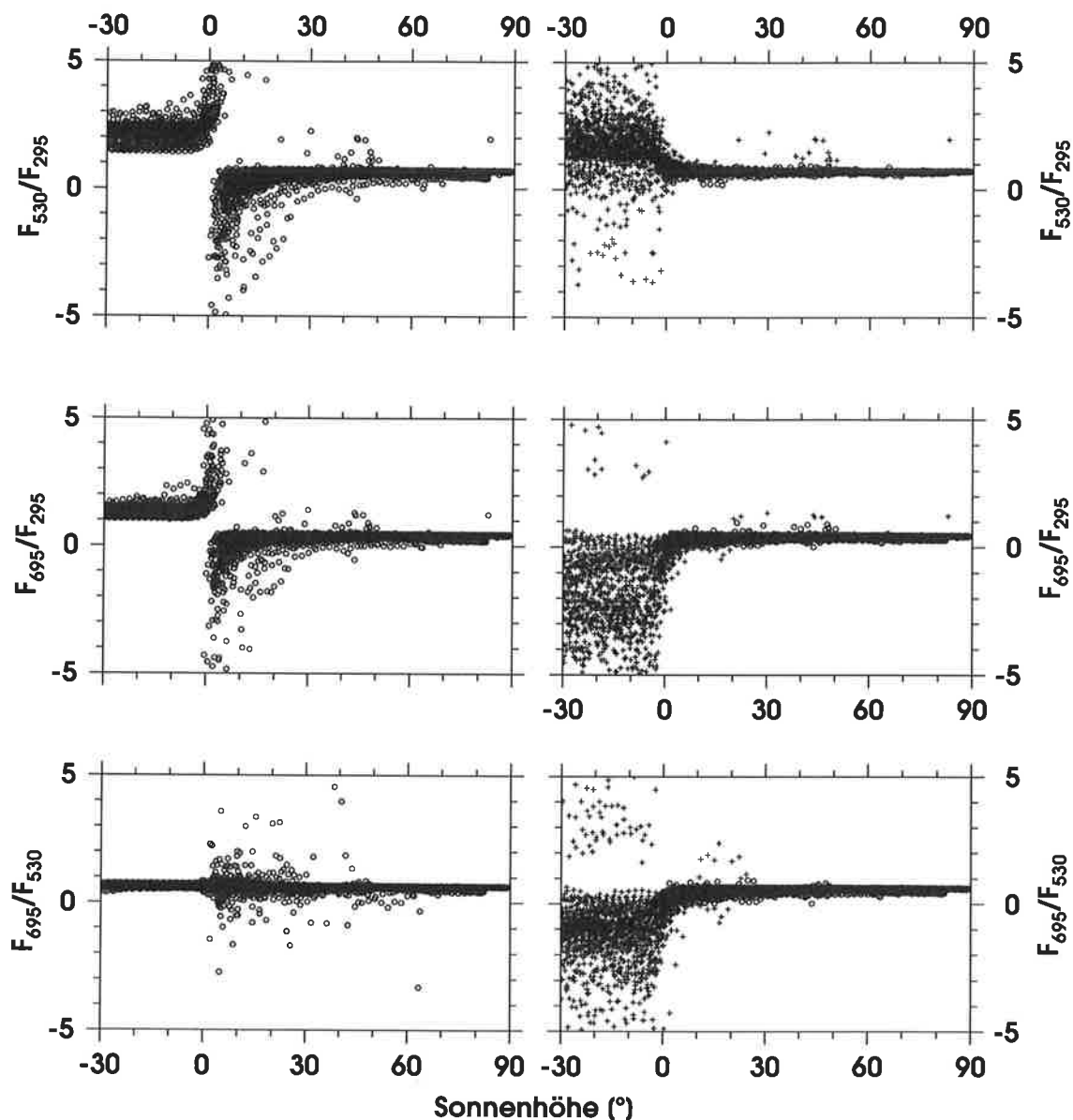


Abbildung 2.5: Verhältnisse $F_{530}^{\downarrow}/F_{295}^{\downarrow}$, $F_{695}^{\downarrow}/F_{295}^{\downarrow}$ und $F_{695}^{\downarrow}/F_{530}^{\downarrow}$ vor (links) und nach (rechts) der Nullpunktkorrektur. Kreuze in den rechten Abbildungen zeigen verworfene Daten.

2.7 Reduktion der Meßwerte

Zum besseren Vergleich untereinander und mit simulierten Strahlungsflußdichten an der Meeresoberfläche wurden alle Meßdaten auf den mittleren Abstand zwischen Sonne und Erde reduziert. Der Parameter $(r_0/r)^2$ nimmt vom 30. Januar bis 29. März von 1.028 auf 1.003 ab. r ist der aktuelle Abstand zwischen Sonne und Erde, r_0 ist der mittlere Abstand. Das Verhältnis wird quadriert, da die Strahlungsflußdichte mit dem Quadrat der Entfernung zwischen Strahlungsquelle und Empfänger abnimmt. Die Meßdaten mußten also zwischen 2.8 bzw.

0.3% nach unten korrigiert werden. Das macht, in den nach unten gerichteten Strahlungsflußdichten ausgedrückt, maximal etwa 30 W/m^2 bei wolkenlosem Himmel und senkrecht stehender Sonne aus. Die Abbildung 2.6 zeigt die jahreszeitliche Variation von $(r_0/r)^2$. Auf der Abzisse ist der Tag des Jahres aufgetragen, auf der Ordinate der Parameter $(r_0/r)^2$. Die senkrechten Linien begrenzen den Meßzeitraum aus dem die hier verwendeten Daten stammen.

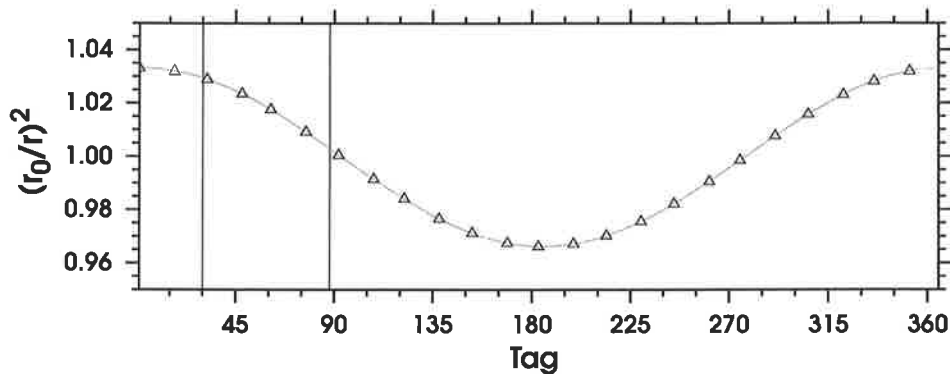


Abbildung 2.6: Jahreszeitliche Variation von $(r_0/r)^2$.

2.8 Meßfehler bedingt durch den Schiffskörper

Auch der Schiffskörper selbst hat durch seine Aufbauten, die über die Horizontalebene der Pyranometer hinausgehen, Auswirkungen auf die gemessenen Strahlungsflußdichten. Besonders bei direkter Sonnenstrahlung kann Schattenwurf vom Vordermast oder von Brückenaufbauten über einzelne oder alle Pyranometer pendeln. Die Elevationswinkel zur Spitze des vorderen Schiffsmastes und dem höchsten Brückenaufbau betragen während beider Experimente 28° bzw. 47° . Das heißt, daß nur bei einem Sonnenzenitwinkel von bis zu 43° eventueller Schattenwurf vollständig ausgeschlossen werden konnte.

Bei nahezu wolkenlosem Himmel kann die Fehlerquelle in den Meßdaten ausgemacht werden. Periodisch mit der Frequenz der Schiffspendelbewegung wiederkehrende Schattenwürfe auf einzelne Pyranometer wurden während CEPEX bei der Fahrt der Vickers nach Osten häufig am Nachmittag festgestellt, wenn bei steigendem Sonnenzenitwinkel die Sonne annähernd im Westen stand und die Schatten der Brückenaufbauten über die Pyranometer pendelten. Diese Fehler wurden, sofern sie entdeckt wurden, beseitigt.

2.9 Meßfehler und deren Fortpflanzung

Bei der Messung der Strahlungsflüsse in den drei sich überlappenden Spektralbereichen entstehen Unsicherheiten, die auf die spezielle Konfiguration des jeweiligen Meßgerätes zurückgehen. Kombiniert man die Messungen der einzelnen Pyranometer, um die Flüsse in den verschiedenen Spektralbereichen zu erhalten, so pflanzen sich die Fehler der einzelnen Instru-

mente unabhängig voneinander entsprechend dem Fehlerfortpflanzungsgesetz fort:

$$\Delta y = \sum_{i=1}^N \left| \frac{\partial f}{\partial x_i} \right| \cdot \Delta x_i. \quad (2.5)$$

Dabei stellt y eine Funktion von N Größen $f(x_i)$ dar, deren Einzelfehler Δx_i sind. Das totale Differential dieser Funktion ist dann der maximal zu erwartende Fehler Δy bei Kombination von N Meßwerten.

Für die Anwendung hier heißt das, daß die Fehler für die Messungen der Globalstrahlung (F_{295}^{\downarrow}) für die Kanäle 1 und 2 ($F_{295}^{\downarrow} - F_{530}^{\downarrow}$ bzw. $F_{530}^{\downarrow} - F_{695}^{\downarrow}$) und im Kanal 3 (F_{695}^{\downarrow}) sowie für den sichtbaren Bereich ($F_{295}^{\downarrow} - F_{695}^{\downarrow}$) abgeschätzt werden müssen. Der jeweilig absolute Fehler eines Instrumentes (ΔF_i^{\downarrow}) setzt sich aus einem relativen Fehler von 2% nach Angabe des Herstellers, sowie einem konstanten Fehler, der aufgrund der Unsicherheit bei der Bestimmung des Nullpunktes beruht, zusammen:

$$\Delta F_i^{\downarrow} = 0.02 \cdot F_i^{\downarrow} + \Delta F_{0i}^{\downarrow}. \quad (2.6)$$

Die Unsicherheit bei der Bestimmung der Arbeitsnullpunkte $\Delta F_{0i}^{\downarrow}$ kann der Tabelle 2.3 entnommen werden. σ stellt die Standardabweichung zwischen mittlerem und gemessenem Arbeitsnullpunkt dar, die schon in Tabelle 2.2 für die einzelnen Pyranometer in den Einheiten μV aufgelistet ist. Um den maximal möglichen Fehler gut abschätzen zu können, werden für alle drei Geräte jeweils 1.96 Standardabweichungen als Fehler angenommen, um mit einer Wahrscheinlichkeit von 95% den Fehlerbereich abzudecken. Division durch die entsprechenden Geräteempfindlichkeiten aus Tabelle 2.1 ergibt die konstanten Fehler durch Nullpunkt Korrektur in W/m^2 .

Tabelle 2.3: *Konstantes Glied des Gerätefehlers bei der Bestimmung des Arbeitsnullpunktes in μV und nach Division durch die Geräteempfindlichkeit in W/m^2 .*

Pyranometer	$1.96 \cdot \sigma$ [μV]	$\Delta F_{0i}^{\downarrow}$ [W/m^2]
CM11-924584	9.68	2.17
CM11-924605	31.85	7.08
CM11-924606	19.56	4.38

Der relative Fehler einer abgeleiteten Größe ergibt sich aus der Division des absoluten Fehlers durch die Größe selbst. Die relativen Fehler, die aus einer Kombination beider, sowohl des relativen Fehlers der einzelnen Geräte als auch des absoluten Gerätefehlers entstehen, sind in Abbildung 2.7 gegen die Transmission der Atmosphäre aufgetragen. Dabei wurde davon ausgegangen, daß die Globalstrahlung bei wolkenlosem Himmel und senkrechtem Sonnenstand etwa 1060 W/m^2 beträgt. Die Spektralbereiche VIS1, VIS2 bzw. NIR tragen dann 280, 270 bzw. 510 W/m^2 zur Globalstrahlung bei. Diese Werte wurden aus Simulationen des Strahlungsflusses für wolkenlosen Himmel bei einem Wasserdampfsäulengehalt von 40 kg/m^2 und senkrechtem Sonnenstand ermittelt. Die Strahlungsflüsse für den wolkenlosen Fall wurden schrittweise reduziert (von 100% bis 10%) und ins Verhältnis zu den Werten gesetzt, die bei wolkenlosem Himmel zu erwarten wären. Eine mögliche Verschiebung der spektralen Anteile gegeneinander wurde nicht berücksichtigt.

Die Transmission ist verwendet worden, um die relativen Fehler für verschiedene Kanalkombinationen besser vergleichen zu können. Die Strahlungsflußdichten selbst sind stark von der Breite des betrachteten Kanals abhängig. So ist bei wolkenlosem Himmel und senkrecht stehender Sonne für die Globalstrahlung ($F_{295\downarrow}$) eine Strahlungsflußdichte von etwa 1060 W/m^2 zu erwarten, während im Kanal 2 ($F_{530\downarrow} - F_{695\downarrow}$) nur etwa 270 W/m^2 zu erwarten sind. Da sich die Meßsignale in den verschiedenen Teilintervallen der Globalstrahlung stark mit sinkender Transmission der Atmosphäre verringern, ist durch den konstanten Fehler der Meßgeräte mit einer starken Zunahme des zu erwartenden Fehlers bei geringeren Transmissionen zu rechnen. Ebenso ist in Abbildung 2.7 die Auswirkung der Fehlerfortpflanzung bei Kombinationen der Meßdaten zu sehen.

Lediglich für die spektralen Abschnitte, für die keine Differenzenbildungen nötig sind, liegen die maximal möglichen Fehler auch bei kleinen Transmissionen in einem akzeptablen Rahmen. Die einzige Kanalkombination, die noch vertretbare Werte liefern kann, ist der Vergleich zwischen sichtbarem und nahem Infrarot. Eine Unterteilung des sichtbaren in zwei Teilbereiche bei $0.53 \mu\text{m}$ ist ohne genauere Kenntnis des Nullpunktes und höherer relativer Genauigkeit der Meßgeräte nicht zu empfehlen, da die relativen Fehler in diesen Bereichen selbst bei wolkenlosem Himmel (Transmission = 0.77) weit über zehn Prozent liegen.

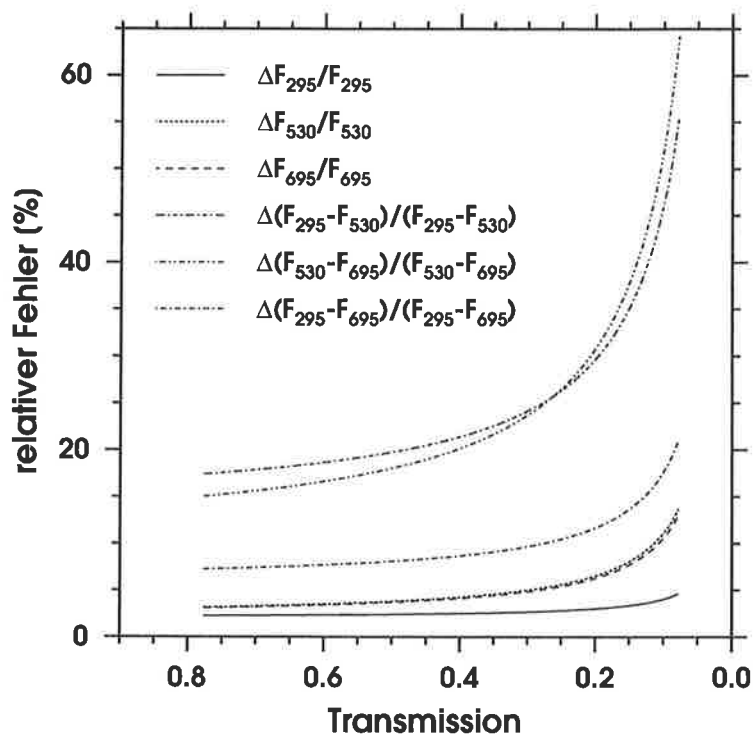


Abbildung 2.7: *Relative Fehler der Pyranometermeßwerte und aus diesen Werten abgeleiteter Größen in Abhängigkeit von der Transmission der Atmosphäre. Zur besseren Lesbarkeit sind die abwärtsgerichteten Pfeile weggelassen worden.*

3 Strahlungstransport und Simulation

Die für diese Arbeit notwendigen Grundlagen der Strahlungsübertragung in der Atmosphäre und deren Modellierung mit einem Strahlungstransportmodell werden kurz erläutert. Die Beschreibung der Strahlungsübertragung beruht auf den Darstellungen in Liou (1992) und Goody und Young (1989). Die Beschreibung der bei der Simulation verwendeten Matrix-Operator-Methode geht auf die Darstellungen in Plass und Kattawar (1973), Grant und Hunt (1969) sowie Graßl (1978) zurück.

3.1 Strahlungstransport in der Atmosphäre

Die Strahlungsübertragungsgleichung für monochromatische Strahlung unter der Annahme einer planparallelen Atmosphäre lautet

$$\left(-\mu \cdot \frac{d}{d\delta_\lambda} + 1\right) \cdot I_\lambda(\delta_\lambda, \mu, \phi) = \frac{\omega_\lambda}{4\pi} \cdot \pi \cdot I_{0\lambda}(-\mu_0, \phi_0) \cdot e^{-\frac{\delta_\lambda}{\mu_0}} \cdot P_\lambda(\mu, \phi; -\mu_0, \phi_0) \quad (3.1)$$

$$+ \frac{\omega_\lambda}{4\pi} \cdot \int_0^1 \int_{-1}^1 I_\lambda(\delta_\lambda, \mu', \phi') \cdot P_\lambda(\mu, \phi; \mu', \phi') d\mu' d\phi'$$

wenn man eine streuende, absorbierende aber nicht emittierende Atmosphäre betrachtet. Sie beschreibt die vom Ort (hier die optische Dicke δ_λ als Vertikalkoordinate) abhängige Änderung der Strahldichte dI_λ nach Durchlaufen eines Volumens, abhängig von der Ausbreitungsrichtung der Strahlung, die durch den Kosinus des Zenitwinkels $\mu = \cos(\theta)$ und den Azimutwinkel ϕ festgelegt ist.

Die Einfachstreuung der direkten Sonnenstrahlung wird mit dem Term

$$\frac{\omega_\lambda}{4\pi} \cdot I_{0\lambda}(-\mu_0, \phi_0) \cdot e^{-\frac{\delta_\lambda}{\mu_0}} \cdot P_\lambda(\mu, \phi; -\mu_0, \phi_0) \quad (3.2)$$

beschrieben, wobei $I_{0\lambda}(-\mu_0, \phi_0)$ die aus der Richtung $-\mu_0, \phi_0$ einfallende extraterrestrische Strahldichte der Sonne ist, die auf ihrem Weg bis zur optischen Dicke δ_λ um $e^{-\delta_\lambda/\mu_0}$ geschwächt wird. Der Index 0 bezieht sich dabei immer auf die von der Sonne kommende Strahlung. Die auf 1 normierte Streu- oder Phasenfunktion $P_\lambda(\mu, \phi; -\mu_0, \phi_0)$ beschreibt die Umverteilung von direktem Sonnenlicht durch Einfachstreuung aus der Richtung der Sonne in die Richtung des Beobachters μ, ϕ . Die Einfachstreueralbedo ω_λ ist dabei das Verhältnis zwischen Streu- ($\sigma_{s\lambda}$) und Extinktionskoeffizient ($\sigma_{e\lambda}$), wobei der Extinktionskoeffizient die Summe aus Streu- und Absorptionskoeffizient ist:

$$\omega_{\lambda} = \frac{\sigma_{s\lambda}}{\sigma_{e\lambda}} = \frac{\sigma_{s\lambda}}{\sigma_{s\lambda} + \sigma_{a\lambda}}. \quad (3.3)$$

Die Mehrfachstreuung diffusen Himmelslichtes wird durch das Doppelintegral

$$\frac{\omega_{\lambda}}{4\pi} \cdot \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 I_{\lambda}(\delta_{\lambda}, \mu', \phi') \cdot P_{\lambda}(\mu, \phi; \mu', \phi') d\mu' d\phi' \quad (3.4)$$

beschrieben. Die Umverteilung der aus beliebiger Raumrichtung μ', ϕ' in die Beobachtungsrichtung μ, ϕ gestreuten Strahlung wird mit Hilfe der Phasenfunktion, multipliziert mit der aus der Richtung μ', ϕ' kommenden Strahldichte, beschrieben. Um die aus allen Raumrichtungen in die Beobachtungsrichtung gestreute Strahlung zu erfassen, muß hier über beide Raumwinkel der einfallenden Strahlung integriert werden.

Nach Aufteilung der Atmosphäre in als homogen angenommene Schichten, kann die Strahlungsübertragungsgleichung mit Hilfe der Matrix-Operator-Theorie für die an jeder Schichtgrenze auf- und abwärts gerichteten Strahldichten numerisch gelöst werden. In dieser Arbeit wurden nur die azimuthal gemittelten Strahldichten berechnet, da die azimuthale Abhängigkeit der Strahldichte für die hier benötigten breitbandigen Strahlungsflüsse nicht relevant ist.

Sind die Strahldichten bekannt, so werden die auf- und abwärtsgerichteten spektralen Strahlungsflußdichten an jeder Schichtgrenze durch Integration der Strahldichten über den unteren bzw. oberen Halbraum bestimmt.

Integration der spektralen Strahlungsflußdichten über alle Wellenlängen zwischen 0.3 und 3.7 μm bei gleichzeitiger Faltung mit den relativen Filterfunktionen der Pyranometer $\Psi_{i\lambda}$ (siehe Abbildung 2.3 a), führt zur Strahlungsflußdichte, die in den Pyranometerkanälen zu erwarten ist. Damit ist es möglich, die simulierten Daten mit den an der Meeresoberfläche gemessenen direkt zu vergleichen.

$$F_i^{\downarrow}(z) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_0^1 I_{\lambda}^{\downarrow}(z, -\mu) \cdot \Psi_{i\lambda} \cdot \mu \cdot d\mu d\lambda, \quad (3.5)$$

$$F_i^\uparrow(z) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_0^1 I_\lambda^\uparrow(z, \mu) \cdot \Psi_{i\lambda} \cdot \mu \cdot d\mu d\lambda . \quad (3.6)$$

Dabei sind $F_i^\downarrow(z)$ und $F_i^\uparrow(z)$ die aus dem gesamten oberen bzw. unteren Halbraum stammenden, über den Kanal i spektral integrierten Strahlungsflußdichten.

Bei der Eichung der Meßinstrumente wurde der durch das verwendete Filterglas WG295 abgeschnittene Anteil der Strahlung für Wellenlängen $\lambda < 0.295 \mu\text{m}$ und $\lambda > 2.9 \mu\text{m}$ bei der Bestimmung der Sensitivitätskonstanten berücksichtigt. Die Eichung wurde durch Vergleich mit einem Referenzinstrument, das direkt gegen die Sonne geeicht wurde, erhalten. Die Sensitivitätskonstante wurde damit um etwa 0.6% erhöht gegenüber einer Konstanten, die bei vollständig durchlässigen Filtergläsern erhalten worden wäre. Daher müssen die untere (bei $0.295 \mu\text{m}$) und obere Durchlässigkeitsgrenze (bei $2.9 \mu\text{m}$) bei der Faltung der spektralen Strahlungsflußdichte mit den Filterfunktionen unberücksichtigt bleiben.

Für die untere Durchlässigkeitsgrenze, die bei $0.295 \mu\text{m}$ liegt, ist der Fehler nicht groß, da zumindest bei Benutzung der simulierten Strahlungsflußdichten an der Meeresoberfläche die starke Ozonabsorption in der Hartley-Bande unterhalb von $0.3 \mu\text{m}$ ohnehin nicht mehr von der Filterfunktion direkt beeinflußt wird. Die Integration über den gesamten Spektralbereich (Globalstrahlung) muß daher ohne Faltung mit den Filterfunktionen durchgeführt werden.

Strahlungsflußdivergenzen werden dazu benutzt, um die Absorption in der klaren Atmosphäre bzw. den Wolken abzuleiten. In einem eindimensionalen Strahlungstransportmodell ist die Strahlungsflußdivergenz gerade die Änderung der Nettostrahlungsflußdichten mit der Höhe

$$\nabla \cdot F_n = \frac{\partial}{\partial z} F_n(z) . \quad (3.7)$$

Der Nettostrahlungsfluß an einer Schichtgrenze ist definiert als die Differenz zwischen ab- und aufwärts gerichtetem Strahlungsfluß an der Schichtgrenze

$$F_n(z) = F^\downarrow(z) - F^\uparrow(z) . \quad (3.8)$$

Die Strahlungsflußdivergenz zwischen den Rändern z_i und z_{i+1} einer Schicht wird durch die Differenz der Nettostrahlungsflußdichten an den Schichtgrenzen approximiert, wobei i mit

zunehmender optischer Dicke wächst

$$F^\downarrow(z_{i+1}) - F^\uparrow(z_{i+1}) - F^\downarrow(z_i) + F^\uparrow(z_i) = \nabla \cdot F_n . \quad (3.9)$$

Somit stehen alle im weiteren benutzte Größen zur Verfügung.

3.2 Simulation des Strahlungstransportes mit MOM

Zur Lösung der Strahlungsübertragungsgleichung unter Berücksichtigung von Mehrfachstreuung in optisch sehr dicken Medien bietet sich die **Matrix-Operator-Methode** (MOM) an. Sie wurde zuerst von Plass et al. (1973) zusammenhängend dargestellt. Der Hauptvorteil dieser Methode zur Lösung der Mehrfachstreuung ist die gleichzeitige Lösung aller Streuordnungen und damit die geringe Abhängigkeit der Rechenzeit von der optischen Dicke der betrachteten Atmosphäre. Es können also ohne großen Mehraufwand Wolken beliebiger optischer Dicke mit dem Modell untersucht werden. Detailliertere Darstellungen der Matrix-Operator-Methode befinden sich in Plass et al. (1973), Fischer (1983), Graßl (1978) und Liou (1992).

Die Azimutabhängigkeit der Strahldichte wird hier von vornherein vernachlässigt, da nur Strahlungsflüsse und nicht eventuelle optische Erscheinungen wie Glorien oder Kränze betrachtet werden. Ebenso ist die starke Azimutabhängigkeit der einfallenden Sonnenstrahlung bei optisch dicken Medien schon nach wenigen Streuvorgängen fast vollständig aufgehoben. Ab einer optischen Dicke von $\delta = 10$ bei $0.55 \mu\text{m}$ Wellenlänge, besteht die Strahlung fast nur noch aus reiner Streustrahlung, der Anteil der stark gerichteten direkten Sonneneinstrahlung ist nahezu null. Die Vernachlässigung der Azimutabhängigkeit geschieht hier durch die Entwicklung, sowohl der Strahldichte, als auch der Phasenfunktion in eine Fourierreihe. Der erste Entwicklungsterm dieser Fourierreihe beinhaltet dann gerade die über den Azimutwinkel gemittelten Werte. Es reicht also, alle in diesem Kapitel aufgestellten Gleichungen nur für den ersten Entwicklungsterm der Fourierreihe zu lösen. Im folgenden wird für die bessere Lesbarkeit der Index λ fortgelassen. Selbstverständlich gelten alle folgende Gleichungen nur für monochromatische Strahlung.

Das Mehrfachstreuproblem wird bei der Matrix-Operator-Methode in Form von Reflexions- und Transmissionsmatrizen formuliert, die durch die Gleichungen

$$I_1^\downarrow(\delta, \mu) = T_{01} \cdot I_0^\downarrow(\delta, \mu) + R_{10} \cdot I_1^\uparrow(\delta, \mu) \quad (3.10)$$

und

$$I_0^\uparrow(\delta, \mu) = T_{10} \cdot I_1^\uparrow(\delta, \mu) + R_{01} \cdot I_0^\downarrow(\delta, \mu) \quad (3.11)$$

definiert sind. Die aus einer Schicht mit der optischen Dicke δ an der unteren Schichtgrenze 1 unter dem Zenitwinkel μ austretende Strahldichte $I_1^\downarrow(\delta, \mu)$, setzt sich aus dem nach unten zurückgestreuten Anteil der von unten einfallenden Strahlung ($R_{01} \cdot I_1^\uparrow(\delta, \mu)$) und dem Anteil der von oben einfallenden Strahlung, der durch die Schicht hindurchgelassen wird ($T_{01} \cdot I_0^\downarrow(\delta, \mu)$) zusammen. Analog setzt sich die an der Oberkante der Schicht nach oben austretende Strahldichte $I_0^\uparrow(\delta, \mu)$ aus dem transmittierten Anteil der von unten einfallenden Strahldichte ($T_{10} \cdot I_1^\uparrow(\delta, \mu)$) und dem an der Schicht nach oben reflektierten Anteil ($R_{01} \cdot I_0^\downarrow(\delta, \mu)$) der von oben einfallenden Strahldichte zusammen.

Die Matrizen T_{10} und R_{10} bzw. T_{01} und R_{01} stellen die Transmissions- und Reflexionsmatrizen der nach oben (Index 10) bzw. unten (Index 01) transmittierten und reflektierten Strahlung dar. Diese Matrizen werden für einmal gestreute Strahlung durch die Phasenfunktion dargestellt, die in die nach oben (B) bzw. nach unten (Q) gerichteten Anteile der Phasenfunktion $P(\mu, \phi; \mu', \phi')$ aufgeteilt werden. Nach Multiplikation der Phasenfunktionen in Matrixform mit einer inversen Matrix M^{-1} von links und der optischen Dicke der Schicht 0-1 ergeben sich die Transmissions- und Reflexionsmatrizen der sogenannten Startschicht zu

$$T_{01} = M^{-1} \cdot B \cdot \delta_{01} + \tilde{\delta} \cdot e^{(-m_{ii} \cdot \delta_{01})}, \quad (3.12)$$

bzw.

$$R_{01} = M^{-1} \cdot Q \cdot \delta_{01}. \quad (3.13)$$

Die Multiplikation mit der inversen Matrix M^{-1} , bestehend aus den Diagonalelementen $m_{ii} = \cos(\theta_i)$, berücksichtigt die Wegverlängerung der Strahlung bei schrägem Einfall des direkten Sonnenlichtes. $\tilde{\delta}$ in Gleichung (3.12) ist das Kronecker-Symbol, das bei gleichen Indizes den Wert eins, sonst den Wert null annimmt. Die Elemente der Matrizen B und Q lauten

$$b_{ik} = \omega \cdot \pi \cdot c_l(\mu_i, \mu'_k) \cdot P(\mu_i, \mu'_k) \quad (3.14)$$

und

$$q_{ik} = \tilde{\delta}_{ik} - \omega \cdot \pi \cdot c_l(\mu_i, \mu'_k) \cdot P(\mu_i - \mu'_k). \quad (3.15)$$

Zur Diskretisierung der Phasenfunktion wurde hier von der sogenannten Gauß-Lobatto-Integration Gebrauch gemacht, die bei Zerlegung des Integrals der Phasenfunktion in Teilintervalle die Intervallzentren, an denen die Phasenfunktion vorliegen muß, sowie die zugehörigen Gewichtskoeffizienten für die einzelnen Intervalle bei Integration vorschreibt. Die $c_l(\mu_i, \mu'_k)$ in den Gleichungen (3.14) und (3.15) stellen die Lobattogewichte dar. Im Gegensatz zur reinen Gauß-Quadratur weist die Gauß-Lobatto-Integration Stützstellen an den Integrationsgrenzen auf, allerdings zu Lasten einer geringeren Genauigkeit bei gleicher Ordnung (näheres siehe Stroud und Secrest, 1966). Die Gauß-Lobatto-Integration wird verwendet, um auch den Fall senkrecht stehender Sonne bei wolkenlosem Himmel erfassen zu können.

Die Phasenfunktion für azimutal gemittelte Strahldichten hängt nur noch vom Ein- und Austrittswinkel ab. Entsprechend ihrer Richtung sind die Phasenfunktionen in die nach oben bzw. unten gerichteten Anteile aufgespalten (Vorzeichenwechsel von μ'). Durch die Diskretisierung treten Fehler bei der Normierung der Phasenfunktion auf, deren Größe 10^{-6} nicht überschreiten sollte, wenn Energieerhaltung gewährleistet sein soll. Durch ein numerisches Iterationsverfahren wird dieser Fehler auf die Diagonalelemente der Phasenfunktion in Vorwärtsrichtung verteilt, um die Symmetrie der Phasenfunktionen zu gewährleisten (Heinrich, 1972).

Bei der Entwicklung der Phasenfunktion in eine Fourierreihe treten ebenfalls Fehler auf, die mit wachsendem Vorwärtsstreumaximum ansteigen. Abhilfe schafft ein Abschneiden des Vorwärtsstreumaximums, sobald ein kritisches Verhältnis zwischen Intensität in Vorwärtsrichtung und Intensität bei einem Streuwinkel unterhalb 10° auftritt. Extinktionskoeffizient und Einfachstreueralbedo müssen, um Energieerhaltung zu gewährleisten, dann ebenfalls verringert werden (näheres dazu siehe Potter, 1970 und Liou, 1992).

Damit sind alle zur Berechnung einfach gestreuter Strahlung in einer homogenen Schicht notwendigen Parameter bekannt. Voraussetzung für die Anwendung dieses Verfahrens ist jedoch Einfachstreuung, die nur gewährleistet ist, wenn die optische Dicke innerhalb der Startschicht kleiner als $\delta_{01} \leq 10^{-4}$ bleibt (Graßl, 1978).

Zur Berechnung mehrfach gestreuter Strahlung ist es notwendig, diese Schicht 0-1 mit einer weiteren Schicht 1-2 zu kombinieren. Durch Kombination beliebig vieler Schichten, innerhalb derer nur Einfachstreuung zu berücksichtigen ist kann, dann jede beliebige optische Dicke einer homogenen Schicht erreicht werden.

Die Abbildung 3.1 verdeutlicht die auf- und abwärtsgerichteten Strahldichten an der Schichtgrenze einer homogenen Schicht (linke Hälfte, siehe Gleichungen (3.11), (3.10)) bzw. der

Kombination aus zwei homogenen Schichten mit jeweiliger Einfachstreuung. Kombiniert man zwei in sich homogene Schichten miteinander, so ergeben sich die in den Gleichungen (3.17) und (3.18) wiedergegebenen auf- und abwärtsgerichteten Strahldichten an der inneren Begrenzung der Schichten, sofern die Reflexions- und Transmissionsmatrizen der beiden einzelnen Schichten bekannt sind.

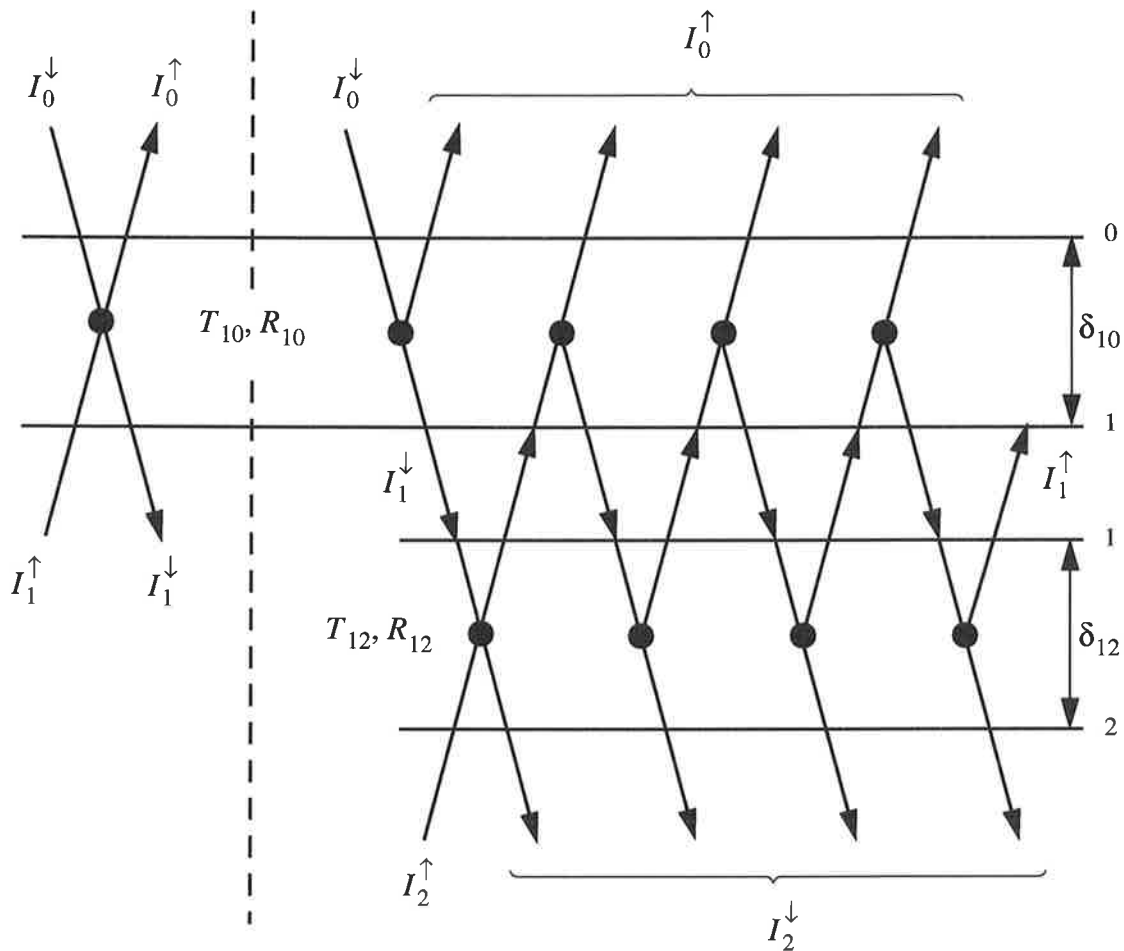


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der ein- und austretenden Strahldichten bei der Annahme einer homogenen Schicht der optischen Dicke δ_{10} (links) und bei Kombination zweier homogener Schichten mit den optischen Dicken δ_{10} und δ_{12} (nach Liou, 1992).

Stellt man die Gleichungen für die ab- und aufwärtsgerichteten Strahldichten an der Schichtgrenze 1 nach Abbildung 3.1 auf, so erhält man abhängig von der Anzahl der Streuvorgänge folgende Gleichungen:

$$\begin{aligned}
I_1^\downarrow = & \quad T_{01} \cdot I_0^\downarrow + \quad R_{10} \cdot T_{21} \cdot I_2^\uparrow \\
& + R_{10} \cdot R_{12} \cdot T_{01} \cdot I_0^\downarrow + \quad R_{10} \cdot R_{12} \cdot R_{10} \cdot T_{21} \cdot I_2^\uparrow \\
& + R_{10} \cdot R_{12} \cdot R_{10} \cdot R_{12} \cdot T_{01} \cdot I_0^\downarrow + R_{10} \cdot R_{12} \cdot R_{10} \cdot R_{12} \cdot R_{10} \cdot T_{21} \cdot I_2^\uparrow
\end{aligned} \quad (3.16)$$

für die abwärtsgerichtete Strahldichte und

$$\begin{aligned}
I_1^\uparrow = & \quad T_{21} \cdot I_2^\uparrow + \quad R_{12} \cdot T_{01} \cdot I_0^\downarrow \\
& + R_{12} \cdot R_{10} \cdot T_{21} \cdot I_2^\uparrow + \quad R_{12} \cdot R_{10} \cdot R_{12} \cdot T_{01} \cdot I_0^\downarrow \\
& + R_{12} \cdot R_{10} \cdot R_{12} \cdot R_{10} \cdot T_{21} \cdot I_2^\uparrow + R_{12} \cdot R_{10} \cdot R_{12} \cdot R_{10} \cdot R_{12} \cdot T_{01} \cdot I_0^\downarrow
\end{aligned} \quad (3.17)$$

für die aufwärtsgerichtete Strahldichte an der Grenze zwischen den Schichten 0-1 und 1-2.

Wegen der Annahme von Einfachstreuung sind die Reflexions- und Transmissionsmatrizen symmetrisch, d.h. sie sind nicht davon abhängig, ob die Strahlung von oben oder unten einfällt. Daher dürfen die Indizes der Matrizen vertauscht werden. Pro Streuvorgang erhöht sich die Anzahl der Faktoren $R_{10} \cdot R_{12}$ bzw. $R_{12} \cdot R_{10}$ um eins. Aus den Gleichungen (3.16) und (3.17) resultieren nach unendlich vielen Streuvorgängen zwischen den Schichten 0-1 und 1-2 die folgenden Ausdrücke:

$$I_1^\downarrow = (E - R_{10} \cdot R_{12})^{-1} \cdot (T_{10} \cdot I_0^\downarrow + R_{10} \cdot T_{21} \cdot I_2^\uparrow) \quad (3.18)$$

$$I_1^\uparrow = (E - R_{12} \cdot R_{10})^{-1} \cdot (R_{12} \cdot T_{10} \cdot I_0^\downarrow + T_{21} \cdot I_2^\uparrow). \quad (3.19)$$

E stellt dabei die Einheitsmatrix dar. Der Ausdruck

$$(E - R_{10} \cdot R_{12})^{-1} = \sum_{k=0}^{\infty} (R_{10} \cdot R_{12})^k \quad (3.20)$$

bzw.

$$(E - R_{12} \cdot R_{10})^{-1} = \sum_{k=0}^{\infty} (R_{12} \cdot R_{10})^k \quad (3.21)$$

stellt den Grenzwert einer unendlichen Reihe dar (Graßl, 1978). Für die aus der zweiten Schicht austretenden Strahldichten fehlen jetzt nur noch die Formulierungen der Reflexions- und Transmissionsmatrizen der kombinierten Schicht 0-2 (R_{02} bzw. R_{20} und T_{02} bzw. T_{20}) mit der optischen Dicke $\delta_{02} = \delta_{01} + \delta_{12}$, die im allgemeinen nicht mehr symmetrisch sind. Diese können erhalten werden, wenn man Gleichung (3.18) in den zu Gleichung (3.10) analogen Ausdruck für die kombinierte Schicht 0-2 (durch Ersetzen des Index 01 durch 02 bzw. 10 durch 20) einsetzt. Man erhält einen Ausdruck für die an der Untergrenze der zweiten Schicht austretende Strahldichte (I_2^\downarrow) in Abhängigkeit von den an der Obergrenze von 0-1 und an der Untergrenze von 1-2 einfallende Strahldichten. Ein Koeffizientenvergleich der so erhaltenen Gleichung mit der Gleichung (3.10) ergibt die Reflexions- und Transmissionsmatrizen der kombinierten Schicht

$$T_{02} = T_{12} \cdot (E - R_{10} \cdot R_{12})^{-1} \cdot T_{01} \quad (3.22)$$

$$R_{20} = R_{21} + T_{12} \cdot (E - R_{10} \cdot R_{12})^{-1} \cdot R_{10} \cdot T_{21} \quad (3.23)$$

bzw. wenn man das oben beschriebene auf die Gleichungen (3.19) und (3.10) anwendet und den Koeffizientenvergleich durchführt

$$T_{20} = T_{10} \cdot (E - R_{12} \cdot R_{10})^{-1} \cdot T_{21} \quad (3.24)$$

$$R_{02} = R_{01} + T_{10} \cdot (E - R_{12} \cdot R_{10})^{-1} \cdot R_{12} \cdot T_{01} \quad (3.25)$$

Damit kann die am Unterrand der kombinierten Schicht 0-2 austretende und die am Oberrand der oberen Schicht 0-1 austretende Strahldichte bestimmt werden und diese kombinierte Schicht wieder als Ausgangsschicht mit einer weiteren kombiniert werden. Dieses Verfahren kann solange wiederholt werden, bis die gewünschte optische Dicke erreicht ist.

Die Gasabsorption wird durch einfache Multiplikation der Transmission des entsprechenden Gases mit den Gleichungen für die Reflexions- und Transmissionsmatrizen der Startschicht (Gl. (3.12) und (3.13)) berücksichtigt. Dieses Verfahren ist nur gerechtfertigt, wenn die Transmission in Form des Lambertischen Gesetzes formulierbar ist. Um dieses Verfahren trotzdem anwenden zu können, müssen die Transmissionen der einzelnen Gase in Exponentialreihen

entwickelt werden. Die Transmission in einem Wellenlängenintervall ist darstellbar als

$$\tau = \frac{1}{(\lambda_2 - \lambda_1)} \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} e^{(-\kappa \cdot m)} d\lambda \cong \sum_{i=1}^N w_i \cdot e^{(-\kappa_i \cdot m)}, \quad (3.26)$$

wobei N die Anzahl von Entwicklungstermen ist, m die Absorbermasse des betrachteten Gases, κ_i der monochromatische Absorptionskoeffizient und w_i ein Satz von Gewichten, die zu den entsprechenden Absorptionskoeffizienten gehören. Mit der sogenannten Methode des „Exponential Sum Fittings for Transmission“, kurz ESFT, ist es möglich, die Absorptionskoeffizienten und deren Gewicht für eine ausreichende Anzahl von Entwicklungstermen zu erhalten. Das ESFT ist in der Arbeit von Armbruster und Fischer (1994) beschrieben. Es wird daher in dieser Arbeit nicht weiter darauf eingegangen.

4 Modellparameter

Für die Simulation des Strahlungstransportes im solaren Spektralbereich werden sowohl die Solarkonstante als obere Randbedingung, als auch die optischen Parameter der Atmosphäre und die Reflexion der Meeresoberfläche als untere Randbedingung benötigt. Zu den optischen Parametern gehören die Transmissionsfunktion von Ozon, Wasserdampf und anderen in der Atmosphäre vorkommenden Absorbern, die Phasenfunktionen für Rayleigh- und Mie-Streuung durch Luftmoleküle bzw. Aerosole und Wolkenröpfchen sowie deren Einfachstreuabsorptions- und Extinktionskoeffizienten. Diese Werte müssen für den gesamten zu simulierenden Wellenlängenbereich von 0.2 bis 3.7 μm spektral vorliegen. Desgleichen muß jeder Modellatmosphäre ein Vertikalprofil der optischen Dicken der atmosphärischen Hydrosole (Wolkenröpfchen und Eisteilchen) sowie der Aerosole zugewiesen werden. In den folgenden Abschnitten werden die obere und untere Randbedingung, die verwendete Modellatmosphäre, die Unterteilung des spektralen Bereiches, die Diskretisierung des Zenitwinkels und die hier verwendeten optischen Parameter erläutert.

4.1 Randbedingungen

Als spektrale Daten für die extraterrestrische Bestrahlung wurden die Meßdaten von Thekaekara (1973) verwendet. Diese Daten beruhen auf spektralen Strahldichtemessungen sehr hochfliegender Flugzeuge. Das extraterrestrische Spektrum wurde schon in Abbildung 2.3b dargestellt. Die extraterrestrische Strahldichte liegt hoch aufgelöst vor und schwankt im Wellenlängenbereich zwischen 0.2 und 0.8 μm sehr stark. Daher mußte für jedes Wellenlängenintervall, für dessen zentrale Wellenlänge die Simulationen durchgeführt wurden, ein über das jeweilige Intervall gemittelter Wert der Strahldichte gemäß Gleichung (4.1) benutzt werden. Eine einfache lineare Interpolation der hoch aufgelösten Daten auf die Zentren der vorgegebenen Wellenlängenintervalle führt bei den kürzeren Wellenlängen zwischen 0.2 und 0.8 μm zu Fehlern in der Strahldichte von bis zu 20%.

$$F_0(\Delta\lambda) = \frac{1}{\Delta\lambda} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F_0(\lambda') d\lambda' . \quad (4.1)$$

Dabei ist $\Delta\lambda$ das Wellenlängenintervall mit den Grenzen λ_1 und λ_2 . $F_0(\Delta\lambda)$ ist die über das Intervall gemittelte Solarkonstante und $F_0(\lambda)$ ist die von Thekaekara vorgegebene extraterrestrische Strahlungsflußdichte bei der Wellenlänge λ .

Als untere Randbedingung wurde eine durch einen mittleren Wind von 5 m/s aufgerauhte Meeresoberfläche angenommen. Die Parameterisierung wurde wie bei Cox und Munk (1954) durchgeführt. Cox und Munk (1954) haben aus Luftbildern der direkten reflektierten Sonnenstrahlung auf der Meeresoberfläche und gleichzeitigen Messungen der Windgeschwindigkeit in Oberflächennähe von einem Schiff aus, eine Wahrscheinlichkeitsfunktion für die Neigung der Meeresoberfläche in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit empirisch abgeleitet.

Wendet man auf alle Neigungen, gewichtet mit der zugehörigen Wahrscheinlichkeit, das Snelliusche Brechungsgesetz an, so können die für die Matrix-Operator-Methode benötigten Reflexionsmatrizen der Meeresoberfläche aufgestellt werden. Die Reflexionsmatrizen der Meeresoberfläche werden dann genauso behandelt wie die Reflexions- und Transmissionsmatrizen der Atmosphärenschichten.

4.2 Atmosphärenprofile

Während der beiden Experimente COARE und CEPEX wurden in 6-stündigem Abstand zu den Terminen 0, 6, 12 und 18 Uhr UT insgesamt 180 Radiosondierungen durchgeführt. Für die Simulation des Strahlungstransportes wurden 10 Profile ausgesucht, die einen möglichst weiten Bereich von atmosphärischen Zuständen abdecken. Der am stärksten variierende Parameter bei diesen Radiosondierungen ist der Wasserdampfsäulengehalt. Er schwankte innerhalb der warm pool Region zwischen 38 und 65 kg/m² mit einem Mittelwert von 54 kg/m². Im östlichen äquatorialen Pazifik wurden Wasserdampfsäulengehalte zwischen 32 und 53 kg/m² mit einem Mittelwert von 40 kg/m² beobachtet. Für die Simulationen wurden zusätzlich Sondierungen verwendet, die aus der Passatregion, dem letzten Abschnitt von CEPEX stammen, als die Vickers zwischen Christmas Islands und Los Angeles nach Nordosten fuhr (siehe Abb. 2.1). Der Wasserdampfsäulengehalt erreichte hier nur Werte zwischen 17 und 23 kg/m². Die Tabelle 4.1 listet alle Sondierungen auf, für die Strahlungstransportrechnungen durchgeführt worden sind.

Tabelle 4.1: *Liste der für die Simulationen verwendeten Radiosondenprofile. Die Aufstiege sind entsprechend ihres Wasserdampfsäulengehaltes in aufsteigender Reihenfolge sortiert.*

Aufstieg Nr.	Datum/ Zeit [UT]	Position [Länge/Breite]	Aufstiegshöhe [m]	Wasserdampfgehalt [kg/m ²]
180	27.03.93/00	-127.35/23.45	24984	17.05
179	26.03.93/00	-131.10/19.52	24825	20.73
178	25.03.93/00	-134.77/15.58	25205	23.81
148	15.03.93/00	-171.07/-2.00	26797	33.46
157	17.03.93/06	-161.37/-1.98	27013	38.23
018	02.02.93/18	156.50/-2.17	25036	44.51
087	20.02.93/00	156.33/-2.00	23999	49.98
103	24.02.93/00	156.31/-2.10	22597	54.90
117	27.02.93/12	159.50/-7.18	22567	59.79
122	08.03.93/12	162.67/-4.67	16607	65.67

Für die Simulation wurden die Atmosphären in 40 Schichten unterteilt, deren Schichtdicke mit wachsendem Abstand von der Oberfläche zunimmt. Die Tabelle 4.2 gibt Auskunft über die Schichtgrenzen, an denen die auf - und abwärtsgerichteten Strahldichten simuliert wurden.

Tabelle 4.2: *Aufteilung der Atmosphärenprofile für die Simulation in homogene Schichten.*

Höhenbereich [km]	Schichtanzahl und Dicke	Schichtgrenzen [km]
0.0 - 2.0	10 Schichten je 200 m	0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2.0,
2.0 - 6.0	8 Schichten je 500 m	2.0, 2.5, 3.0, 3.5, 4.0, 4.5, 5.0, 5.5, 6.0
6.0 - 17.0	11 Schichten je 1 km	6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17
17.0 - 21.0	2 Schichten je 2 km	17, 19, 21
21.0 - 25.0	1 Schicht mit 4 km	21, 25
25.0 - 50.0	5 Schichten je 5 km	25, 30, 35, 40, 45, 50
50.0 - 70.0	1 Schicht mit 20 km	50, 70
70.0 - 100.0	1 Schicht mit 30 km	70, 100

Innerhalb dieser Schichten wurden Mittelwerte der für die Simulation benötigten Parameter wie der Temperatur, Wasserdampfgehalt und Teilchendichten der Moleküle bestimmt. Die Schichten in sich wurden jeweils als homogen angenommen.

4.3 Diskretisierung bezüglich Wellenlänge und Zenitwinkel

Um spektral möglichst hochauflösende Simulationen zu bekommen, ist das Spektrum in insgesamt 291 Wellenlängenbereiche unterteilt worden. Im Bereich zwischen 0.195 und 2.505 μm wurden 231 Wellenlängenstützstellen mit je 10 nm Breite angenommen, zwischen 2.505 und 3.705 μm 60 Stützstellen mit je 20 nm Breite.

Die Zenitwinkelabhängigkeit der zu simulierenden Strahldichten wurde entsprechend einer Gauß-Lobatto-Integration für 6 Zenitwinkelstützstellen vorgenommen. Wie im vorigen Kapitel schon erwähnt, weist die Gauß-Lobatto-Integration auch an den Intervallgrenzen Stützstellen auf. Das ist besonders im Hinblick auf die Simulation auch bei senkrechtem Sonnenstand für die hier untersuchten Verhältnisse in den Tropen von Vorteil. Die sechs Winkelstützstellen und die zugehörigen Gewichte sind in Tabelle 4.3 aufgelistet.

Tabelle 4.3: *Im Modell verwendete Winkelstützstellen und dazugehörige Gewichte bei der Gauß-Lobatto-Integration*

θ	$\cos(\theta)$	Lobatto Gewichte
0.00	1.00000	0.015152
19.11	0.94490	0.091685
34.99	0.81928	0.157975
50.74	0.63287	0.212508
66.45	0.39953	0.251276
82.15	0.13655	0.271405

4.4 Absorption durch atmosphärische Gase

4.4.1 Hartley-, Huggins- und Chappuis-Bande des Ozons

Da die Liniendaten der Hartley-, Huggins- und Chappuis-Bande (0.2-0.3 μm , 0.3-0.35 μm bzw. 0.45-0.80 μm) nicht im HITRAN-Datensatz (**high-resolution transmission molecular absorption database**, Rothman et al. 1992) verfügbar sind, ist in diesem Bereich von einer Parameterisierung aus Iqbal (1953) Gebrauch gemacht worden. Iqbal hat empirische Formeln für die Berechnung des spektralen Ozonabsorptionskoeffizienten für alle drei Banden vorgeschlagen, die auf Meßdaten beruhen. Multiplikation dieser Absorptionskoeffizienten mit der auf Normaldruck und -temperatur reduzierten Absorbermasse des Ozon ergibt dann die optische Dicke des Ozons im jeweiligen spektralen Intervall. Die Ozonabsorption in diesen drei Banden wird so berücksichtigt, als wäre das gesamte Ozon oberhalb der Atmosphäre konzentriert. Dazu wird die Solarkonstante vor Eingang in das Modell mit der der Wellenlänge entsprechenden Ozontransmission multipliziert. Dieses Verfahren ist korrekt, sofern in den Schichten des Ozonmaximums in der realen Atmosphäre keine nennenswerte Mehrfachstreuung vorkommt und die Profile der Erwärmungsraten durch Ozon nicht interessieren.

4.4.2 Wasserdampf und andere Gase

Um die Absorption von Wasserdampf und anderen Absorbern zu erfassen, wurden für verschiedene Wasserdampfgehalte die Transmissionen aller Modellschichten für insgesamt 35 relative Absorbermassen zwischen 0 und 8.75 mit Hilfe von Linie-für-Linie-Rechnungen erstellt. Dazu wurde der Absorptionslinienkatalog HITRAN92 benutzt (Rothman et al., 1992). Insgesamt wurden die Transmissionen für 10 der gemessenen Atmosphärenprofile mit Wasserdampfsäulengehalten zwischen 17 und 65 kg/m^2 berechnet, um den Einfluß variierenden Wasserdampfgehaltes auf den Spektralbereich oberhalb 0.7 μm zu erfassen.

Da das Strahlungstransportmodell in spektralen Kanälen von endlicher Breite und nicht streng monochromatisch rechnet und damit das Lambert'sche Gesetz nicht mehr anwendbar ist, sind die Transmissionsdaten anschließend in Exponentialreihen entwickelt worden. Hierzu wurde von der Methode des „exponential sum fitting for transmissions“ (ESFT) Gebrauch gemacht, wie sie in Ambruster und Fischer (1994) beschrieben wird. Die Computerprogramme sowohl für die Linie-für-Linie Rechnung als auch für das ESFT stammen ebenfalls von Ambruster und sind in der jeweils aktuellsten Fassung auf die Daten angewandt worden.

Neben den mit der Höhe variierenden Absorbern wie H₂O und O₃ wurden die in Tabelle 4.4 aufgeführten Absorber berücksichtigt. Ihre Konzentrationen wurden als höhenkonstant angenommen.

Tabelle 4.4: *Absorber mit höhenkonstanten Konzentrationen.*

CO ₂	N ₂ O	CO	CH ₄	O ₂	HNO ₃	HF
3.45 10 ⁻⁴	3.3 10 ⁻⁷	1.0 10 ⁻⁷	1.65 10 ⁻⁶	0.2095	4.5 10 ⁻¹⁰	8.0 10 ⁻¹⁰

Die verwendeten Wasserdampfprofile stammen aus den Radiosondierungen während COARE und CEPEX und sind auf die Modellschichten interpoliert worden. Daten oberhalb des Abbruchs der Sondierungen wurden mit dem Standard-Atmosphärenprofil für die Tropen nach McClatchey et al. (1972) ergänzt. Fehler die durch eine eventuell falsche Ergänzung entstehen, sind hier sehr gering, da die Aufstiegshöhen der verwendeten Radiosonden zwischen 20 und 26 km lagen und der Wasserdampfgehalt hier praktisch keine Rolle mehr spielt.

Als Ozonprofil wurde ein mittleres während CEPEX gemessenes Profil verwendet. Die Ozonsonden erreichten Höhen von bis zu 30 km. Daten oberhalb dieser Grenze wurden ebenfalls aus dem Standard Atmosphärenprofil für die Tropen von McClatchey ergänzt. Ein Vergleich der McClatchey Atmosphäre mit der mittleren gemessenen ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Im Ozonmaximum bei etwa 30 km Höhe stimmen beide Werte gut überein, während die Werte von McClatchey im unteren Bereich der Atmosphäre um etwa eine halbe Größenordnung überschätzt werden. Die reduzierte Höhe des Ozons betrug im Meßgebiet während der Meßkampagne 0.209 atm cm, in der Standardatmosphäre nach McClatchey 0.236 atm cm.

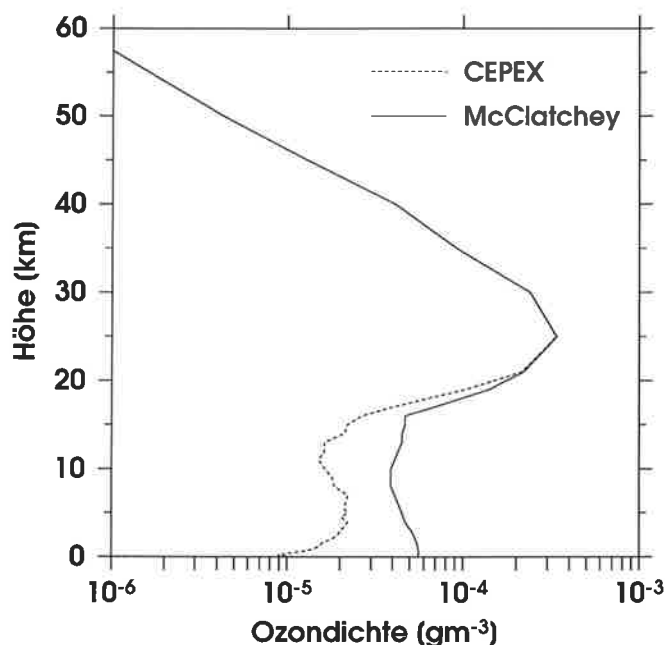


Abbildung 4.1: Vertikalprofile von Ozon aus Messungen während CEPEX (bis 25 km Höhe) und von McClatchey et al. (1972).

4.5 Aerosole

Obwohl Aerosole im untersuchten Meßgebiet nur eine untergeordnete Rolle spielen, müssen sie bei der Simulation berücksichtigt werden, um eine systematische Abweichung zwischen gemessenen und simulierten Strahlungsflüssen möglichst klein zu halten.

Das hier verwendete Aerosolmodell GADS (**G**lobal **A**erosol **D**ata **S**et) stammt von Köpke et al. (1994). Köpke schlägt für verschiedene geographische Regionen insgesamt 10 Aerosoltypen vor, die ihrerseits jeweils aus verschiedenen Mischungen von insgesamt 10 Aerosolkomponenten zusammengesetzt sind. Für jede dieser Komponenten enthält GADS ein Vertikalprofil der Teilchendichten. In jedem Aerosoltyp sind jeweils eine Komponente unlöslichen Aerosols (staubähnliche Partikel), Ruß- und Schwefelsäuretröpfchen enthalten. Köpke gibt für jede dieser Komponenten eine für den Aerosoltyp typische Vertikalverteilung der Teilchendichte an. Die wasserunlöslichen Teilchen (INSO, water-**ins**oluble) befinden sich in der freien Atmosphäre zwischen 2 und 13 km Höhe mit einem Maximum der Teilchendichte ($3.7 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$) knapp oberhalb 2 km, Rußteilchen (SOOT) finden sich im gleichen Bereich, ebenfalls mit maximalen Teilchendichten (90 cm^{-3}) bei etwa 2.5 km und Schwefelsäuretröpfchen (SUSO, sulfate solution) zwischen 10 und 40 km mit einem breiten Maximum zwischen 12 und 22 km. Bei dem in dieser Arbeit verwendeten Aerosoltyp „clean maritime“ sind neben den drei oben genannten voreingestellten Komponenten auch noch eine wasserlösliche Komponente (WASO, water-**sol**uble) zwischen 0 und 14 km mit einem Maximum von ca. 570 cm^{-3} zwischen 0 und 2 km, sowie je eine Seesalzkomponente verschiedener Größenverteilungen (SSAM, sea salt

accumulation mode; SSCM, sea salt coarse mode) mit maximalen Teilchendichten von 24 cm^{-3} bzw. $4.1 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ in der atmosphärischen Grenzschicht berücksichtigt worden. Die Abbildung 4.2 gibt einen Überblick über die im Modell verwendeten Profile der einzelnen Aerosolkomponenten in der reinen maritimen Atmosphäre.

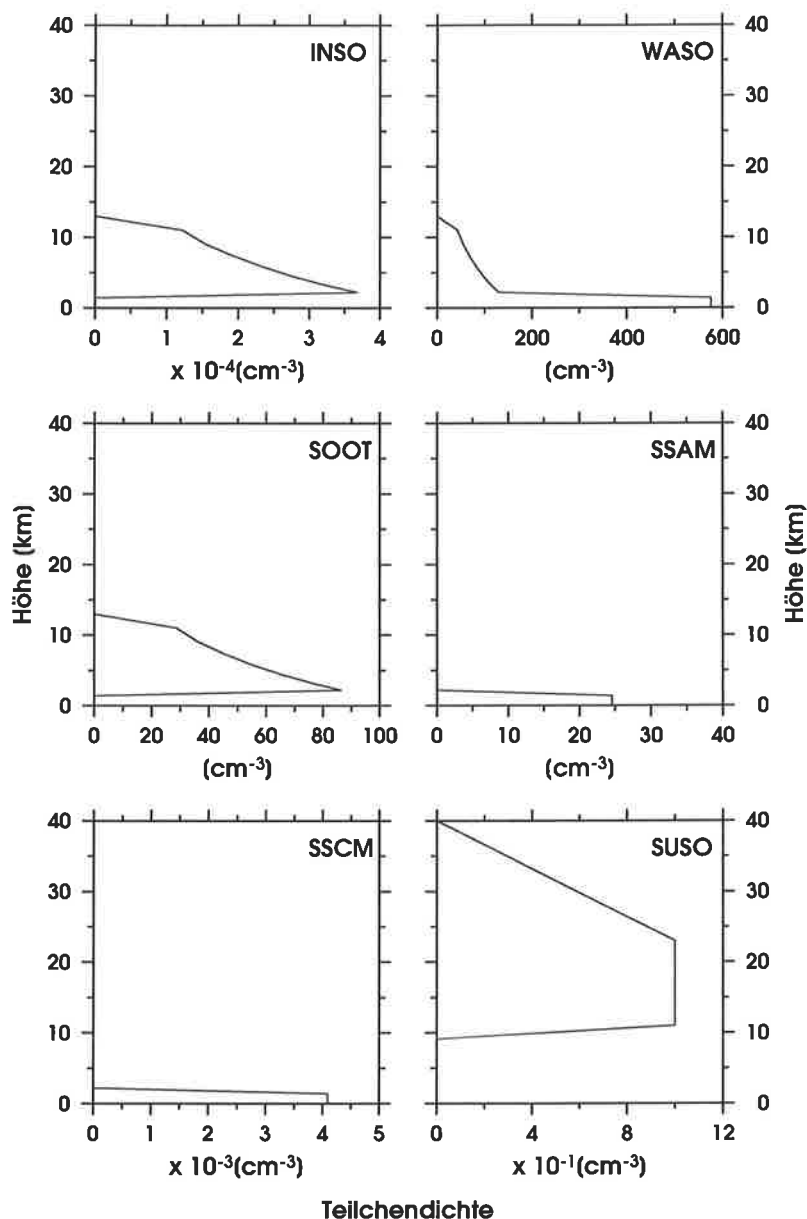


Abbildung 4.2: Profile der Teilchendichten für die aus GADS (Köpke et al., 1994) übernommenen Aerosolkomponenten für die reine maritime Atmosphäre.

Auch die optischen Eigenschaften aller Aerosolkomponenten sind im GADS enthalten. Dazu gehören die wellenlängenabhängigen Einfachstreueralbeden ω_λ , die Extinktionskoeffizienten und die Phasenfunktionen bzw. der Asymmetrieparameter für die einzelnen Aerosolkomponenten. Für die wasserlöslichen bzw. hydrophilen Aerosolkomponenten (in der reinen maritimen Atmosphäre WASO, SSAM, SSCM und SUSO) sind die aus Mie-Rechnungen

hervorgegangenen Parameter auch für verschiedene Quellungen bzw. relative Feuchten im GADS vorhanden. Zum einen vergrößern sich bei zunehmender relativer Feuchte die mittleren Radien der Teilchen durch Adsorption von Wasser, zum anderen verringern sich auch die in den Mischungen aus Wasser und wasserlöslichen Stoffen enthaltenen Konzentrationen der wasserlöslichen Stoffe und damit die Brechungsindizes der Lösungstropfen. Die optischen Parameter und Phasenfunktionen liegen bei 0, 50, 70, 80, 90, 95, 98 und 99% relativer Feuchte vor.

Alle oben beschriebenen Daten liegen im GADS im Wellenlängenbereich zwischen 0.3 und 40 μm vor. Daraus wurden die für diese Arbeit relevanten Parameter auf die im Modell verwendeten Wellenlängestützstellen linear interpoliert.

Die Abbildungen 4.3 und 4.4 zeigen als Beispiel die optischen Eigenschaften der Aerosolkomponente SSAM, weil diese Komponente den größten Beitrag zur optischen Dicke durch Aerosole liefert. Aufgetragen gegen die Wellenlänge sind das Extinktionsverhältnis $\sigma_\lambda / \sigma_{0.55}$, und der Asymmetrieparameter g , der ein Maß für die Streuung in Vorwärtsrichtung ist. σ_λ ist der Extinktionskoeffizient bei der Wellenlänge λ , $\sigma_{0.55}$ ist der Extinktionskoeffizient bei einer Wellenlänge von 0.55 μm . Der Asymmetrieparameter ist ein mit der Phasenfunktion gewichteter Mittelwert des Kosinus zwischen Ein- und Ausfallswinkel.

$$g = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 P(\cos\theta) \cdot \cos(\theta) d\cos(\theta) \quad (4.2)$$

$P(\cos\theta)$ ist die Phasenfunktion und θ ist der Winkel zwischen Ein- und Ausfallsrichtung. Bei reiner Vorwärtsstreuung nimmt g den Wert eins an, bei völlig symmetrischer Umverteilung der Energie, wie das bei der Rayleigh-Streuung der Fall ist, ist g Null. Zwar sind für die Rechnungen die Phasenfunktionen selbst benutzt worden, dies ist für die Berechnung der Flüsse allerdings nicht unbedingt notwendig, da es nicht auf Einzelheiten bei der Streufunktion wie Glorien, Kränze, Regenbogen oder Halos, sondern nur auf das Verhältnis zwischen Vorwärts- und Rückwärtsstreuung bzw. die räumliche Umverteilung der Energie ankommt. Zur Darstellung des wellenlängenabhängigen Streuverhaltens eignet sich der Asymmetrieparameter jedoch am besten.

Die Einfachstreueralbedo ω_λ ist für diese Komponente und für alle Quellungen beinahe wellenlängenunabhängig und liegt nahe eins, d.h. die Extinktion durch die Komponente SSAM beschränkt sich fast ausschließlich auf Umverteilung der Energie durch Streuung und trägt nur einen sehr geringen Teil zur Absorption bei. Das andere Extrem in ω_λ zeigt die Komponente SOOT. Etwa 70% der Energie, die auf ein Rußteilchen trifft werden bei Wellenlängen um 0.3 μm absorbiert, ab 1 μm sind es schon 90% mit weiter zunehmender Absorption bei steigender Wellenlänge. Rußteilchen spielen durch ihre geringe Konzentration allerdings nur eine sehr untergeordnete Rolle.

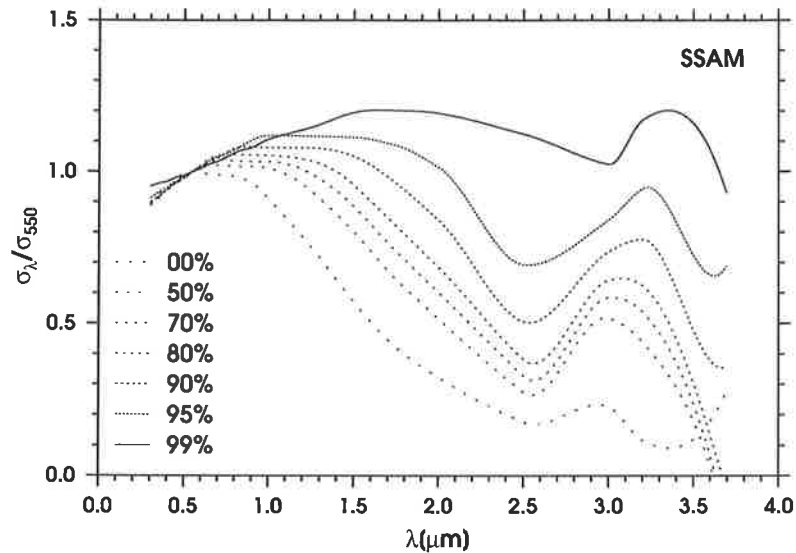


Abbildung 4.3: Extinktionsverhältnis als Funktion der Wellenlänge und der relativen Feuchte für die Aerosolkomponente SSAM aus GADS.

Eine Übersicht der Extinktionswerte bei $0.55 \mu\text{m}$ und den Quellungen bei 0, 80 und 99% relativer Feuchte f gibt Tabelle 4.5. Da die Komponenten INSO und SOOT bei steigender relativer Feuchte nicht quellen und sich damit die optischen Parameter nicht ändern, gilt der in der ersten Zeile stehende Wert für jede relative Feuchte.

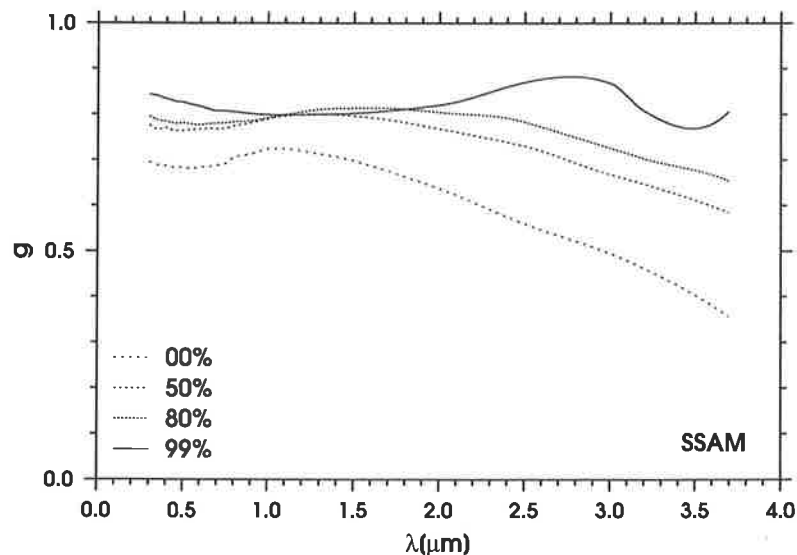


Abbildung 4.4: Asymmetrieparameter g als Funktion der Wellenlänge λ für die Aerosolkomponente SSAM bei verschiedenen Quellungen.

Tabelle 4.5: *Extinktionskoeffizienten der Komponenten des Aerosoltyps „clean maritime“ pro Teilchen bei 0.55 μm in Einheiten [1/m/Teilchen] für die Quellungen bei relativen Feuchten von 0, 50, 70, 80, 90, 95, 98 und 99%.*

f [%]	INSO	WASO	SOOT	SSAM	SSCM	SUSO
0	$8.5 \cdot 10^{-4}$	$3.89 \cdot 10^{-9}$	$5.54 \cdot 10^{-10}$	$8.40 \cdot 10^{-7}$	$5.45 \cdot 10^{-5}$	$7.12 \cdot 10^{-8}$
50		$6.34 \cdot 10^{-9}$		$2.05 \cdot 10^{-6}$	$1.38 \cdot 10^{-4}$	$1.66 \cdot 10^{-7}$
70		$7.88 \cdot 10^{-9}$		$2.54 \cdot 10^{-6}$	$1.75 \cdot 10^{-4}$	$2.16 \cdot 10^{-7}$
80		$9.55 \cdot 10^{-9}$		$3.01 \cdot 10^{-6}$	$2.10 \cdot 10^{-4}$	$2.63 \cdot 10^{-7}$
90		$1.37 \cdot 10^{-8}$		$4.18 \cdot 10^{-6}$	$3.00 \cdot 10^{-4}$	$3.65 \cdot 10^{-7}$
95		$2.03 \cdot 10^{-8}$		$6.03 \cdot 10^{-6}$	$4.48 \cdot 10^{-4}$	$5.29 \cdot 10^{-7}$
98		$3.39 \cdot 10^{-8}$		$1.00 \cdot 10^{-5}$	$7.95 \cdot 10^{-4}$	$8.46 \cdot 10^{-7}$
99		$7.40 \cdot 10^{-8}$		$1.51 \cdot 10^{-5}$	$1.25 \cdot 10^{-3}$	$1.21 \cdot 10^{-6}$

Die Extinktionskoeffizienten einer Modellschicht in [1/m] bei 0.55 μm ergeben sich durch Multiplikation mit den entsprechenden Teilchendichten $\rho_i(z)$. Die Integration über alle Atmosphärenschichten ergibt schließlich die optische Dicke der Komponente i .

$$\delta_i = \int_0^{\infty} \rho_i(z) \cdot \sigma_{\lambda}(f(z)) \cdot dz . \quad (4.3)$$

Summiert man über alle hier vorkommenden Aerosolkomponenten i , so erhält man die gesamte durch Aerosole verursachte optische Dicke δ_{aer} .

Der Einfluß der Komponente SSAM ist für den hier gewählten Aerosoltyp „clean maritime“ dominierend. Der Extinktionswert bei einer relativen Feuchte von 80% beträgt zwar nur $3.01 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1} \text{ Teilchen}^{-1}$, bei den hier verwendeten Teilchendichten von 24 cm^{-1} in den untersten 2.5 km der Atmosphäre liefert diese Komponente allerdings den größten Beitrag zur durch Aerosole verursachten optischen Dicke δ_{aer} . Die gesamte optische Dicke der Atmosphäre bezüglich der einzelnen Aerosolkomponenten für verschiedene Quellungen sind in Tabelle 4.6 aufgeführt. Dabei wurde jeweils angenommen, daß die gesamte Atmosphäre die in der linken Spalte stehende relative Feuchte aufweist. Die Werte geben eine Abschätzung der Extrema der Extinktion für diesen Aerosoltyp an. Es ist also möglich, mit diesem Aerosoltyp aufgrund von Änderungen der relativen Feuchte recht große Variationen in der optischen Dicke zu erreichen.

Tabelle 4.6: *Optische Dicken der einzelnen Aerosolkomponenten für den Aerosoltyp „clean maritime“ und die gesamte durch Aerosole verursachte optische Dicke δ_{aer} in Abhängigkeit von der relativer Feuchte f .*

f [%]	INSO	WASO	SOOT	SSAM	SSCM	SUSO	δ_{aer}
0	$1.88 \cdot 10^{-5}$	$7.13 \cdot 10^{-3}$	$2.89 \cdot 10^{-4}$	$3.77 \cdot 10^{-2}$	$4.06 \cdot 10^{-4}$	$1.63 \cdot 10^{-3}$	0.0472
50		$1.16 \cdot 10^{-2}$		$9.20 \cdot 10^{-2}$	$1.03 \cdot 10^{-3}$	$3.81 \cdot 10^{-3}$	0.1088
70		$1.44 \cdot 10^{-2}$		0.114	$1.30 \cdot 10^{-3}$	$4.94 \cdot 10^{-3}$	0.1352
80		$1.75 \cdot 10^{-2}$		0.135	$1.57 \cdot 10^{-3}$	$6.01 \cdot 10^{-3}$	0.1605
90		$2.51 \cdot 10^{-2}$		0.188	$2.24 \cdot 10^{-3}$	$8.35 \cdot 10^{-3}$	0.2235
95		$3.72 \cdot 10^{-2}$		0.270	$3.34 \cdot 10^{-3}$	$1.21 \cdot 10^{-2}$	0.3234
98		$6.22 \cdot 10^{-2}$		0.449	$5.93 \cdot 10^{-3}$	$1.93 \cdot 10^{-2}$	0.5373
99		$8.66 \cdot 10^{-2}$		0.678	$9.31 \cdot 10^{-3}$	$2.77 \cdot 10^{-2}$	0.8017

Da hier im wesentlichen der Einfluß der Wolken auf den spektralen Strahlungsfluß an der Meeresoberfläche untersucht werden soll, wird das Aerosolteilchenprofil für die reine maritime Atmosphäre mit einer Quellung der in der Grenzschicht und freien Atmosphäre befindlichen hydrophilen Komponenten (WASO, SSAM, SSCM) verwendet, die zu einer mittleren relativen Feuchte der Atmosphäre von 80% gehört. Für das stratosphärische Hintergrundaerosol (SUSO) wurden die optischen Parameter für ungequollene Teilchen verwendet, da die relative Feuchte oberhalb der Tropopause im allgemeinen sehr niedrige Werte annimmt. Grund für diese Annahme ist die mittlere optische Dicke des Aerosols, wie sie entsteht, wenn man in jeder Schicht die der tatsächlich gemessenen relativen Feuchte entsprechende Quellung des Aerosols verwendet.

4.6 Wolken

Die optischen Eigenschaften von Wolken werden ebenfalls durch die Parameter Extinktionskoeffizient, Einfachstreueralbedo und Phasenfunktion vollständig beschrieben. Sofern man von kugelförmigen Teilchen ausgehen kann, ist man mit Mie-Rechnungen in der Lage, die wellenlängenabhängigen Parameter abzuleiten. Handelt es sich um nicht-kugelförmige Teilchen, insbesondere um hexagonale Platten oder Säulen, wie sie in Eiswolken vorkommen, so ist die Mie-Theorie nicht mehr anwendbar. Die beiden nächsten Abschnitte beschreiben die optischen Parameter von Wasser- bzw. Eiswolken.

4.6.3 Wasserwolken und Regen

Um ein möglichst breites Spektrum von verschiedenen Bewölkungsklassen zu erfassen, wurden Mie-Rechnungen für insgesamt drei Tropfengrößenverteilungen durchgeführt. Die Tropfengrößenverteilungen wurden mit Hilfe einer modifizierten Gammaverteilung nach Borovikov erstellt (Liou, 1992).

$$\sum_{i=1}^M N \cdot \frac{6^6}{5!} \cdot \frac{1}{r_{m_i}} \cdot \left(\frac{r}{r_{m_i}}\right)^6 \cdot e^{-\frac{6 \cdot r}{r_{m_i}}} \quad (4.4)$$

Diese analytische Form in Gleichung (4.4) erlaubt durch eine Linearkombination von M Verteilungen neben monomodalen auch bimodale, und Verteilungen höher Ordnung zu erstellen. Dabei steht $M = 1$ für monomodale und $M = 2$ für bimodale Verteilungen, r ist der aktuelle Radius, die r_m sind die Modal-Radien, die angeben, wo die relativen Maxima der Verteilungen liegen. $n(r)$ ist die relative Anzahl der Tropfen, die in einem Größenbereich zwischen r und $r + \Delta r$ liegen. N ist ein Normierungsfaktor, der die Gesamtzahl der Teilchen angibt. Liou (1992) gibt die für die Berechnung der Verteilungen notwendigen Parameter r_m für verschiedene Wolkentypen an. Hier wurden die Verteilungen für drei der dort angegebenen Wolkentypen berechnet. Ausgewählt wurden die Wolkentypen Cumulus humilis (C11), Altostratus (Cm2) und Cumulonimbus (C19), da diese Verteilungen einen recht weiten Bereich von Tropfengrößenspektren aufspannen. Die Tropfengrößenspektren anderer Wolkentypen liegen zwischen den hier genannten.

Um sowohl schwachen als auch starken Niederschlag bei den Simulationen berücksichtigen zu können, sind drei Tropfengrößenspektren nach Marshall und Palmer (1948) berechnet worden.

$$n(D) = n_0 \cdot e^{-(\Lambda \cdot D)} \quad (4.5)$$

$n(D)$ ist hier die relative Anzahl der Tropfen in einem Durchmesserbereich von D bis $D + \Delta D$, n_0 ist die gesamte Anzahl der Tropfen in $\text{m}^{-3} \text{mm}^{-1}$ und $\Lambda = 4.1 \cdot R^{-0.21}$, wenn R die Regenrate in mm/h ist. Die Koeffizienten sind von Marshall und Palmer empirisch gewonnen worden. Für n_0 ist hier wie bei Marshall und Palmer der Wert 8000 übernommen worden, obwohl Messungen anderer Autoren weder einen konstanten, noch von der Regenrate abhängigen Wert für n_0 fanden. Da die Verteilungen auf 1 Teilchen cm^{-3} normiert verwendet werden, ist die Variation von n_0 nicht ausschlaggebend. Aus der Gleichung (4.5) geht hervor, daß das Regentropfenspektrum für zunehmende Regenraten breiter wird und das Maximum für den kleinstmöglichen Tropfendurchmesser erreicht wird. Die Untergrenze der Regentropfengrößenverteilung wurde bei einem Durchmesser von 0.2 mm angenommen, andererseits wurden

Tropfen größer als 6 mm im Durchmesser nicht zugelassen, da sie nicht mehr stabil sind. Selbst bei laminarer Umströmung eines mit Endgeschwindigkeit fallenden Wassertropfens zerbricht dieser schon bei einem Durchmesser von 10 mm.

Ein Problem bei der Anwendung der Mie-Theorie auf Regentropfen stellt die Abweichung der fallenden Regentropfen von der Kugelform dar. Bis zu einem Durchmesser von 0.28 mm kann man Regentropfen noch gut als Kugeln approximieren. Das wird aber mit zunehmender Größe durch die Abplattung fallender Tropfen an der Unterseite ein Problem (Pruppacher und Klett, 1980). Ideal wäre es, für die entsprechend abgeplatteten Tropfen mit einem Ray-Tracing-Modell die exakte Phasenfunktion zu berechnen. Dies müßte dann aber abhängig vom Einstrahlungswinkel geschehen, da sich die Tropfen mit der abgeplatteten Seite nach unten orientieren und damit nicht mehr zufällig orientiert sind. Da es aber nur auf die Simulation der Strahlungsflüsse und nicht auf den exakten Verlauf der Streufunktion und den daraus resultierenden optischen Phänomenen ankommt, wird hier dennoch die Mie-Theorie auf Kugeln volumenäquivalenten Durchmessers angewandt.

Die Abbildung 4.5 zeigt die Größenverteilungen für die drei Wolkenklassen C11, Cm2 und C19 sowie die der Regentropfen Re1, Re2 und Re3, die die Größenverteilungen bei Regenraten von 0.5, 5 bzw. 50 mm/h repräsentieren. Durch die fast ausschließlich konvektiven Niederschlagsformen wird hier angenommen, daß großtropfiger Regen beim Verlassen der Wolken überwiegt und daß sich Niesel- oder auch kleine Regentröpfchen in den Wolken durch die recht großen Vertikalgeschwindigkeiten halten können.

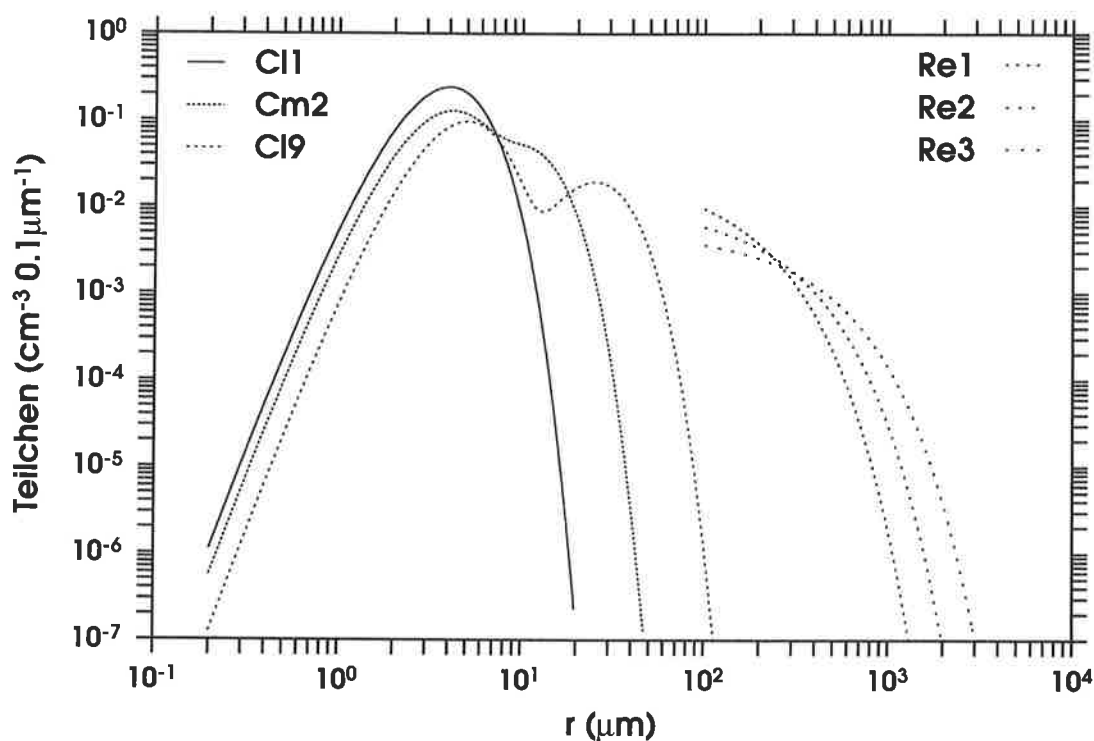


Abbildung 4.5: *Wolken- und Regentropfenspektren nach Borovikov (Liou, 1992) bzw. Marshall und Palmer (1948).*

4.6.4 Eiswolken

Für die Parameterisierung der optischen Eigenschaften von Eiswolken wurde hier von einer Datenbank von Hess und Wiegner (1994) Gebrauch gemacht. Die Datenbank COP (Cirrus Optical Properties) enthält die Extinktionskoeffizienten und Einfachstreueralbeden einzelner hexagonaler Eissäulen und -platten. Die Phasenfunktionen liegen als Mittelwert über viele zufällig orientierte Säulen oder Platten vor. Alle drei Parameter sind für insgesamt 6 verschiedene Teilchengrößenintervalle zwischen 20 und 2000 μm mit jeweils unterschiedlichen Seitenverhältnissen ($c/2a$, wenn c die Länge einer Säule bzw. Stärke einer Platte und $2a$ der Durchmesser der Grundflächen der Säulen ist) berechnet worden. Für hexagonale Säulen liegen die optischen Parameter für 30 Wellenlängen zwischen 0.28 und 3.7 μm, und für hexagonale Platten nur an 6 Wellenlängenstützstellen zwischen 0.43 und 3.7 μm vor. Mit Hilfe eines mitgelieferten Programms können durch Mischung unterschiedlicher Anteile von Säulen und Platten, verschiedener Seiten-Längenverhältnisse nahezu beliebige Mischungen von hexagonalen Eisteilchen und deren optische Eigenschaften berechnet werden. Außerdem können die Parameter entweder für vorgegebene Größenverteilungen von Heymsfield und Platt (1984) oder für gemessene, oder beliebige Größenverteilungen erstellt werden. Ergebnis ist die Pha-

senfunktion der gewählten Größenverteilung und des gewählten Mischungsverhältnisses aus Säulen und Platten, sowie die Extinktionskoeffizienten und Einfachstrealbeden bei der gewählten Wellenlänge.

Aus der Vielzahl der Möglichkeiten wurden zwei Eiswolken mit verschiedenen Größenverteilungen, vollständig aus Säulen bestehend, parameterisiert. Hexagonale Platten wurden nicht betrachtet, da die spektralen Daten für Platten nur für die Wellenlängen 0.423, 0.635, 0.830, 1.015, 1.6 und 3.7 μm vorliegen und damit durch Interpolation dieser Daten auf die Wellenlängengestützstellen des Modells besonders im nahen Infrarot, wo mit großer Variation der optischen Parameter zu rechnen ist, zu große Fehler entstünden. Daher ist von Eiswolken mit hexagonalen Säulen ausgegangen worden, für die auch die optischen Parameter im nahen Infrarot dicht genug vorliegen. Die vorgegebenen Größenverteilungen nach Heymsfield und Platt (1984) sind hier benutzt worden, um Eiswolken in verschiedenen Temperaturbereichen zu charakterisieren. Diese Unterscheidung macht Sinn, da die Entstehung und Entwicklung der Eisteilchen maßgeblich von der Umgebungstemperatur und der Übersättigung über Eis bzw. über Wasser abhängt (Pruppacher, 1980; Heymsfield und Platt, 1984). Die Größenverteilungen für einen Temperaturbereich zwischen -20°C bis -25°C und -55°C bis -60°C decken die Größenverteilungen für die dazwischenliegenden Temperaturen ab. Für besonders hohe und damit kalte Eiswolken sehen diese Verteilungen einen geringeren Anteil großer Teilchen als bei höheren Temperaturen vor. Das stimmt auch mit gemessenen Teilchengrößenspektren aus dem Gebiet von TOGA-COARE überein (McFarquahr, 1995).

Die benutzten Größenverteilungen nach Heymsfield und Platt (1994) sind in Abbildung 4.6 zu sehen. Für die Erstellung der optischen Parameter von Eiswolken wurden hier die Größenverteilungen bei -20°C und die bei -55°C benutzt. Die dazu gehörenden Wolkentypen werden im folgenden mit Ci1 bzw. Ci2 bezeichnet. Während die Anzahl kleiner Teilchen in kalten Eiswolken höher sind als in warmen, zeigen wärmere Eiswolken einen deutlich höheren Anteil an großen Teilchen.

Grundsätzlich zeigen Platten eine Tendenz zu größeren Asymmetrieparametern, g , (größere Vorwärtsstreuung) als Säulen, und große Teilchen haben ein größeres g als kleine Teilchen. Nennenswerte Absorption durch Säulen und Platten tritt erst ab einer Wellenlänge von etwa 1.4 μm auf. Kleine Platten absorbieren größere Anteile ($\omega = 0.8$ bei 3.7 μm mit $c = 9 \mu\text{m}$ und $a = 15 \mu\text{m}$) als kleine Säulen ($\omega = 0.96$ bei 3.7 μm mit $c = 30 \mu\text{m}$, $a = 10 \mu\text{m}$). Große Platten haben sehr viel geringere Absorptionsvermögen ($\omega = 0.62$ bei 3.7 μm mit $c = 47 \mu\text{m}$, $a = 650 \mu\text{m}$) als große Säulen ($\omega = 0.55$ bei 3.7 μm und $c = 1300 \mu\text{m}$, $a = 100 \mu\text{m}$). Das heißt, daß bei hohen Anteilen von zufällig orientierten hexagonalen Platten die Vorwärtsstreuung stärker ausgeprägt ist als bei einem hohen Anteil von Säulen. Durch die ausschließliche Verwendung von Säulen kann hier die Vorwärtsstreuung etwas unterschätzt, sowie die Absorption leicht überschätzt werden, falls reale Wolken nennenswert von den hier verwendeten Annahmen abweichen.

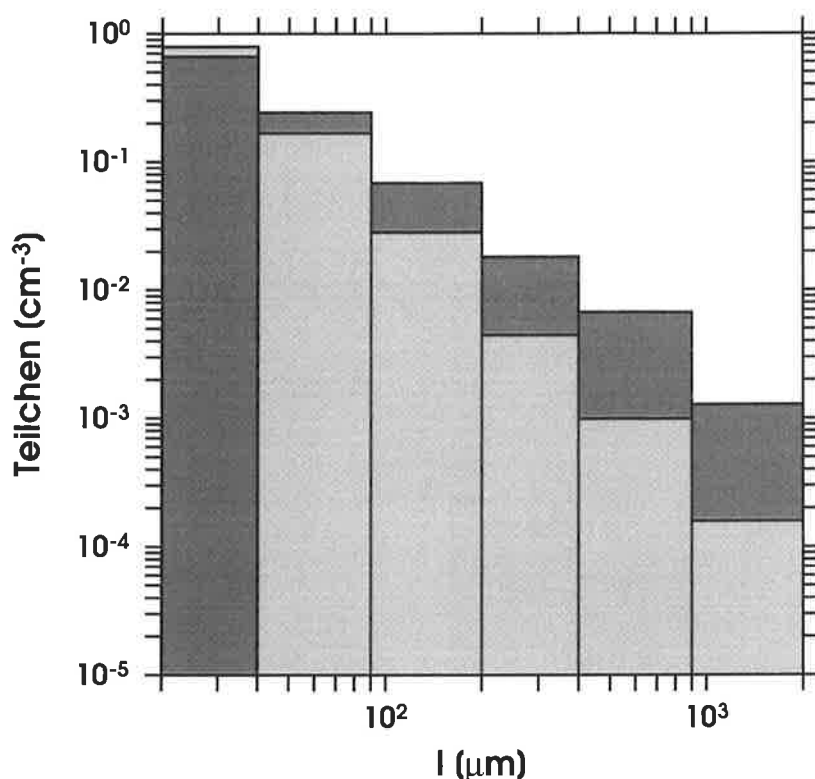


Abbildung 4.6: Benutzte Größenverteilungen für Eisteilchen nach Heymsfield und Platt (1984) für zwei verschiedene Temperaturen. Dunkle Balken repräsentieren die Größenverteilung bei -20°C , helle bei -55°C .

Die Abbildungen 4.7a) und b) zeigen die spektrale Einfachstreueralbedo bzw. den spektralen Asymmetrieparameter für alle Wolken- und Regentropfen sowie alle Eisteilchen, wie sie hier benutzt worden sind. Alle Mie-Rechnungen für die hier verwendeten Größenverteilungen von Wasser- und Regentropfen wurden mit einem Computerprogramm von Wiscombe (1980) durchgeführt. Obwohl die Mie-Rechnungen durch die extrem großen Größenparameter bei Regentropfen fraglich sind, zeigt sich, daß die optischen Parameter zumindest den Trend der Wolkentropfen zu größerer Absorption bei größeren Tropfen fortsetzen. Ebenso zeigt sich, wie zu erwarten, beim Asymmetrieparameter ein Anwachsen des Vorwärtsstreuanteils mit wachsender Tropfengröße. Sowohl die Einfachstreueralbedo (Abb. 4.7a) als auch die Asymmetrieparameter der (Abb. 4.7b) Eisteilchen zeigen ein ähnliches spektrales Verhalten wie die der Wolken- und Regentropfen und liegen in der Größenordnung zwischen denen der Wolkentropfen und denen der Regentropfen. Lediglich das relative Maximum des Asymmetrieparameters bzw. das Minimum der Einfachstreueralbedo bei $3.2 \mu\text{m}$ für Eisteilchen ist um etwa $0.2 \mu\text{m}$ gegen die für Wasser- und Regentropfen zu längeren Wellenlängen hin verschoben.

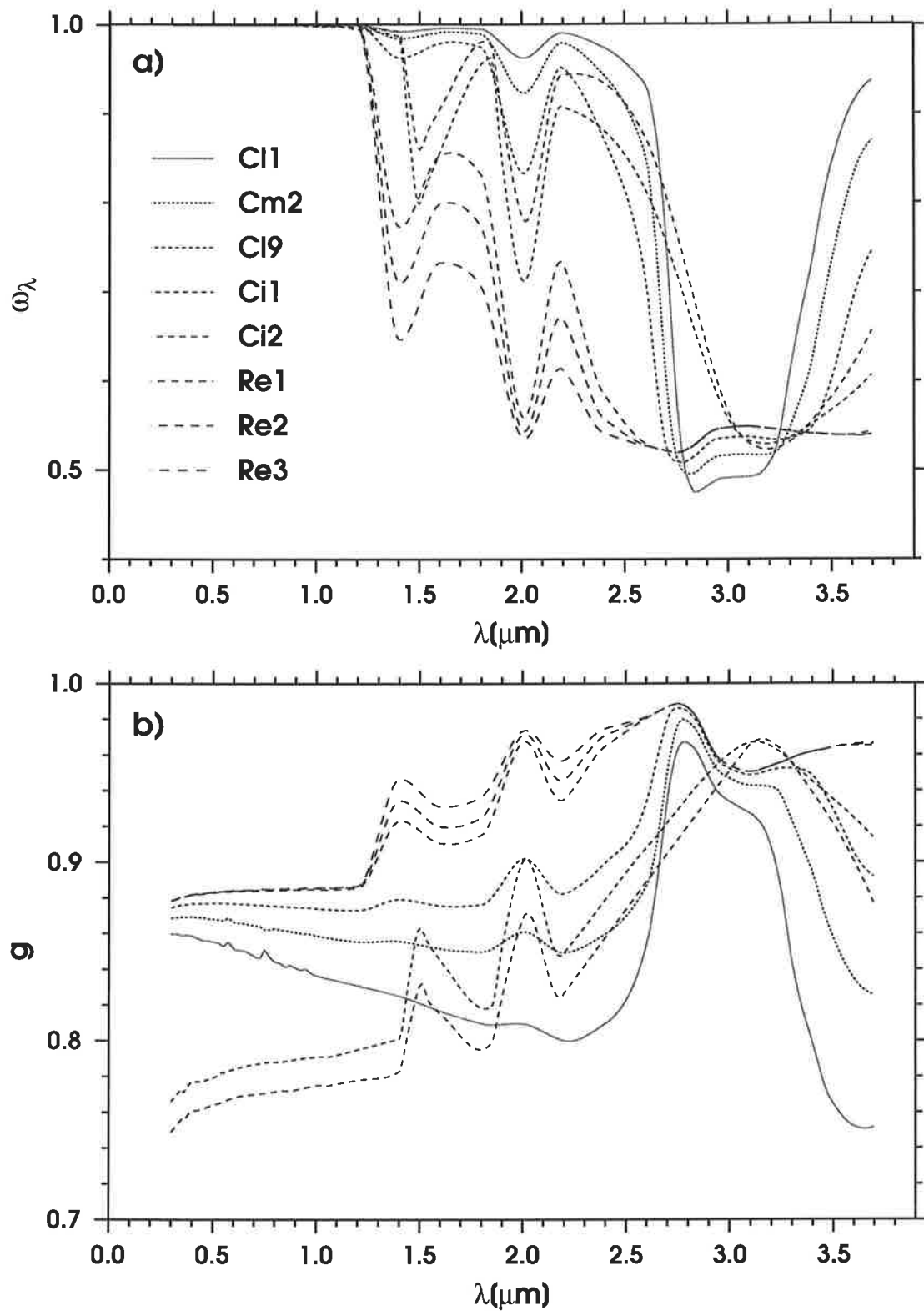


Abbildung 4.7: *Spektrale Einfachstreueralbedo ω_λ und spektraler Asymmetrieparameter g für alle verwendeten Wolken- und Regentropfen bzw. Eisteilchen. Die Legende im Teil a) gilt für beide Abbildungen.*

5 Simulationsergebnisse

Als Motivation für die Simulation des Strahlungstransportes sind folgende Punkte zu nennen:

- Der Strahlungsfluß für den wolkenfreien Fall bei verschiedenen Wasserdampfgehalten kann praktisch nur aus Simulationen abgeleitet werden, da besonders bei hohen Wasserdampfgehalten die Atmosphäre immer so stark bewölkt ist, daß man die Strahlungsflüsse für den wolkenlosen Fall aus den Messungen nur sehr schlecht separieren kann.
- Ist der Strahlungsfluß für den wolkenfreien Fall bekannt, kann der reine Einfluß der Wolken auf die spektralen Flüsse untersucht werden, d.h. der Einfluß variierenden Wasserdampfes auf das nahe Infrarot ist ausgeschaltet.
- Die Simulationen für die bewölkte Atmosphäre lassen Rückschlüsse auf den Einfluß von Wolkenhöhe-, Mikrophysik und der optischen Dicke auf die Strahlungsflüsse an der Meeresoberfläche zu.

Selbstverständlich hat der Sonnenzenitwinkel bei klarem Himmel den größten Einfluß auf die an der Erdoberfläche gemessenen Strahlungsflüsse. Dem wird dadurch Rechnung getragen, daß die Simulation für verschiedene Sonnenzenitwinkel durchgeführt wurde. Die Stützstellen bei der Simulation sind schon in Tabelle 4.3 aufgelistet worden. Damit ist es möglich, die Strahldichten bzw. daraus abgeleitete Größen für alle Sonnenzenitwinkel zwischen 0° und 82.15° zu berechnen.

Besonders im Meßgebiet, einer Region mit maximalem Wasserdampfgehalt, beeinflußt der Wasserdampf durch Absorption die abwärtsgerichteten Strahlungsflüsse stark. Der Aerosoleinfluß ist im Meßgebiet von untergeordneter Bedeutung und wird für die Simulationen als konstant angenommen. Außerdem gibt es keine direkten Messungen der Aerosolprofile über dem Meßgebiet, so daß ein klimatologisch mittleres Aerosol benutzt wurde.

5.1 Unbewölkter Himmel

Zur Ableitung des Wolkeneinflusses auf die spektralen solaren Energieflüsse an der Meeresoberfläche ist es notwendig, den Grundzustand der Atmosphäre ohne Wolken zu kennen. Ist dieser unbewölkte Fall für verschiedene Sonnenzenitwinkel und Wasserdampfgehalte bekannt, kann der Einfluß der Bewölkung auf die Strahlungsflüsse an der Meeresoberfläche durch einfache Differenzenbildung zwischen den gemessenen Flüssen bei bewölktem Himmel und simulierten Flüssen für den unbewölkten Fall berechnet werden.

5.1.1 Wasserdampfeinfluß

Zur Bestimmung des Wasserdampfeinflusses auf das Meßsignal, wurde von Simulationen des Strahlungstransportes für unbewölkten Himmel Gebrauch gemacht. Die Ableitung des Wasserdampfeinflusses aus den Meßdaten empfiehlt sich hier nicht, da bei hohen Wasserdampfgehal-

ten der Atmosphäre praktisch immer Bewölkung vorhanden war. Daher ist es schwer, wenn nicht sogar unmöglich, den Einfluß des Wasserdampfes vom Einfluß der Wolken auf die Messungen zu separieren.

Simulationen des Strahlungstransportes für unbewölkten Himmel wurden für die insgesamt 10 in Tabelle 4.1 aufgeführten Radiosondenprofile durchgeführt, die die gesamte Variation des Wasserdampfgehaltes während der beiden Experimente beinhalten (17 bis 65 kg/m^2). Der Einfluß variierenden Wasserdampfgehaltes auf die Globalstrahlung bei unbewölktem Himmel ist in Abbildung 5.1 zu sehen. Dargestellt ist das Verhältnis zwischen simulierter Globalstrahlung bei entsprechendem Wasserdampfgehalt $F^\downarrow(\theta, w)$ zur Globalstrahlung bei völlig wasserdampffreier Atmosphäre $F^\downarrow(\theta, w=0)$ für die 6 in Tabelle 4.3 angegebenen Sonnenzenitwinkel zwischen 0° und 82.15° . Scharparameter in der Abbildung 5.1 ist der Sonnenzenitwinkel. Diese Verhältnisse müssen nach der obigen Definition alle im Punkt $w=0$, $F^\downarrow(\theta, w)/F^\downarrow(\theta, w=0) = 1$ zusammenlaufen. Für sehr geringen Wasserdampfgehalt von 17 kg/m^2 wird die Globalstrahlung bei senkrecht stehender Sonne gegenüber dem wasserdampffreien Fall um etwa 11% reduziert. Das entspricht einer Reduktion des abwärtsgerichteten Strahlungsflusses von etwa 136 W/m^2 . Für sehr niedrig stehende Sonne und maximalen Wasserdampfgehalt absorbiert der Wasserdampf 31% der nach Streuung und Absorption durch Aerosole und andere Gase zu Verfügung stehenden solaren Strahlung, was trotz des sehr flachen Einfallswinkels des Sonnenlichtes noch etwa 52 W/m^2 ausmacht.

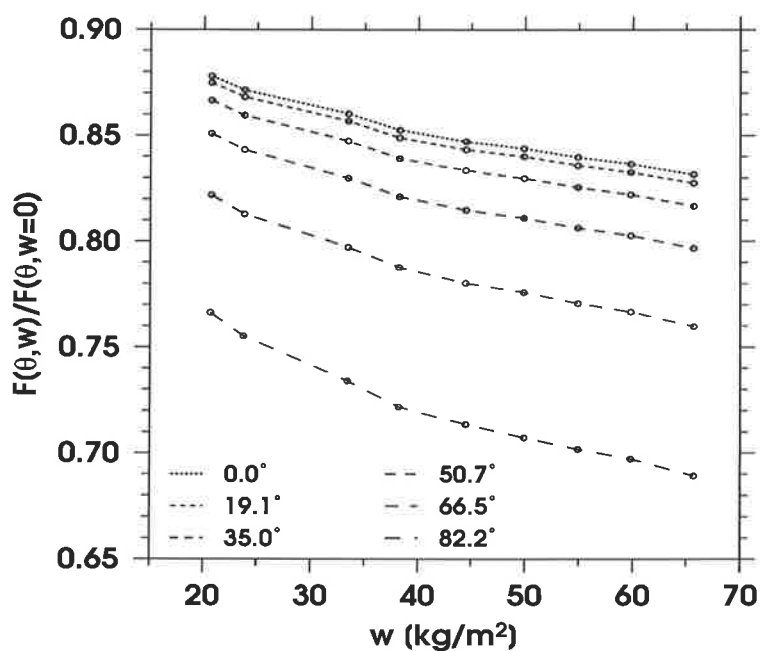


Abbildung 5.1: *Einfluß des Wasserdampfes auf die Globalstrahlung bei wolkenlosem Himmel für verschiedene Sonnenzenitwinkel. $F^\downarrow(\theta, w)$ ist der nach unten gerichtete Strahlungsfluß bei Wasserdampfgehalt w , $F^\downarrow(\theta, w=0)$ ist die Globalstrahlung bei als wasserdampffrei angenommener Atmosphäre. Das Verhältnis gibt die durch Wasserdampf verursachte Reduktion der Globalstrahlung an.*

Die geringfügigen Abweichungen einzelner Simulationen (z.B. bei etwa 33 kg/m^2) von einer stetig monotonen Kurve, sind mit der Schichtung des Wasserdampfes in den Modellatmosphären und damit durch die Temperatur- und Druckabhängigkeit der Wasserdampflinien zu erklären. So müssen die Absorptionen durch Wasserdampf nicht notwendigerweise für gleiche Wasserdampfsäulengehalte identisch sein, sondern können aufgrund verschiedener Feuchteschichtung variieren. Simulationen des Strahlungsflusses mit allen zur Verfügung stehenden Sondierungen wären aufgrund der Linie-für-Linie Rechnungen und des ESFT, die für jedes Wasserdampfprofil nötig gewesen wären, zu aufwendig gewesen. Zwar hätte man dann mit Hilfe einer Regression durch die 175 Datenpunkte glattere Ausgleichskurven bekommen, allerdings hätte der Rechenaufwand in keinem Verhältnis zum Nutzen gestanden. Die „Ausreißer“ liegen maximal knapp 1% neben einer Ausgleichskurve.

Faltet man den simulierten Strahlungsfluß bei der spektralen Integration mit den Filterfunktionen der Kanäle 1 ($0.295\text{-}0.53 \mu\text{m}$), 2 ($0.53\text{-}0.695 \mu\text{m}$) und 3 ($0.695\text{-}3.7 \mu\text{m}$), wie sie in Abbildung 2.3 gezeigt sind, so wird deutlich, daß nahezu die gesamte Absorption durch Wasserdampf aus dem nahen Infrarot stammt. Die Reduktion des Strahlungsflusses in den Kanälen 1 und 2 beträgt bei einer Erhöhung des Wasserdampfgehaltes von 0 auf 65 kg/m^2 und senkrecht stehender Sonne nur 0.94% bzw. 1.46%. Im nahen Infrarot hingegen wird der Strahlungsfluß für niedrige Sonnenstände und hohen Wasserdampfgehalt um bis zu 48% reduziert.

Neben dem Ableiten den Einflusses variierende Wasserdampfgehaltes auf die Strahlungsflüsse an der Meeresoberfläche ist es auch interessant zu wissen, in welchen Atmosphärenschichten der Hauptanteil absorbiert wird. Einen Eindruck dessen sollen die Abbildungen 5.2 a) und 5.2 b) geben. Sie sind ein typisches Beispiel für die Vertikalprofile der Nettostrahlungsflußdivergenzen außerhalb und innerhalb der Warm-pool-Region, die allein durch den Wasserdampf verursacht werden. Hierzu wurden für die jeweils trockenste (180) und die feuchteste Atmosphäre (122) (siehe Tabelle 4.1) aus dem Meßgebiet Simulationen bei klarem Himmel und festgehaltenem Aerosol durchgeführt. Festgehaltenes Aerosol bedeutet, daß in allen Schichten ein Aerosol angenommen wurde, daß einer mittleren relativen Feuchte der gesamten Atmosphäre von 80% entspricht. Die Simulationen mit Aerosol einer relativen Feuchte von 80%, aber mit wasserdampffreier Atmosphäre, sind so zu verstehen, daß zwar die Absorptionskoeffizienten des Wasserdampfes in allen Schichten null gesetzt werden, die optischen Parameter des Aerosols aber für ein Aerosol verwendet wurden, das bei einer relativen Feuchte von 80% aller Atmosphärenschichten zu erwarten wäre. Sicherlich ist das eine recht unrealistische Annahme, läßt aber zu, gerade den Wasserdampfeinfluß bei mittlerem Aerosol auf die Strahlungsflüsse zu separieren. Die Differenz der Strahlungsflußdivergenzen zwischen Simulation mit und ohne Wasserdampf ergibt dann die Strahlungsflußdivergenz, die allein durch den Wasserdampf entsteht.

Außerhalb der Warm-pool-Region stammt der größte Einfluß des Wasserdampfes auf die Strahlungsflußdivergenzen zweifellos aus den unteren Troposphärenschichten. Sieht man sich die Profile in Abbildung 5.2 a) an so wird klar, daß der größte Anteil der vom Wasserdampf

absorbierten Strahlung in den unteren 2 km der Atmosphäre verbleibt. Das gilt so allerdings nur für alle trockenen Atmosphären (z.B. Aufstieg 180), die fast ausschließlich außerhalb der Warm-pool-Region gemessen wurden. Das Austrocknen der mittleren und oberen Troposphäre über dem östlichen tropischen Pazifik entsteht durch großräumiges adiabatisches Absinken im östlichen Teil der Walkerzirkulation, in der Passatregion durch das Absinken im nördlichen Ast der Hadley-Zelle. Lediglich die unteren Troposphärenschichten werden im untersten Teil durch Wasserdampfung von der Meeresoberfläche mit Feuchtigkeit versorgt. Innerhalb der Warm-pool-Region leisten die mittleren und sogar oberen Troposphärenschichten einen nennenswerten Beitrag zur Absorption von solarer Strahlung durch Wasserdampf wie in Abbildung 5.2 b) zu sehen ist. Trotz der in den unteren 2 km der Atmosphäre 122 größeren Absorbermasse von Wasserdampf gegenüber der in Atmosphäre 180, ist die durch Wasserdampf verursachte Nettostrahlungsflußdivergenz hier sehr viel kleiner als bei der trockeneren Atmosphäre. Grund ist, daß die Strahlung in Atmosphäre 122 vor Erreichen der untersten Schichten schon in der darüberliegenden sehr feuchten mittleren und höheren Troposphäre in den Wasserdampfbanden durch Absorption kräftig geschwächt wurde und damit nicht mehr so viel Strahlung aus den Wasserdampfbandenbereichen zur Absorption zur Verfügung steht. Dieses Verhalten kann auch der Abbildung 5.1 entnommen werden. Je größer die Absorbermasse wird, desto kleiner wird der Zuwachs an absorbiertem Strahlung. Theoretisch sollten diese Kurven gegen einen festen Wert von $F^\downarrow(\theta, w)/F^\downarrow(\theta, w=0)$ genau dann konvergieren, wenn auch in den Flanken der Wasserdampfbanden die Transmission Null wird. Typisch für die Warm-pool-Region ist, daß durch hochreichende Konvektion große Wasserdampfmenge auch in die mittlere und obere Troposphäre transportiert werden (Kley et al., 1996).

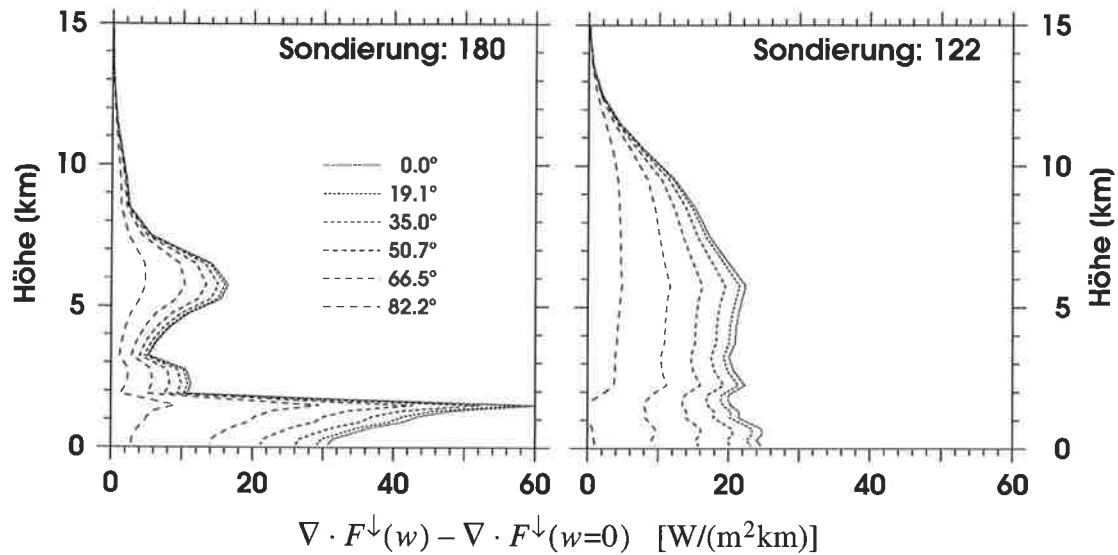


Abbildung 5.2: Vertikalprofile des Wasserdampfeinflusses auf die Strahlungsflußdivergenzen. Scharparameter sind die bei den Simulationen verwendeten Sonnenzenitwinkel. Große Werte der Divergenzen gehören zu kleinen Sonnenzenitwinkeln.

5.1.2 Aerosoleinfluß

Die Variationen im an der Meeresoberfläche simulierten Strahlungsfluß, die aus den verschiedenen stark gequollenen Aerosolkomponenten hervorgehen, sind aufgrund der im Meßgebiet ohnehin geringe Konzentration von Aerosolen sehr niedrig. Den größten Einfluß auf die Strahlungsflußdichte an der Meeresoberfläche hat die Komponente SSAM, die in den unteren Modellschichten bis etwa 3 km mit Abstand die größte optische Dicke aufweist (siehe Tabelle 4.6).

Zur Abschätzung des Aerosoleinflusses auf die Meßsignale in den drei Kanälen, wurden Simulationen bei festgehaltenem Wasserdampfsäulengehalt (Aufstieg 087) und variierender optischer Dicke von Aerosolen gemacht. Für die quellenden Aerosolkomponenten (WASO, SSAM, SSCM, SUSO) wurden jeweils die optischen Parameter der Quellen für 0, 50, 70, 80, 90, 95, 98 und 99% relativer Feuchte in allen Schichten verwendet. Damit wird der minimale bzw. maximale Effekt des Aerosoltypes „clean maritime“ auf die Globalstrahlung und in den drei Kanälen VIS1, VIS2 und NIR abgeschätzt.

Die Abbildungen 5.3 a) - d) zeigen die Transmission bezüglich verschieden gequollener Aerosole für die Globalstrahlung und die drei spektralen Kanäle

$$T_{aer} = \frac{F^\downarrow(f, \cos\theta)}{F^\downarrow_{Rayl}(\cos\theta)}, \quad (5.1)$$

die ein Maß für die Reduktion des Strahlungsflusses durch die Anwesenheit von Aerosolen gibt. $F_{Rayl}^\downarrow(\cos\theta)$ ist dabei der bei einer aerosolfreien Atmosphäre (reine Rayleigh Atmosphäre mit Gasabsorption) zu erwartende Strahlungsfluß, $F^\downarrow(f, \cos\theta)$ der simulierte Fluß bei der für die Quellung der Aerosole relevanten relativen Feuchte f der gesamten Atmosphäre.

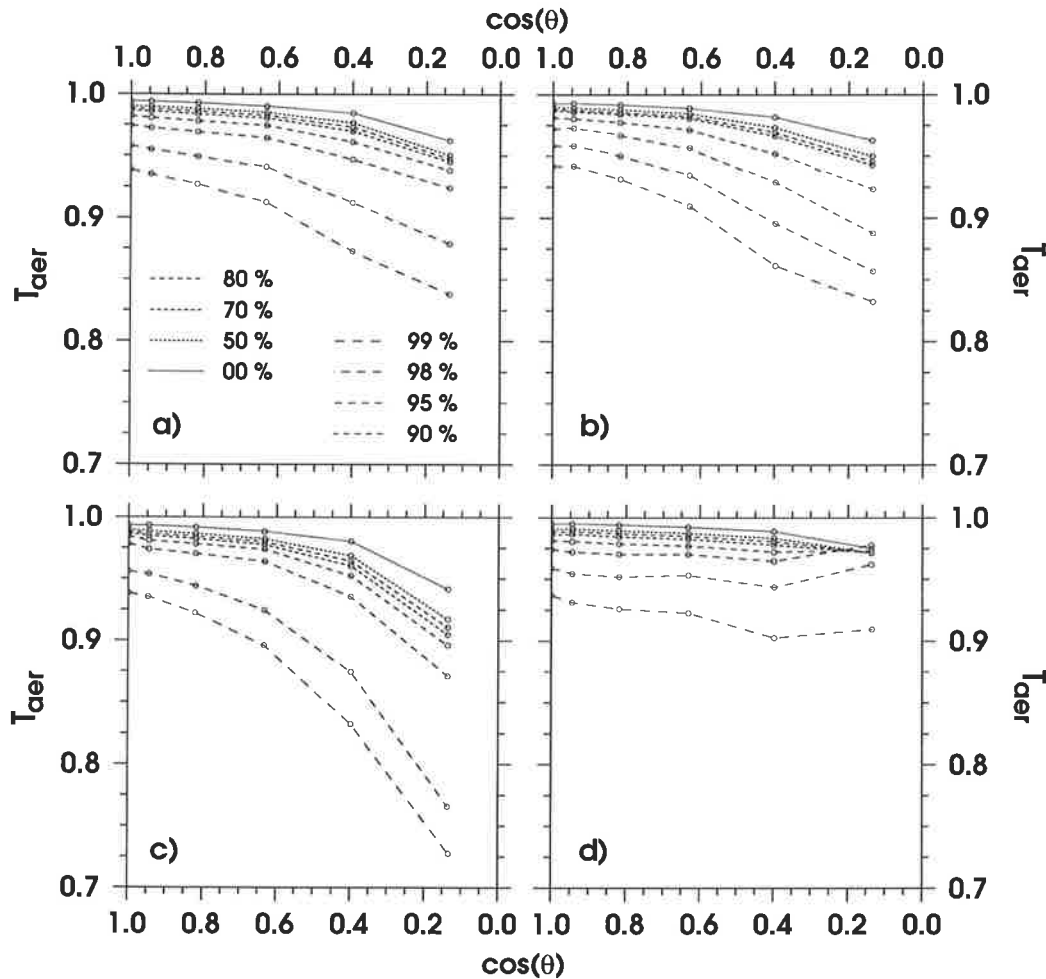


Abbildung 5.3: *Einfluß variierender Feuchteschichtung bezüglich der Aerosolquellen (T_{aer}) auf die Globalstrahlung a) und die spektralen Strahlungsflüsse an der Meeresoberfläche in den Kanälen 1 - 3, entsprechend b) - d) in Abhängigkeit vom Sonnenzenitwinkel.*

Die Reduktion der Strahlungsflußdichte ist in den Kanälen 1 und 2 sehr viel größer als im nahen Infrarot und weist eine deutliche Abhängigkeit vom Sonnenstand auf. Bemerkenswert ist die fast fehlende Abhängigkeit vom Sonnenzenitwinkel in Abbildung 5.3 d) für den Kanal 3. Die Variation des Aerosoleinflusses ist gering, und für besonders niedrig stehende Sonne und stark gequollene Aerosolteilchen erhöht sich sogar die Transmission mit zunehmendem Sonnenzenitwinkel. Ursache dafür ist der besonders für niedrige Sonnenstände durch die Wegverlängerung dominierende Einfluß der Wasserdampfabsorption, die schon weit über

der Schicht wirksam wird, für die die Aerosole maximale optische Dicke aufweisen (unterste 3 km). Führt man nämlich die gleichen Simulationen ohne Wasserdampf in der Atmosphäre durch, so ist im Kanal 3 mit ähnlich starker Beeinflussung des Signals zu rechnen, wie im Kanal 2 (Abb. 5.3 c)). Anders ausgedrückt heißt das, daß der Aerosoleinfluß im nahen Infrarot mit steigendem Gesamtwasserdampfgehalt selbst für stark gequollene Aerosolteilchen immer mehr an Bedeutung verliert. Das gilt zumindest in der Warm-pool-Region, in der hohe Wasserdampfgehalte schon in der mittleren und oberen Troposphäre vorzufinden sind.

Weist man jeder Modellschicht die der mittleren relativen Feuchte dieser Schicht entsprechenden optischen Parameter der Aerosole zu, so ergeben sich die in Abbildung 5.4 gezeigten „beobachteten“ optischen Dicken in Abhängigkeit vom Wasserdampfgehalt der untersten 3 km. In diesem Zusammenhang bedeutet „beobachtet“, daß die optischen Dicken der Aerosole entsprechend der gemessenen Feuchteschichtung gewählt sind. Die Abhängigkeit vom Wasserdampfgehalt der untersten 3 km wird benutzt, da die relative Feuchte in den untersten 3 km fast ausschließlich für die optische Dicke von Aerosolen verantwortlich ist. Trägt man gegen den Gesamtwasserdampfgehalt auf, wird die Streuung in Abbildung 5.4 etwas größer. Die optischen Dicken bei $0.55 \mu\text{m}$ sind hier für alle 175 Radiosondenprofile aufgetragen, um einen Eindruck der mittleren optischen Dicken des Modellaerosols bezüglich der Feuchteschichtung der real gemessenen Atmosphären zu bekommen.

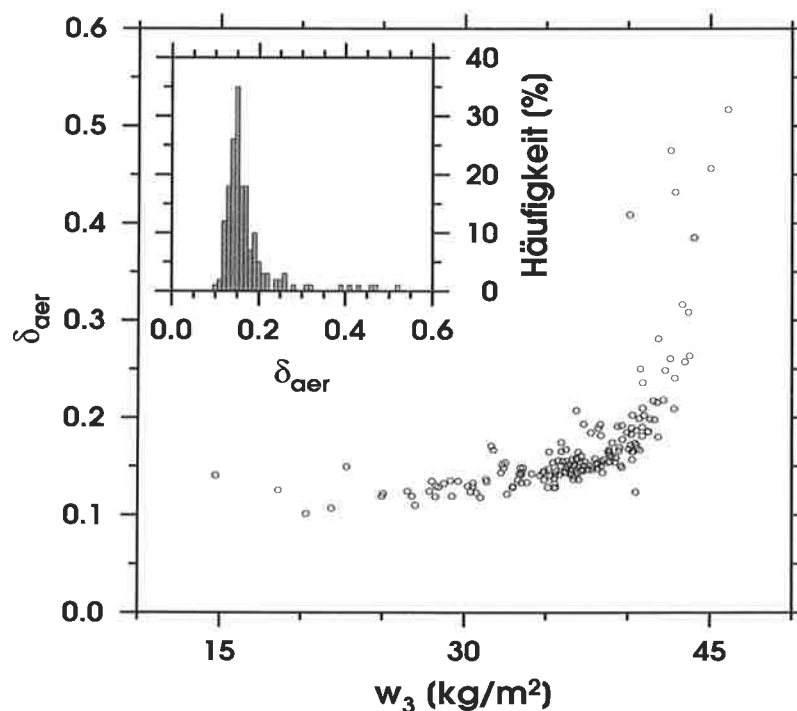


Abbildung 5.4: Streudiagramm der optischen Dicke durch Aerosole in Bezug auf die reale Feuchteschichtung in Abhängigkeit vom Wasserdampfgehalt der untersten 3 km. Das Histogramm gibt die relative Häufigkeit der „beobachteten“ optischen Dicke der Aerosole an.

Der Mittelwert der optischen Dicke liegt bei 0.1708 ± 0.0633 . Der häufigste Wert liegt bei 0.15. Tabelle 4.6 weist für $f = 80\%$ in allen Schichten, eine optische Dicke bezüglich der Aerosole von 0.1605 aus. Es ist sinnvoll, bei den Untersuchungen der Bewölkung ein festgehaltenes Aerosol einer Atmosphäre mit durchgehend 80% relativer Feuchte zu verwenden. Dieser Wert der relativen Feuchte ist der typische Wert für die untersten 3 km der maritimen Atmosphäre.

5.2 Wasserwolken, Regen und Eiswolken

Wolken üben auf den Strahlungstransport im solaren Spektralbereich zweifellos einen sehr viel größeren Einfluß aus, als Wasserdampfabsorption und Trübung durch Aerosole. Dies geschieht in der Hauptsache durch direkten Einfluß wie Reflexion der Strahlung von Oberrand der Wolke und die bislang quantitativ noch nicht gut bekannte Absorption. Ein indirekter Einfluß der Wolken auf den Strahlungsfluß an der Meeresoberfläche und natürlich deren Absorption stammt aus der Mehrfachstreuung innerhalb von Wolken, die die Wegstrecke der Photonen deutlich verlängert und zu zusätzlicher Wasserdampfabsorption führt. Je etwa 50% der Wolkenabsorption stammen aus der Flüssigwasserabsorption der Wolkentropfen und der Wasserdampfabsorption bezüglich der Photonenwegverlängerung durch Mehrfachstreuung.

In diesem Abschnitt soll auf die Sensitivitäten des verwendeten Matrix-Operator-Modells auf sich ändernde mikro- und makrophysikalische Eigenschaften der Wasserwolken, Regen und Eiswolken eingegangen werden. Hauptaugenmerk wird dabei auf die spektralen Flüsse an der Meeresoberfläche gelegt, um einen direkten Vergleich mit den hier vorliegenden Messungen durchführen zu können.

Zur Untersuchung des Einflusses mikro- und makrophysikalischer Eigenschaften von Wolken auf den Strahlungshaushalt, wurden für die gleiche Atmosphäre Simulationen für Wolken in verschiedenen Höhen, verschiedener geometrischer und optischer Dicke sowie unterschiedlicher Mikrophysik durchgeführt.

Wichtig ist dabei die Verwendung einer Modellatmosphäre, die bei festgehaltenem Gesamtwasserdampfgehalt in den jeweiligen Wolkenschichten Wasserdampfsättigung aufweist, um den Einfluß der Mehrfachstreuung und dadurch bedingte vermehrte Wasserdampfabsorption durch Photonenwegverlängerung nicht zu unterschätzen. Zu diesem Zweck wurde der Radiosondenaufstieg Nr. 55 vom 12.02.1993 um 0:00 Uhr UT verwendet, der an der Position 2.3°S , 156.2°E während TOGA-COARE gemessen wurde (Abbildung 5.5). Der Wasserdampfgehalt bei dieser Sondierung betrug 58.9 kg/m^2 . Wie auch andere Aufstiege, die während hochreichender Konvektion aufgezeichnet wurden, eignet sich dieser besonders gut für die Sensitivitätsstudien der Wolken, da in allen drei Wolkenstockwerken sehr hohe relative Feuchten gemessen wurden. Eine 1 km dicke Wolkenschicht wurde bei variierender optischer Dicke in die verschiedenen Wolkenstockwerke gelegt. Dazu wurden Wolkenschichten zwischen 0.2 und 1.2 km, 6 und 7 km bzw. zwischen 11 und 12 km angenommen. Die Begrenzungen der Schichten, in denen Kondensation sehr wahrscheinlich erscheint, sind für die mittlere und untere

Schicht aus der Radiosondierung abgeschätzt worden. Die Obergrenze der hohen Wolken wurde für dieses Datum mit Hilfe der aus GSM-Infrarotbildern abgeleiteten Strahlungstemperatur direkt über der Position des Schiffes unter Zuhilfenahme der Temperatursondierung durch die Radiosonde abgeschätzt.

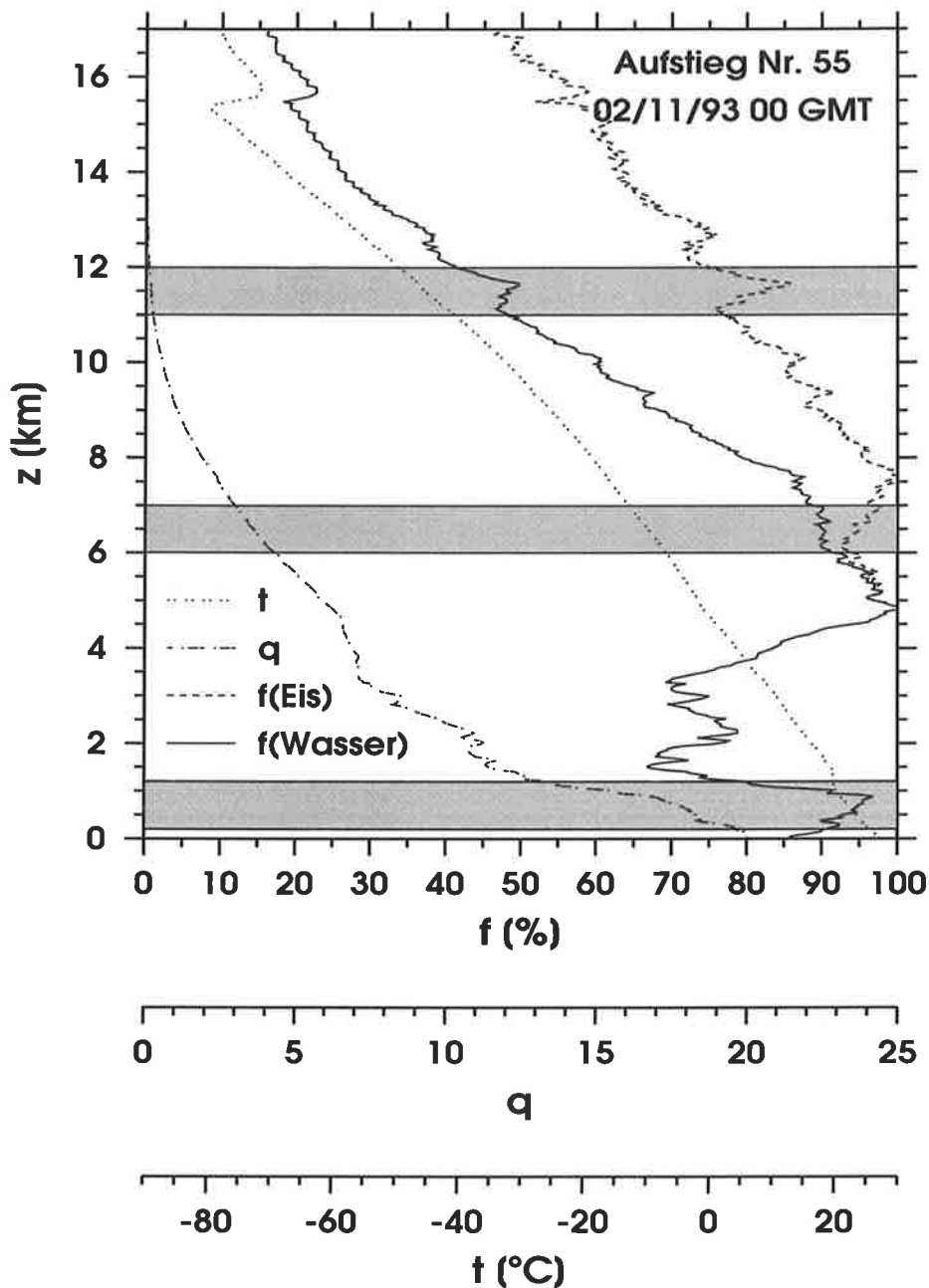


Abbildung 5.5: Für die Sensitivitätsstudien verwendetes Atmosphärenprofil:
 z - Höhe in km, f - relative Feuchte über Wasser bzw. Eis in %, q - Mischungsverhältnis in g/kg, t - Temperatur in °C.
 Die grauen Balken stellen die jeweils angenommenen Wolken-schichten dar.

Folgende Ergebnisse ließen sich ableiten:

Die simulierten abwärtsgerichteten Strahlungsflüsse an der Meeresoberfläche bzw. die Transmission sind nahezu unabhängig von der geometrischen Dicke der Wolken und der Lage der Wolken in der Atmosphäre, fast ausschließlich abhängig von der optischen Dicke und den mikrophysikalischen Eigenschaften der Wolken.

Für eine 1 km dicke Wolkenschicht mit der optischen Dicke $\delta=20$ zwischen 0.2 und 1.2 km Höhe sinkt der für die Oberfläche simulierte Strahlungsfluß für zunehmende effektive Tropfendiameter bei Wasserwolken und Regen. Besonders groß ist die Reduktion des Strahlungsflusses an der Meeresoberfläche, wenn EISwolken mit $\delta=20$ angenommen werden. Sicherlich ist es vollkommen unrealistisch, eine EISwolke in dieser Höhe anzunehmen. Es zeigt sich aber, daß die Wirkung dieser EISwolke auf die Transmission mit zunehmender Wolkenhöhe nahezu unverändert bleibt. Zum Vergleich wurden auch EISwolken in diesem Bereich untersucht, sowie Wasserwolken bei Temperaturen weit unter -40°C angenommen. Die starke Reduktion des Strahlungsflusses an der Meeresoberfläche durch EISwolken rührt von der relativ zu Wasserwolken und Regen stärkeren Rückstreuung und Absorption her. Der Asymmetrieparameter bei $0.55\ \mu\text{m}$ für Ci1 und Ci2 liegt bei 0.83 bzw. 0.80 und damit deutlich unter denen für Wasserwolken und Regen.

Die Lage einer Wolkenschicht in der Atmosphäre beeinflußt den Strahlungsfluß an der Meeresoberfläche so gut wie überhaupt nicht. Weniger als 1% Erhöhung des Strahlungsflusses ist zu verzeichnen, wenn die Wolkenschicht von 1 km geometrischer Dicke und einer optischen Dicke $\delta=20$ von 0.2 auf 11 km gehoben wird. Die Absorption innerhalb der Wolkenschicht bzw. die gesamte Absorption der Atmosphäre mit Wolke variiert jedoch stark mit der Höhe der Wolke.

5.3 Absorption durch Wolken

Obwohl die Absorption durch Wolken aus den hier verwendeten Messungen nicht abgeleitet werden kann und ein Vergleich zwischen Messungen und Simulationen damit nicht möglich ist, soll dieser Abschnitt der Wolkenabsorption gewidmet sein, da sie und ihre Klimarelevanz in der Fachwelt gegenwärtig heftig diskutiert wird. Außerdem kann es zur Interpretation der Messungen von Vorteil sein. Mit dem Strahlungstransportmodell ist es möglich, die spektrale Absorption zwischen beliebigen Schichtgrenzen zu errechnen.

Die Absorption von solarer Strahlung in Wolken wird hier getrennt in: 1) Absorption der gesamten Atmosphärensäule beim Vorhandensein von Wolken 2) Absorption in der Wolkenschicht allein.

Im Gegensatz zum Strahlungsfluß an der Meeresoberfläche sind diese beiden Werte stark abhängig von der Höhe der Wolke, sowie ihren mikrophysikalischen Eigenschaften und müssen getrennt behandelt werden. Als relative Absorption A_{clo} einer Wolkenschicht sei folgendes Verhältnis definiert:

$$A_{clo} = \frac{(F_{top}^{\downarrow} - F_{top}^{\uparrow}) - (F_{bot}^{\downarrow} - F_{bot}^{\uparrow})}{F_{top}^{\downarrow}} \quad (5.2)$$

Die auf- bzw. abwärtsgerichtete spektral integrierte Strahlungsflußdichte wird jeweils mit dem nach oben bzw. nach unten gerichteten Pfeil angezeigt. *top* und *bot* stehen für die Ober- bzw. Unterkante der Wolkenschicht. Die Absorption der gesamten Säule A_{atm} kann erhalten werden, wenn man in Gleichung (5.2) *top* durch *TOA* (top of the atmosphere) und *bot* durch *SUR* (surface) ersetzt. *TOA* steht für die Strahlungsflüsse am „Außenrand“ der Atmosphäre, während *SUR* für die Flüsse an der Meeresoberfläche steht.

Für beliebige mikrophysikalische Zusammensetzungen gilt qualitativ, daß A_{clo} mit zunehmender Wolkenhöhe zunimmt, während die Gesamtabsorption der Säule A_{atm} abnimmt. Die Zunahme von A_{clo} mit der Höhe setzt sich hauptsächlich aus zwei gegenläufigen Mechanismen zusammen:

- Bei großer Wolkenhöhe steht für die Absorption in der Wolke besonders in den Flankenbereichen der Wasserdampfabsorptionsbanden noch sehr viel mehr Energie zur Verfügung, da der sehr viel niedrigere Wasserdampfgehalt über der Wolke nicht in allen Bereichen vollständig absorbiert.
- Die durch Mehrfachstreuung verlängerten Photonenwege innerhalb der Wolke rufen bei niedrigen Temperaturen und damit geringeren Absorbermassen des Wasserdampfes innerhalb der Wolke geringere Absorptionen hervor, als das innerhalb tiefer liegender Wolken der Fall ist.

Offensichtlich ist der erstgenannte Effekt zumindest für die hier untersuchten atmosphärischen Zustände dominierend, was mit zunehmender Wolkenhöhe zu leicht steigender Absorption einer Wolkenschicht führt.

Genau umgekehrt verhält es sich mit der Gesamtabsorption der Atmosphäre bei wachsender Wolkenhöhe. Werden hohe Wolken in der Atmosphäre angenommen, so ist die Gesamtabsorption der Säule sehr viel kleiner als für niedrigere Wolken gleicher Mikrophysik, Schichtdicke und optischer Dicke. Eine Erklärung dafür ist in der Hauptsache die Reflexion der Wolken. Die von der Wolkenoberkante reflektierte Strahlung muß bei tiefliegenden Wolken fast die gesamte Wasserdampfsäule zweimal durchlaufen, während bei hohen Wolken nur eine sehr wenig zur Absorption durch Wasserdampf beitragende Schicht oberhalb der sehr hoch gelegenen Wolkenobergrenze zweimal durchlaufen werden muß. Dieser indirekte Effekt der Wolken auf die Wasserdampfabsorption über und unter der Wolkenschicht muß bei der Bestimmung des Wolkeneinflusses auf den Strahlungshaushalt auf jeden Fall berücksichtigt werden, wenn man die Umverteilung der Energie in der Atmosphäre bezüglich der Wolken betrachtet.

Die Abbildungen 5.6 a) bis c) zeigen ein Beispiel für die spektrale Energiebilanz bei senkrechtem Sonnenstand: Transmission, Absorption und Reflexion ergeben bei jeder Wellenlänge in ihrer Summe immer eins, sind aber je nach mikrophysikalischen Eigenschaften und Wolkenhöhe zu verschiedenen Anteilen vorhanden. Abbildung 5.6 a) zeigt als Beispiel eine Simulation für klaren Himmel bei Annahme des oben beschriebenen mittleren Aerosols, 5.6 b) für eine zwischen 0.2 und 1.2 km liegende Wolke des Typs C11 mit der optischen Dicke 40 und 5.6 c) für die gleiche Wolke allerdings zwischen 11 und 12 km gelegen. Die spektralen Strahlungsbilanzterme sind jeweils aus den Strahlungsflüssen am Boden und am Außenrand der Atmosphäre berechnet worden. Der transmittierte Anteil der Strahlung nimmt bei Annahme einer Wolke in der Hauptsache durch vermehrte Reflexion deutlich ab. Liegt die Wolke sehr niedrig, so sind auch im reflektierten Anteil die Wasserdampfbanden durch starke Absorption oberhalb der Wolke deutlich zu sehen. (Abb. 5.6 b)). Bei einer hochliegenden Wolke (Abb. 5.6 c)) sieht man hingegen im reflektierten Anteil fast nur noch die Absorptionsbanden des Flüssigwassers der Wolke, deren Zentren fast deckungsgleich mit denen der Wasserdampfabsorption sind (bei etwa 1.4, 2.0 und 2.5 - 3.3 μm ,). Das Transmissionsspektrum verändert allerdings sein Aussehen nicht, und auch die mittlere Transmission bleibt nahezu unabhängig von der Höhe der Wolke.

Die kurzweilige Strahlungsbilanz an der Meeresoberfläche wird kaum von der Höhe der Wolkenschicht beeinflusst, das Vertikalprofil der Nettostrahlungsflüsse bei Betrachtung der gesamten Atmosphäre jedoch sehr stark. Da die Transmission von der Wolkenhöhe nicht abhängt, werden diese Veränderungen allein durch die Änderung der Reflexion der Wolken und die daran gekoppelte Absorption der Atmosphäre hervorgerufen. Bei hohen Wolken wird allein durch deren Höhe sehr viel mehr Energie zurückgestreut als bei tiefer gelegenen Wolken. Das hat bei gleichbleibender Transmission eine Verringerung der Absorption der Atmosphärensäule zur Folge. Die Absorption der Wolken isoliert gesehen, steigt jedoch mit zunehmender Höhe der Wolkenschicht.

Für schräg stehende Sonne erhöht sich der reflektierte Anteil ein wenig (nicht in Abbildung 5.6 dargestellt). Da für die Reflexion die mittlere Phasenfunktion der Wolke maßgeblich ist und die Streurichtung durch das starke Vorwärtsstreumaximum der Phasenfunktion in Vorwärtsrichtung zeigt, wird bei schräg einfallender Sonne entsprechend mehr Strahlung wieder in den oberen Halbraum zurückgeworfen. Gegenüber senkrecht stehender Sonne muß deshalb die Wolkenalbedo mit wachsendem Sonnenzenitwinkel ansteigen.

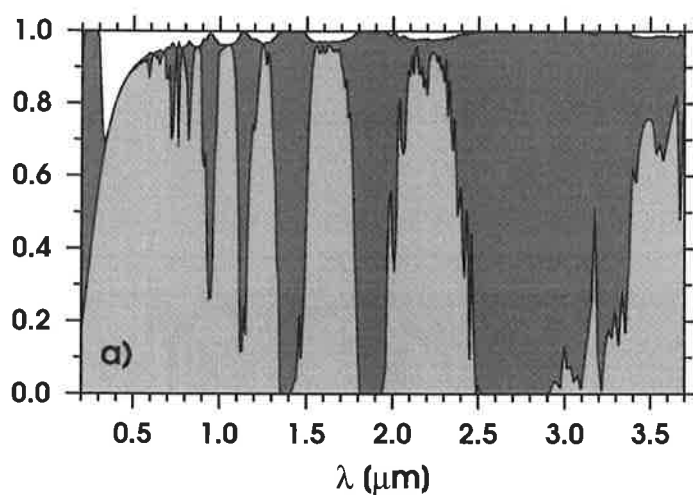


Abbildung 5.6: Spektrales Verhalten der Transmission, Absorption und Reflexion bei senkrechtem Sonnenstand für

a) wolkenlosen Himmel

b) *CU*-Wolke mit optischer Dicke, 40 zwischen 0.2 und 1.2 km Höhe,

c) *CU*-Wolke mit optischer Dicke 40 zwischen 11 und 12 km Höhe.

der weiße Bereich stellt die Reflexion dar, der hellgraue Bereich ist der transmittierte Anteil und der dunkelgraue Teil ist der absorbierte Anteil.

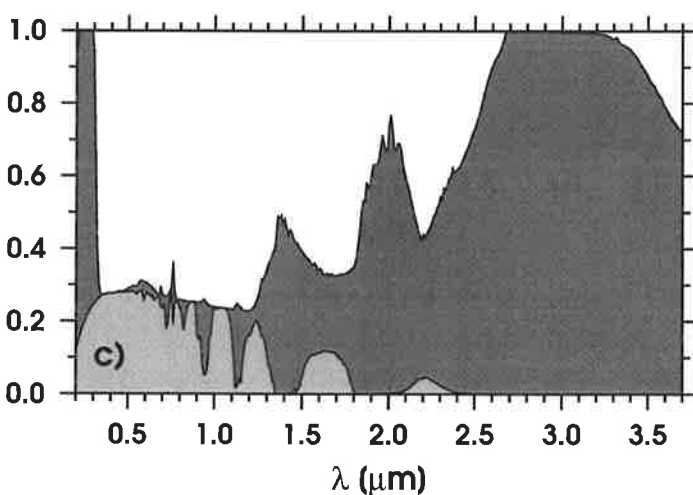
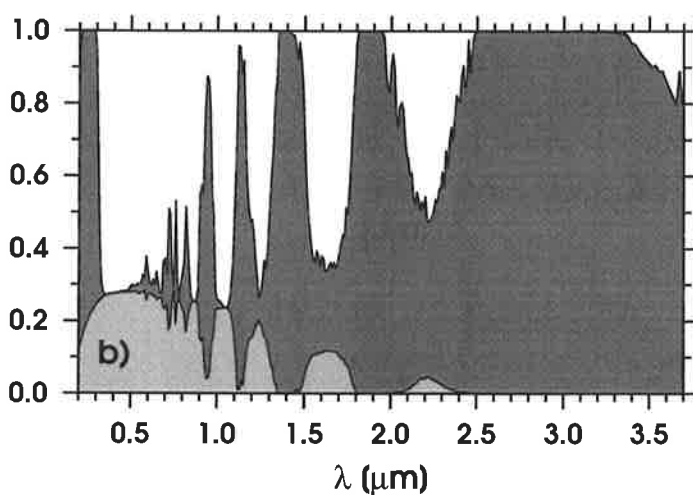


Tabelle 5.1 zeigt beispielhaft die oben definierten Parameter A_{atm} und A_{clo} für verschiedene mikrophysikalische Eigenschaften, zwei Sonnenzenitwinkel und zwei Wolkenhöhen über den gesamten Spektralbereich integriert. Für niedrige Wolken ist zwar die Absorption der gesamten Säule sehr groß und nimmt mit sinkender Sonnenhöhe leicht zu, die Absorption der Wol-

kenschicht allein ist jedoch relativ gering und nimmt mit sinkender Sonne ab. Die Zunahme der Säulenabsorption mit wachsendem Sonnenzenitwinkel bei niedrigen Wolken ist auf den Einfluß der Wegverlängerung der direkten Sonnenstrahlung bei schrägem Einfall zurückzuführen. Die mit wachsendem Sonnenzenitwinkel erhöhte Albedo für niedrige Wolken wird davon überdeckt. Für hohe Wolken jedoch überwiegt dieser sogenannte Albedo-Effekt wieder mit wachsendem Sonnenzenitwinkel. Bei schrägem Einfall der Sonne wird sowohl die Säulenabsorption als auch die Absorption innerhalb der Wolken reduziert.

Vergleicht man die Säulenabsorption für bewölkten Himmel mit der für den wolkenlosen Fall, so fällt auf, daß der Einfluß der Wolken auf die Gesamtabsorption bei hohen Wolken mit vielen kleinen Teilchen und (C11, 12 km Oberkante) unter diesen Umständen deutlich geringer sein kann, als die Gesamtabsorption der Atmosphäre ohne Wolken. Das bedeutet eine allein aus dem solaren Spektralbereich resultierende abkühlende Wirkung hoher Wolken mit kleinen Teilchen. Alle Fälle in denen Wolken „kühlend“ wirken, sind in Tabelle 5.1 hellgrau hinterlegt. Diese Tendenz zum Abkühlen ist für niedrig stehende Sonne aufgrund der größeren Albedo stärker.

Tabelle 5.1: *Absorption der Atmosphäre bei Anwesenheit von Wolken (A_{atm}) und Wolkenabsorption (A_{clo}) für Wolken mit verschiedenen mikrophysikalischen Eigenschaften in verschiedenen Höhen, bei den Sonnenzenitwinkeln von 0° und 66° in [%]. A_{atm}^{clear} ist die entsprechende Absorption der Atmosphäre für den wolkenlosen Fall.*

Wolkentyp		C11		C19		Ci1		Ci2	
Wolkenoberkante [km]		1.2	12	1.2	12	1.2	12	1.2	12
A_{atm}	$\theta = 0^\circ$	24.03	11.14	27.27	17.44	29.46	19.08	28.45	17.23
	$\theta = 66^\circ$	25.55	9.91	28.14	15.38	29.77	16.63	28.88	14.90
A_{clo}	$\theta = 0^\circ$	7.56	9.01	12.58	15.41	14.50	17.42	13.01	15.47
	$\theta = 66^\circ$	2.48	7.41	7.58	13.21	9.91	14.84	8.24	12.96
A_{atm}^{clear}	$\theta = 0^\circ$	17.01							
	$\theta = 66^\circ$	22.93							

Die Abhängigkeit der mittleren Transmission von der optischen Dicke einer Wolke bei $0.55 \mu\text{m}$ ist in Abbildung 5.7 für verschiedene mikrophysikalische Zusammensetzungen aufgetragen. Eiswolken zeigen bei gleicher optischer Dicke eine deutlich niedrigere Transmission als Wasserwolken. Hauptgrund dafür ist die im sichtbaren Spektralbereich größere Reflexion und im nahen Infrarot sowohl die etwas stärkere Absorption, als auch die etwas verschobenen relativen Maxima der Absorptionsbanden von Eis gegenüber denen von Flüssigwasser (vergleiche auch die spektrale Einfachstreuabbedo in Abbildung 4.7). Besonders die Absorptionsbande des Eises bei $1.5 \mu\text{m}$ liegt dann zu einem größeren Anteil in der Flanke der Wasserdampfabsorptionsbande und ruft damit eine größere Absorption hervor.

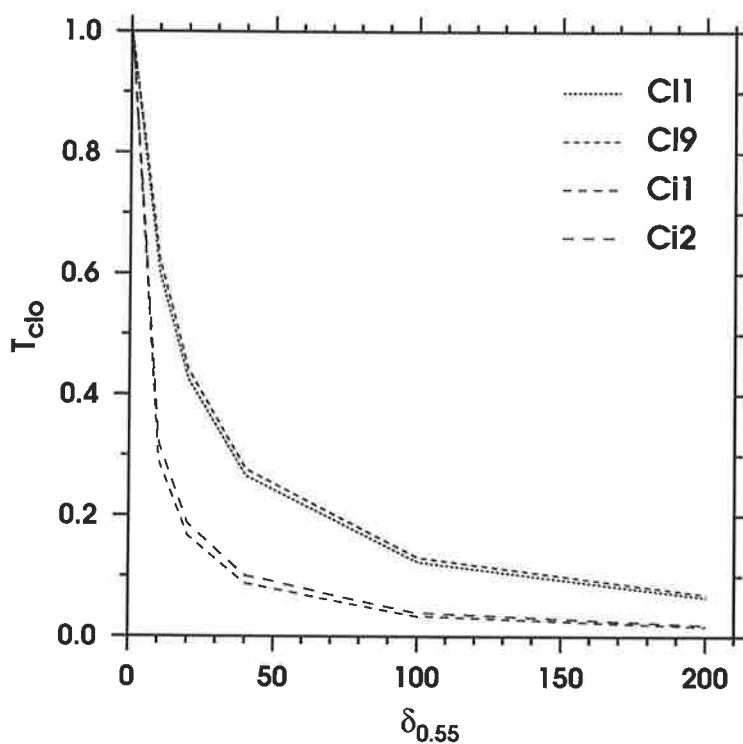


Abbildung 5.7: Mittlere Transmission von Wolken T_{clo} mit unterschiedlichen mikrophysikalischen Eigenschaften, aufgetragen gegen die optische Dicke bei $0.55 \mu\text{m}$.

Viele Autoren, die aus Flugzeugmessungen direkt ober- und unterhalb der Wolken die Absorption mit Hilfe von auf- und abwärtsgerichteten Flußmessungen bestimmen (z.B. King et al., 1990; Lee und Raschke, 1993; Hayasaka et al., 1995), berücksichtigen diesen indirekten Effekt der Wolken auf die Säulenabsorption nicht. Sie bekommen damit zwar unter Umständen brauchbare Daten über die Erwärmungsraten innerhalb der Wolken, nicht jedoch über die veränderte Absorption außerhalb der Wolken und deren Wirkung auf die gesamte Atmosphäre. Solche Daten können nur grob über die Klimawirksamkeit von Wolken Auskunft geben.

5.4 Vergleich mit Ergebnissen anderer Autoren

Im Gegensatz zu Strahlungstransportrechnungen anderer Autoren (siehe dazu den Übersichtsartikel von Stephens und Tsay, 1990), wurden bei den hier durchgeführten Rechnungen realistischere Annahmen über die optischen Parameter von Eiswolken verwendet. Im allgemeinen werden für die Größenverteilungen von Eisteilchen, Mie-Rechnungen mit volumenäquivalenten Kugeln durchgeführt. In dieser Arbeit wurden wellenlängenabhängige optische Eigenschaften benutzt, die aus Ray-Tracing-Rechnungen hervorgehen (siehe Kapitel 4.5). Hauptunterschied zu den optischen Parametern die aus Mie-Rechnungen volumenäquivalenter Kugel hervorgehen ist die für Eiskristalle sehr viel größer Streuung in Vorwärtsrichtung besonders im sichtbaren Bereich. Für die Absorption in Wolken ergeben sich jedoch keine nennenswerten Unterschiede, sofern man zwischen den Ergebnissen, die aus der Vielzahl von verschiedenen Annahmen über die mikrophysikalischen Eigenschaften der Wolken basieren, vergleichen kann. Die hier gewonnen Erkenntnisse besonders über die Absorption von Wolken bestätigen die Befunde früherer (Stephens und Tsay, 1990) und neuerer Untersuchungen (Lubin et al., 1996).

6 Meßergebnisse

Aufgrund der großen Unsicherheiten bei der Messung der Strahlungsflüsse in den Bereichen $0.295\text{-}0.530\ \mu\text{m}$ (*VIS1*) und $0.530\text{-}0.695\ \mu\text{m}$ (*VIS2*), besonders bei kleinen Meßsignalen, wird hier und im folgenden Kapitel nur der Wolkeneinfluß auf die Globalstrahlung und der Einfluß auf die relativ breiten spektralen Bereiche zwischen $0.295\text{-}0.695\ \mu\text{m}$ (*VIS*) und $0.695\text{-}3.7\ \mu\text{m}$ (*NIR*) betrachtet. Eine weitere Unterteilung des sichtbaren Bereichs ist aufgrund der großen möglichen Meßfehler, besonders bei optisch dicker Bewölkung nicht zu empfehlen (siehe Abschnitt 2.9 und 7.1).

In diesem und im folgenden Kapitel wird häufig von der mittleren Transmission, dem Verhältnis VIS/G und der Temperatur der Wolkenoberkante aus Satellitendaten gesprochen. Hier sollen diese Größen vorab definiert werden.

Die mittlere Transmission T_{atm} ist das Verhältnis zwischen der gemessenen Globalstrahlung G und dem für den entsprechenden Sonnenzenitwinkel vor Eintritt in die Erdatmosphäre zu erwartenden Strahlungsfluß (Gleichung 6.1).

$$T_{atm} = \frac{G}{F_0 \cdot \cos(\theta_0)} \quad (6.1)$$

F_0 ist die Solarkonstante, θ_0 ist der Sonnenzenitwinkel.

Da es aus den Messungen der Globalstrahlung an der Meeresoberfläche allein nicht möglich ist die Absorption durch Wolken zu bestimmen, wird hier das Verhältnis VIS/G eingeführt, das zumindest qualitativ etwas über die Absorption durch Wolken aussagt. VIS/G gibt den Anteil der sichtbaren Strahlung am gesamten abwärtsgerichteten solaren Strahlungsfluß an. Ist das Verhältnis groß, so wird der Anteil sichtbaren Lichts an der Globalstrahlung groß bzw. das an der Oberfläche ankommende Infrarot in seinem Anteil stark geschwächt. Dies resultiert wiederum aus der Absorption von Flüssigwasser, Aerosolen und Wasserdampf innerhalb und außerhalb der Wolken. Da Aerosolteilchen, z.B. Ruß, die auch im Sichtbaren absorbieren, nur eine untergeordnete Rolle spielen, tragen alle oben genannten Absorber nur zu einer Absorption im nahen Infrarot nennenswert bei. Somit läßt sich aus dem Verhältnis VIS/G die Stärke der Absorption in Wolken darstellen.

Die Wolkenoberkantentemperatur wurde für jeden Zeitpunkt, für den Bodenmessungen der Strahlungsflüsse vorliegen, aus den in einstündigem Abstand wiederholten Messungen der Helligkeitstemperaturen des $11\text{-}13\ \mu\text{m}$ Kanals des japanischen geostationären Satelliten GMS (Geostationary Meteorological Satellite) abgeleitet. Die GMS-Daten liegen für nahezu die gesamte Zeit während TOGA-COARE und CEPEX für das gesamte Meßgebiet vor. Es wurde für beide Experimente eine Zeitreihe der gemessenen Helligkeitstemperatur für die jeweils aktuelle Position der Vickers erstellt, aus der dann die fehlenden Daten zwischen den stündli-

chen Messungen interpoliert wurden. Die GMS-Helligkeitstemperaturen geben ein gutes Maß für die vertikale Ausdehnung der Wolken im Meßgebiet.

Die folgende vier Abbildungen stellen die Messungen der spektralen Strahlungsflüsse vollständig für beide Experimente als Zeitserie dar. Auf der Abszisse ist der Tag des Jahres aufgetragen. Es sind die folgenden Parameter dargestellt:

- Globalstrahlung G ,
- Anteil des Sichtbaren an der Globalstrahlung VIS/G ,
- mittlere Transmission T_{atm} ,
- der Gesamt-Bedeckungsgrad N in Achteln,
- und die GMS-Helligkeitstemperatur t_{GMS} .

Die Messungen der Globalstrahlung, das Verhältnis VIS/G und die Transmission stellen jeweils 5-Minuten-Mittelwerte dar. Die durchgezogene Kurve bei der Globalstrahlung stellt die Simulation für den entsprechenden Sonnenzenitwinkel und Wasserdampfgehalt bei wolkenlosem Himmel dar. Aus der Differenz zwischen dieser Kurve und den Meßwerten bei Bewölkung kann leicht der Einfluß der Bewölkung auf den Strahlungsfluß abgeschätzt werden. Der Bedeckungsgrad in Achteln ist zu jeder vollen Stunde aufgetragen, zu der Beobachtungen angestellt wurden. Die GMS-Helligkeitstemperatur liegt auch in nahezu stündlichem Abstand vor. Für den Zeitraum, während die Vickers zwischen COARE und CEPEX im Hafen von Honiara vor Anker lag, gibt es keine Wolkenbeobachtungen (27.2.93 bis 8.3.93, Tag 58 bis 67). Für diesen Zeitraum standen für die hier gemachten Auswertungen auch keine GMS-Daten zur Verfügung. Die Lücke in den GMS-Daten zwischen dem 20.2.93 und 23.2.93 (Tag 51 bis 54) rührt von einem Ausfall der Datenübertragung vom Satelliten her. Ebenso sind alle GMS-Daten außer Betracht gelassen worden, für die sich die Vickers östlich einer Linie von etwa 140° W befand. Da der Satellit etwa über einer Position 140° E steht, sind die Aufnahmen für den sehr schrägen Blickwinkel über 140° W hinaus zu stark verzerrt. Auch die Größe der Bildelemente, projiziert auf die Erdoberfläche, wird dann besonders in Ost-West-Richtung zu groß, so daß die sehr starke räumliche Mittellung die Information zu stark verwischt.

Von 31.1.93 (Tag 31) bis zum 11.3.93 (Tag 70) befand sich die Vickers im Bereich der Warm-pool-Region. Diese ist hauptsächlich dadurch gekennzeichnet, daß hochreichende Konvektion die Transmission für längere Zeiträume auf extrem niedrige Werte bringen kann (Tag 32, 43, 55 und 56). Diese Ereignisse sind mit einem um so stärkeren Anwachsen von VIS/G gekoppelt, je niedriger die Transmission wird (besonders Tag 56). Nur hier werden Transmissionen unter 0.1 selbst während der Mittagsstunden beobachtet, mit maximalen Verhältnissen von VIS/G von bis zu 0.75. Der Bedeckungsgrad liegt für diese Zeiträume bei 8/8 und die Wolkenoberkantentemperatur nimmt minimale Werte von -60° C oder darunter an. (Tag 32, 43, 55

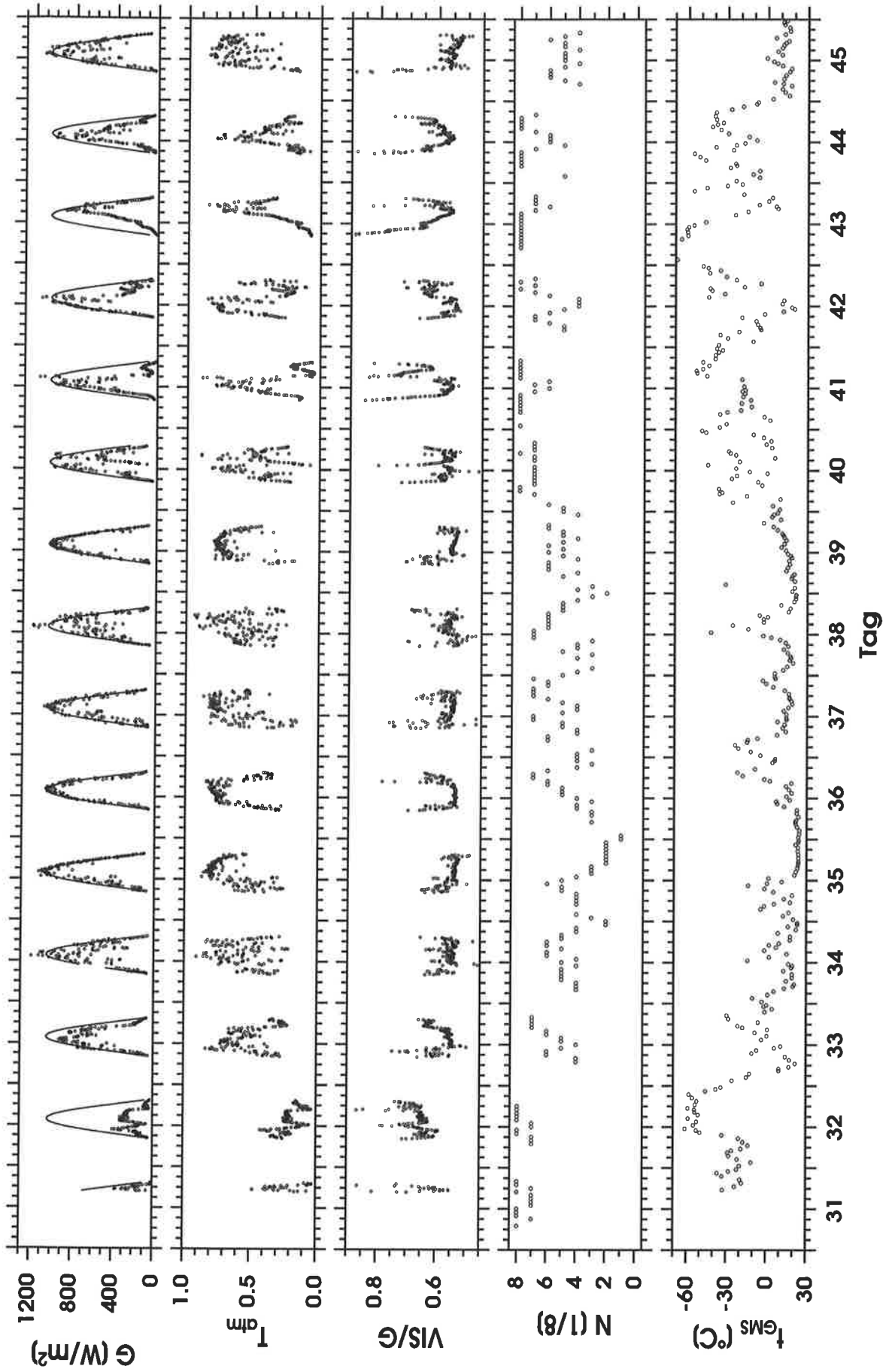
und 56). Bei nur kurzzeitigen starken Reduktionen der Transmission bei durchbrochener Bewölkung (z.B. Tag 34), wird die Messung der Helligkeitstemperatur nicht stark beeinflusst. Grund sind die räumliche Mittelung der Satellitendaten über bewölkte und unbewölkte Teile, sowie die weniger stark in die Vertikale entwickelte Bewölkung.

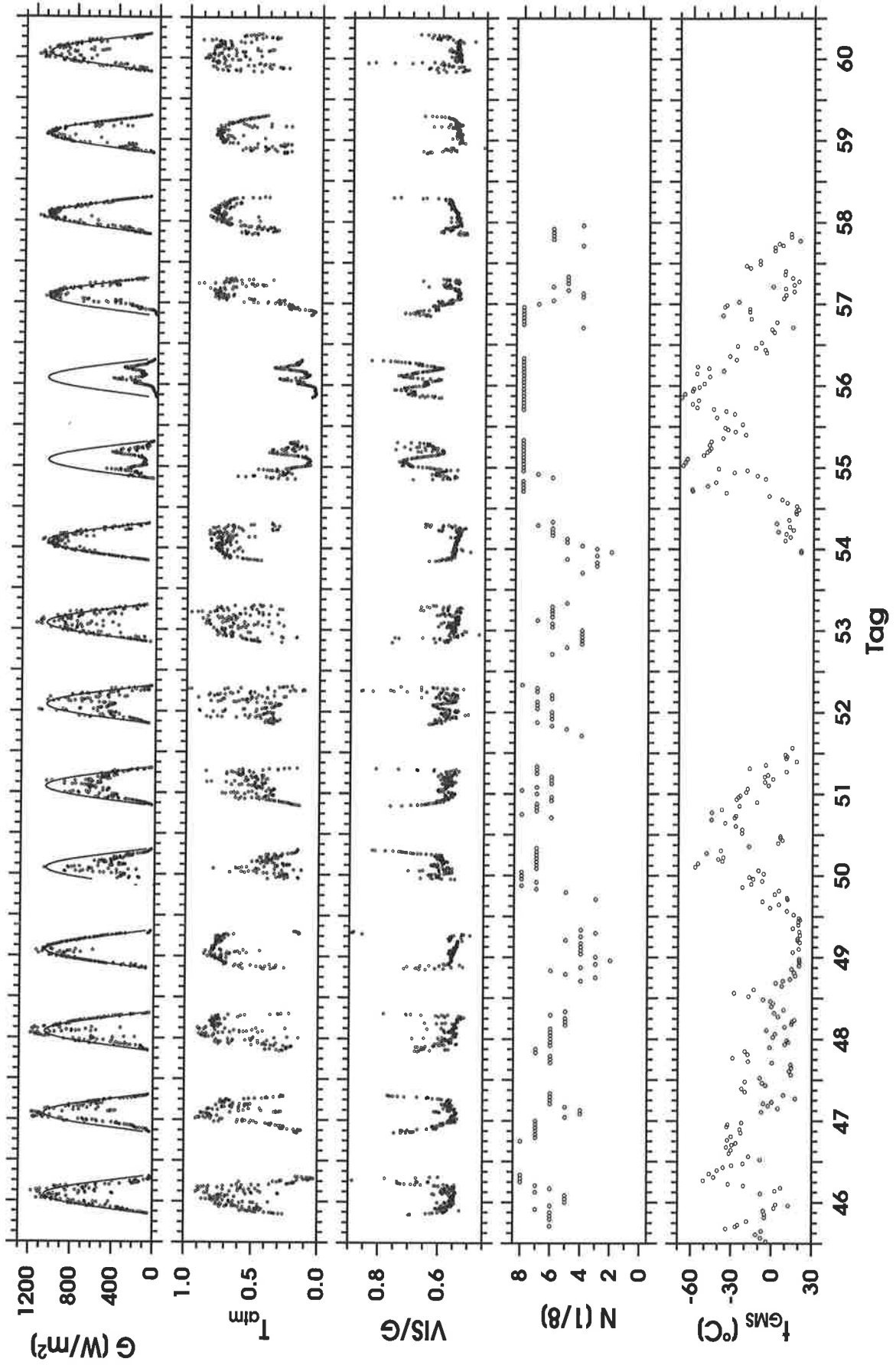
Bei Fahrt der Vickers in den östlichen Teil des tropischen Pazifik ist ein relativ deutlicher Übergang in den Strahlungsflüssen zu sehen. Während der ganzen ersten Woche außerhalb der Warm-pool-Region vom 12.3.93 bis 18.3.93 (Tag 71 bis 77) ist nur ein sehr schwach ausgeprägter Einfluß der Bewölkung zu sehen. Die Transmission liegt in den Mittagsstunden sehr nahe bei den Werten für wolkenlosen Himmel (etwa 0.77) und auch das Verhältnis VIS/G wird kaum mehr durch Wolken beeinflusst. Die Helligkeitstemperatur aus den Satellitendaten wird während dieses Zeitraumes fast überhaupt nicht von den 1/8 bis 4/8 Schönwetter-Cumuli beeinflusst. Die untere Begrenzung der Zeitserie von VIS/G gibt in den Mittagsstunden, abgesehen von wenigen Störungen in etwa den Wert für wolkenlosen Himmel wieder. Während des letzten Fahrtabschnitts der Vickers (zwischen $2^{\circ}N$, $150^{\circ}W$ nach $23^{\circ}N$, $120^{\circ}W$) fällt diese untere Begrenzung deutlich von 0.55 auf 0.50. Grund ist die Abnahme des Wasserdampfgehaltes von etwa 44 kg/m^2 am 23.3.93 (Tag 82) auf einen Wasserdampfgehalt von nur 17 kg/m^2 bei $23^{\circ}N$, am 28.3.93 (Tag 87).

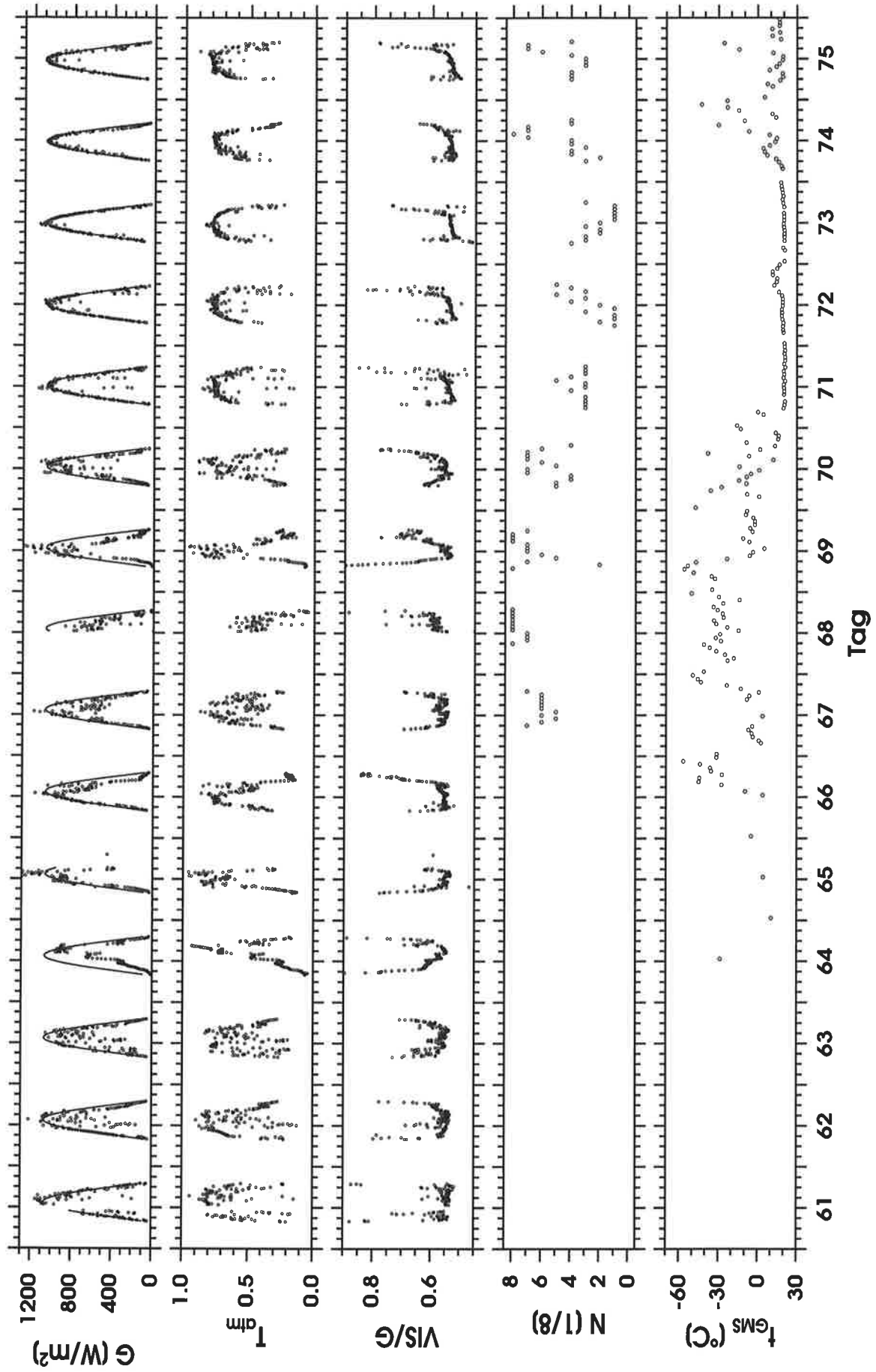
Sowohl der Einfluß von extrem dichter Bewölkung, als auch der reine Wasserdampfeinfluß auf das Verhältnis VIS/G sind aus den Zeitserien in bestimmten Abschnitten zu sehen. Für eine statistische Analyse im folgenden Kapitel werden nur noch Messungen bei hohen Sonnenstand herangezogen, um die große Streuung der abgeleiteten Größen wie Transmission und VIS/G , für niedrige Sonnenstände herauszufiltern. Diese Messungen sind besonders durch Abschattungseffekte der Wolken untereinander bei schrägem Sonnenstand zu unsicher und sollten beim Vergleich mit Simulationen mit dem planparallelen Modell keine Berücksichtigung finden.

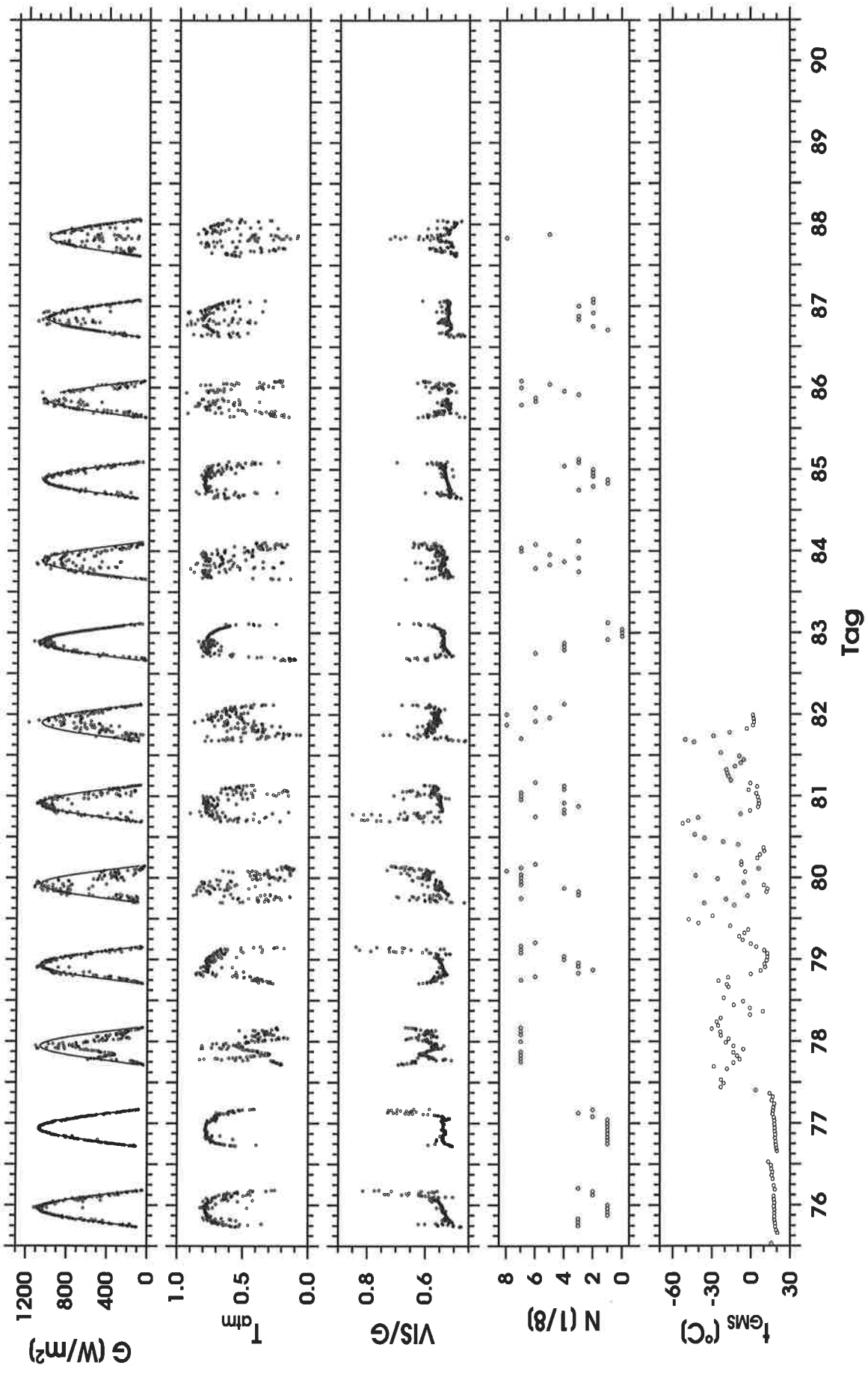
Auf den nächsten vier Seiten folgend: :

Abbildung 6.1: *Vollständige Zeitserie des spektralen Strahlungsflusses und von Wolkenparametern während COARE und CEPEX. Erklärung siehe Text.*









7 Vergleich von Messungen und Simulation

Nach der Simulation des solaren Strahlungsflusses für unbewölkten Himmel, verschiedene Wasserdampfgehalte und Sonnenstände ist es möglich, für jeden Meßpunkt den Strahlungsfluß für den wolkenfreien Fall durch bilineare Interpolation aus den simulierten Daten für verschiedene Wasserdampfgehalte und Sonnenstände zu ermitteln. Damit kann ein direkter Vergleich zwischen den an der Meeresoberfläche gemessenen spektralen Strahlungsflußdichten und den simulierten Werten durchgeführt werden. Sofern die simulierten Strahlungsflußdichten für den wolkenlosen Fall mit den ebenfalls bei wolkenlosem Himmel gemessenen gut übereinstimmen, kann aus dem Vergleich zwischen den simulierten Daten für die wolkenlose Atmosphäre und den Meßdaten bei Vorhandensein von Bewölkung, der reine Einfluß der Bewölkung auf die an der Meeresoberfläche gemessenen spektralen Strahlungsflußdichten berechnet werden.

In diesem Kapitel wird häufig, neben den schon im vorherigen Kapitel definierten Größen auch von der Wolkentransmission gesprochen. Die Wolkentransmission, T_{clo} , ist aus den Messungen der Globalstrahlung, G , und den zu den entsprechenden Zeiten simulierten Flüssen für den wolkenfreien Fall, G_s^{clear} , abgeleitet worden. Die über den gesamten solaren Spektralbereich gemittelte Transmission der Wolken ist dann

$$T_{clo} = \frac{G}{G_s^{clear}} \quad (7.1)$$

7.1 Vergleich für wolkenlosen Himmel

Um eventuelle systematische Abweichungen zwischen simulierter und gemessener Strahlungsflußdichte für den unbewölkten Fall zu ermitteln, wird die Transmission der Wolken für jeden Meßpunkt betrachtet. Die abwärtsgerichteten Pfeile werden hier und im folgenden weggelassen, da es sich nur noch um die an der Meeresoberfläche von oben einfallenden Strahlungsflußdichten handelt. Das Maximum der Häufigkeitsverteilung der Wolkentransmissionen sollte bei völliger Übereinstimmung der gemessenen und simulierten Werte für den wolkenfreien Fall bei einem Wert von eins liegen. Das sollte sowohl für die Globalstrahlung, als auch für die spektralen Teilabschnitte gelten. Dieses Verfahren der maximalen Häufigkeitsdichte wird auch bei Conant et al. (1996) angewendet, um den abwärtsgerichteten Strahlungsfluß bei wolkenlosem Himmel aus Messungen zu bestimmen. Bei Conant et al. (1996) steckt in den Häufigkeitsverteilungen allerdings noch die Unsicherheit, die durch die Variation des Wasserdampfgehaltes um einen mittleren Wert entsteht. Diese Unsicherheit wurde hier durch die Simulation für verschiedene Wasserdampfgehalte reduziert.

Die Häufigkeitsverteilungen des Wolkeneinflusses auf die Globalstrahlung bzw. den sichtbaren und nahen infraroten Bereich sind in den Abbildungen 7.1 a) bis c) dargestellt. Die Intervallbreite ΔT_{clo} bei der Berechnung der Histogramme wurde auf 0.01 gesetzt, um systematische

Diskrepanzen zwischen Messung und Simulation bis zu einem Prozent aufzulösen. Verwendet wurden fünf-Minuten-Mittelwerte der gemessenen Strahlungsflußdichten und die für die entsprechende mittlere Position und Tageszeit der Vickers (Sonnenzenitwinkel) simulierten Strahlungsflüsse bei wolkenlosem Himmel. Für die Histogramme wurden nur Daten abgebildet, bei denen der Kosinus des Sonnenzenitwinkels größer als 0.8 war. Bei Verwendung aller Sonnenzenitwinkel ($\cos(\theta) \geq 0.13$) wird die Streuung um die Maxima der Verteilungen etwas größer, diese verändern allerdings nicht ihre Lage.

In allen Histogrammen ist ein deutliches Maximum der Häufigkeitsverteilung nahe $T_{clo} = 1$ zu sehen. Der größte Teil der Werte, die rechts vom Maximum liegen, ist auf den sogenannten Linseneffekt bei durchbrochener Bewölkung zurückzuführen. Der Linseneffekt entsteht, wenn das direkte Sonnenlicht, das von sehr hellen Wolkenrändern reflektierte Licht und das seitwärts aus den Wolkenrändern herausgestreute Licht auf die Meßfläche treffen, d.h. eine Art Bündelung von Strahlung auftritt. Für diese meist recht kurzen Zeitabschnitte vor und nach Abdecken des direkten Sonnenlichtes durch Wolken, erhöhen die Wolken sogar die Einstrahlung an der Meeresoberfläche. In Extremfällen sind während COARE und CEPEX sogar Globalstrahlungen gemessen worden, die die Solarkonstante von 1365 W/m^2 überstiegen. Ähnlich hohe oder sogar höhere Einstrahlungen wurden auch von McCormick und Sührcke (1990) beobachtet. Der Linseneffekt ist ein Resultat der Dreidimensionalität von Wolken und kann mit dem hier verwendeten planparallelen Strahlungstransportmodell nicht erfaßt werden.

Alle Daten links der Maxima stellen Messungen bei mehr oder weniger starker Bewölkung dar. Je kleiner der Wert von T_{clo} ist, desto größer ist die optische Dicke der Wolken.

Einen, wenn auch nur kleinen Einfluß auf die Breite der Verteilungen um die Maxima herum, besonders im sichtbaren Bereich, haben die Abweichungen des momentanen Aerosoleinflusses vom bei der Simulation angenommenen mittleren Aerosol. Die möglichen Schwankungen im Kanal 3, die auf Wasserdampf zurückzuführen sind, sind allerdings schon durch die Berücksichtigung des variierenden Wasserdampfgehaltes auf die simulierten Strahlungsflüsse herauskorrigiert.

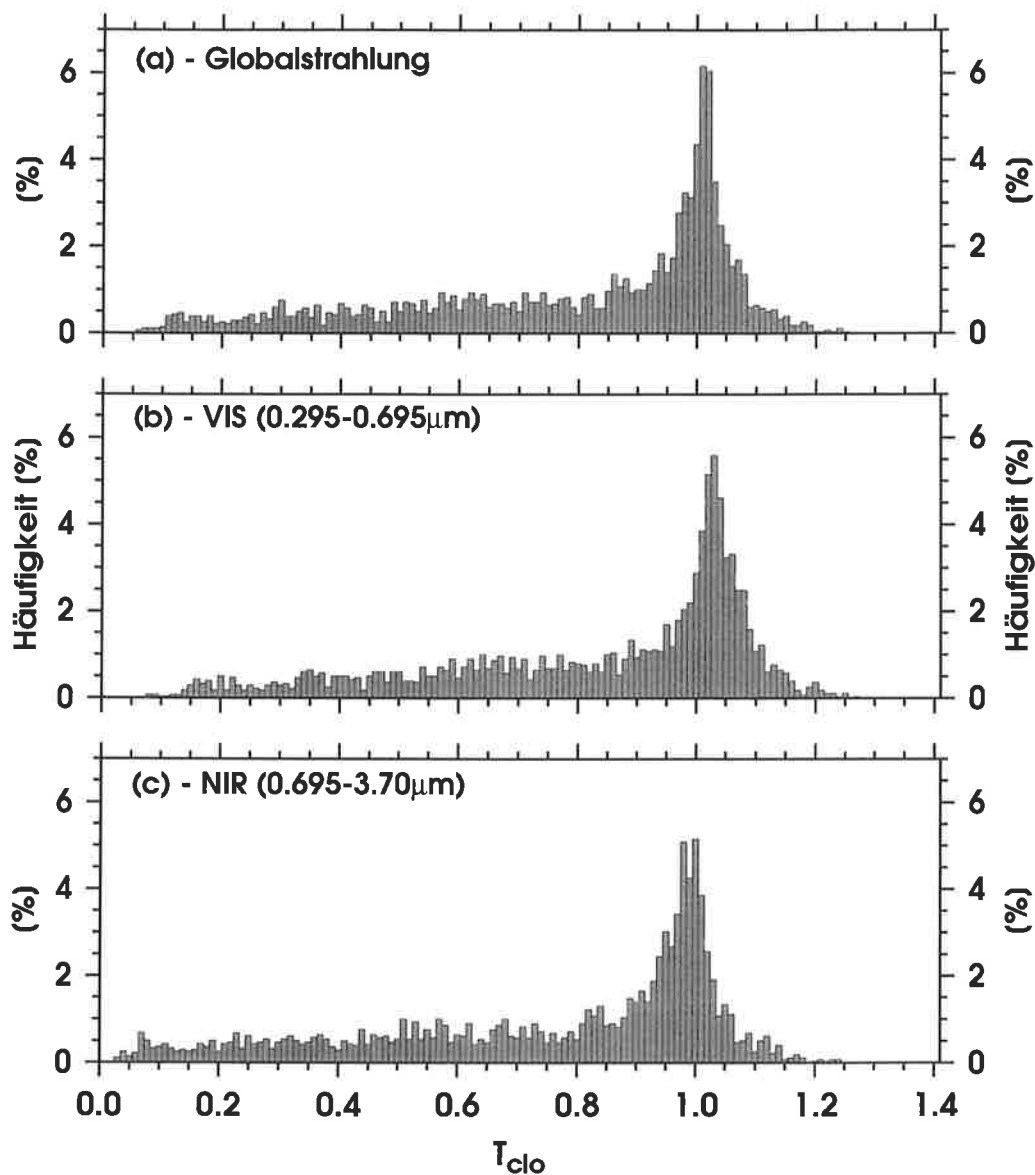


Abbildung 7.1: Häufigkeitsverteilungen der Wolkenstrahlungstransmission T_{clo} für die Globalstrahlung (a) und die Strahlungsflüsse im Sichtbaren (b) und nahen Infrarot (c) für $\cos(\theta) \geq 0.8$.

Sowohl für die Globalstrahlung als auch die Strahlungsflüsse im Sichtbaren und nahen Infrarot stimmen die Simulationen für klaren Himmel mit den Messungen bei klarem Himmel (Maxima der Häufigkeitsverteilungen) sehr gut überein. Im Sichtbaren werden die an der Meeresoberfläche ankommenden Flüsse bei der Simulation systematisch um 3% unterschätzt, während die Flüsse bei der Simulation im nahen Infrarot und für die Globalstrahlung um 1% überschätzt werden. Diese, wenn auch sehr kleinen systematischen Abweichungen zwischen gemessenen und simulierten Flüssen, sollen dennoch beseitigt werden.

Eine Ursache für den Fehler, besonders im sichtbaren Bereich, kann das hier angenommene

klimatologisch mittlere Aerosol aus GADS sein, dessen Partikelgrößenspektren durch die starke räumliche und zeitliche Mittelung sehr viel breiter sind als in situ gemessene Größenverteilungen. Das führt bei der Berechnung der optischen Parameter nach der Mie-Theorie zu richtigen optischen Dicken des Aerosols, bringt jedoch besonders im sichtbaren Teil des Spektrums um so größere Abweichungen, je schmaler die betrachteten Kanäle sind. Vergleicht man die spektralen Extinktionskoeffizienten einer sehr breiten Verteilung mit denen einer schmalen Verteilung so fällt auf, daß die Extinktion der breiten Verteilung im Maximum abnimmt, aber in den Flanken der Verteilung zunimmt. Der über das gesamte Spektrum integrierte Wert bleibt dabei erhalten (Schult, 1996).

Für die Ermittlung des mittleren Wolkeneinflusses auf die spektralen Strahlungsflüsse wird eine Anpassung der simulierten Werte an die gemessenen vorgenommen, um die Maxima der Häufigkeitsverteilungen von T_{clo} in Abbildung 7.1 auf eins zu bringen. Dazu wurden die prozentualen Abweichungen aus den Histogrammen abgelesen und alle simulierten Werte für klaren Himmel wurden mit diesen als konstant angenommenen Faktoren multipliziert. Tabelle 7.1 gibt einen Überblick über die ermittelten Korrekturfaktoren.

Tabelle 7.1: *Die aus den Histogrammen der Abbildungen 7.1 a) - c) ermittelten Korrekturfaktoren für die verschiedenen spektralen Bereiche der simulierten Strahlungsflüsse bei klarem Himmel.*

spektraler Bereich	Korrekturfaktor
Globalstrahlung (0.295-3.70 μm)	0.9901
VIS (0.295-0.695 μm)	1.03
NIR (0.695-3.70 μm)	0.9901

Direkte Vergleiche zwischen gemessenen und simulierten Strahlungsflüssen sind für die in der Warm-pool-Region gemessenen Daten sehr schwierig, da es nahezu keine wolkenlosen Verhältnisse während eines ganzen Tages gab. Außerhalb der Warm-pool-Region gab es jedoch wenige Tage, an denen die Bewölkung so gering war, daß sich ein Vergleich für einen ganzen Tagesgang der spektralen Strahlungsflußdichten lohnt.

Die Abbildung 7.2 zeigt einen solchen Vergleich für die Globalstrahlung, den sichtbaren Spektralbereich und das nahe Infrarot bei annähernd wolkenlosem Himmel. Die Meßdaten stammen vom 17./18. März, während die Vickers von 2°S, 159.65°W nach 0°N, 158.5°W fuhr. Zwischen dem 17. März, 21 UT und dem 18. März, 1 UT wurden 1/8 Cumulus humilis beobachtet, keine mittelhohen und keine hohen Wolken. In den Nachmittagsstunden wurden zusätzlich hohe Wolken der Gattung Cirrus fibratus beobachtet. Die Kreise repräsentieren fünf-Minuten-Mittelwerte der gemessenen Strahlungsflußdichten, die durchgezogene sinusförmige Kurve ist die entsprechende Simulation für den wolkenfreien Fall. Der Betrag des relativen

Fehlers zwischen beiden ist in der gestrichelten Kurve in Prozent angegeben. Der Fehler ist definiert als:

$$\varepsilon = 100 \cdot |(1 - T_{clo})| . \quad (7.2)$$

Abgesehen von einzelnen Maxima der Fehler, die von vorbeiziehenden oder die Sonnenscheibe abdeckenden kleinen Cumuli verursacht wurden, fällt der Vergleich zwischen Messung und Simulation für den wolkenfreien Fall sehr gut aus. Während der Mittagsstunden liegt der relative Fehler für die Globalstrahlung deutlich unter 5%, und selbst für relativ niedrigen Sonnenstand steigt der Fehler kaum über 10%. Der Hauptanteil dieses Fehlers stammt, wie die Abbildung 7.2 b) zeigt, aus dem sichtbaren Anteil. Grund dafür könnte das für die mittlere relative Feuchte von 80% angenommene Aerosol sein, das bei allen Simulation verwendet wurde. Die augenblickliche optische Dicke des Aerosols schwankt während der Messungen unter Umständen mit der relativen Feuchte stark. Dennoch zeigt der Vergleich sehr gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung.

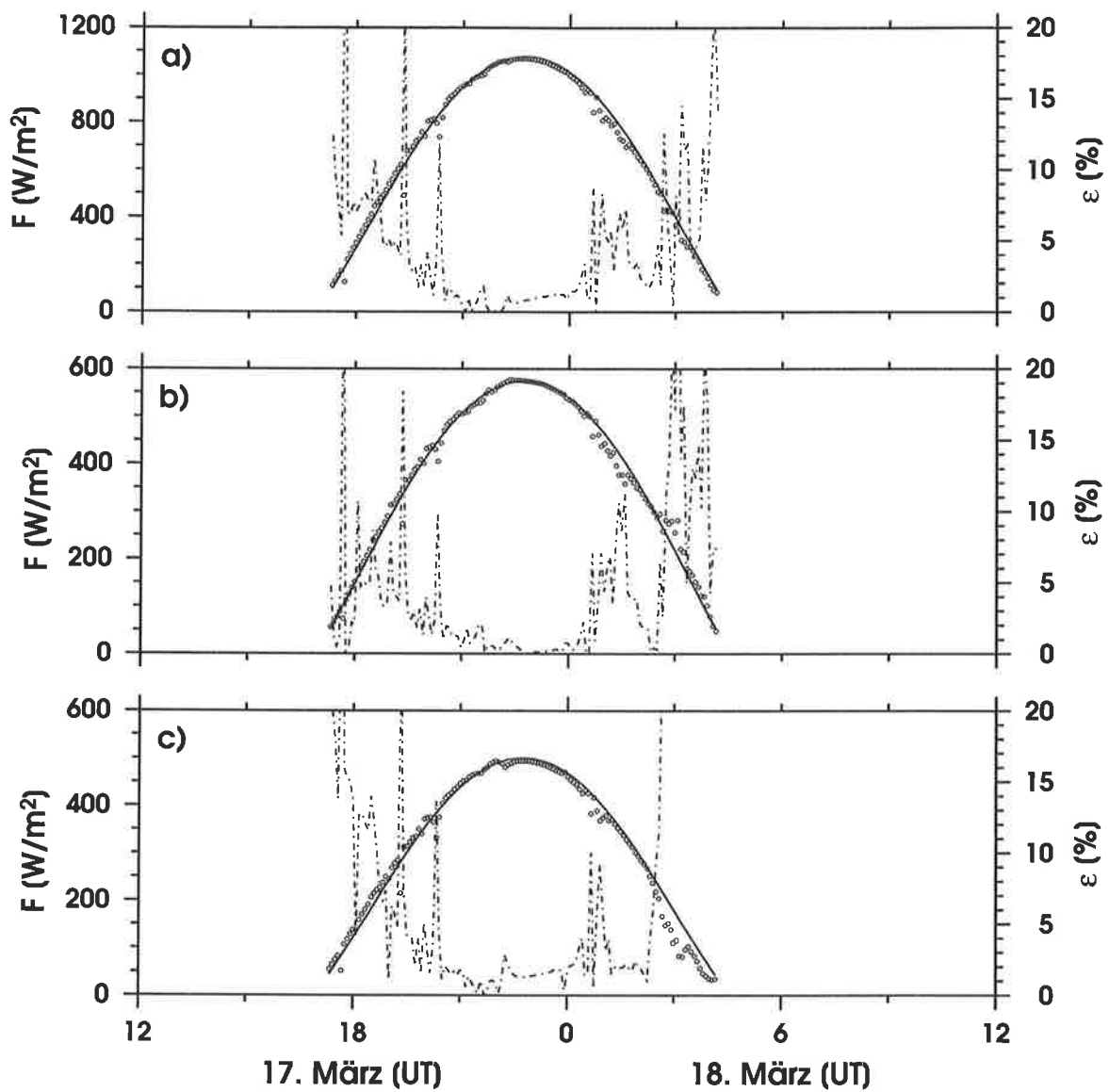


Abbildung 7.2: Vergleich zwischen gemessenem und simuliertem Strahlungsfluß an der Meeresoberfläche für einen nahezu wolkenlosen Tag für die Globalstrahlung (a), den sichtbaren (b) und den nahen infraroten Bereich (c).

7.2 Typische Bewölkungsverhältnisse

Bevor ein Vergleich zwischen Messung und Simulation für bewölkten Himmel vorgenommen wird, ist es notwendig, zuerst die mittleren bzw. typischen Bewölkungsverhältnisse, die während der beiden Experimente beobachtet wurden, herauszuarbeiten und eine Unterteilung in verschiedene geographisch/klimatische Regionen bzw. Wolkenklassen vorzunehmen. Das soll in diesem Kapitel geschehen.

Die mittleren Bewölkungsverhältnisse, wie sie innerhalb und außerhalb der Warm-pool-Region während der stündlichen Wolken- und Wetterbeobachtungen (OBS) ermittelt wurden, sind in den Histogrammen in Abbildung 7.3 und 7.4 dargestellt. Bei den OBS werden zu jeder vollen Stunde der Gesamtbedeckungsgrad N , der Bedeckungsgrad mit niedrigen Wolken N_h , die Höhe der Wolkenuntergrenze h und die Wolkentypen in drei Stockwerksklassen (bis 2 km für niedrige, C_l , 2-8 km für mittelhohe, C_m , und 6-18 km für hohe Wolken, C_h) unterteilt protokolliert. Die niedrigen, mittelhohen und hohen Wolken werden entsprechend dem Standard-Wetterschlüssel der WMO (1975) in verschiedene Wolkentypen unterteilt. In Abbildung 7.3 a) und b) repräsentieren N und N_h den Gesamtbedeckungsgrad bzw. den Bedeckungsgrad mit den niedrigsten beobachteten Wolken in Achteln. Eine kurze Liste der Bedeutung der Schlüssel für h , C_l , C_m und C_h wird zum Verständnis der Häufigkeitsverteilungen in der Tabelle 7.2 gegeben.

Tabelle 7.2: *Übersicht über die in den Häufigkeitsverteilungen der Abbildungen 7.3 und 7.4 verwendeten Schlüssel für die beobachteten Wolkentypen und deren Untergrenzen in tropischen Gebieten (nach WMO, 1975).*

Schlüssel	h [km]	C_l tiefe Wolken (bis 2 km)	C_m mittelhohe Wolken (2 - 8 km)	C_h hohe Wolken (6 - 18 km)
0	0-0.05	keine		
1	0.05-0.1	Cumulus humilis oder fractus	Altostratus translucidus	Cirrus fibratus
2	0.1-0.2	Cumulus congestus oder mediocris	Altostratus opacus oder Nimbostratus	Cirrus spissatus
3	0.2-0.3	Cumulonimbus calvus	Altostratus translucidus	Cirrus spissatus cumulonimbogenitus
4	0.3-0.6	Stratocumulus cumulonigenitus	Altostratus lenticularis	Cirrus uncinus oder fibratus

Schlüssel	h [km]	C_l tiefe Wolken (bis 2 km)	C_m mittelhohe Wolken (2 - 8 km)	C_h hohe Wolken (6 - 18 km)
5	0.6-1	Stratocumulus strati- formis	Alto cumulus translu- cidus in Banden	Cirren, streifenförmig oder Cirrostratus, zunehmend, noch unter 45° über Hori- zont
6	1-1.5	Stratus nebulosus oder fractus	Alto cumulus cumulo- genitus	wie 5, über 45°
7	1.5-2	Schlechtwetter Stratus fractus oder Schlecht- wetter-Cumulus frac- tus	Alto cumulus dublica- tus oder opacus	Cirrostratus, der den ganzen Himmel bedeckt
8	2-2.5	Cumulus und Strato- cumulus non-cumulo- genitus	Alto cumulus castella- nus oder floccus	Cirrostratus, nichtzu- nehmend, nicht den ganzen Himmel bedeckend
9	> 2.5 oder wolken- los	Cumulonimbus capil- latus	Alto cumulus bei chaotischem Himmel in mehreren Niveaus	Cirrocumulus mit oder ohne Cirrostratus
X	-	sind wegen Dunkelheit, Nebel oder tiefer liegenden Wolken nicht zu sehen.		

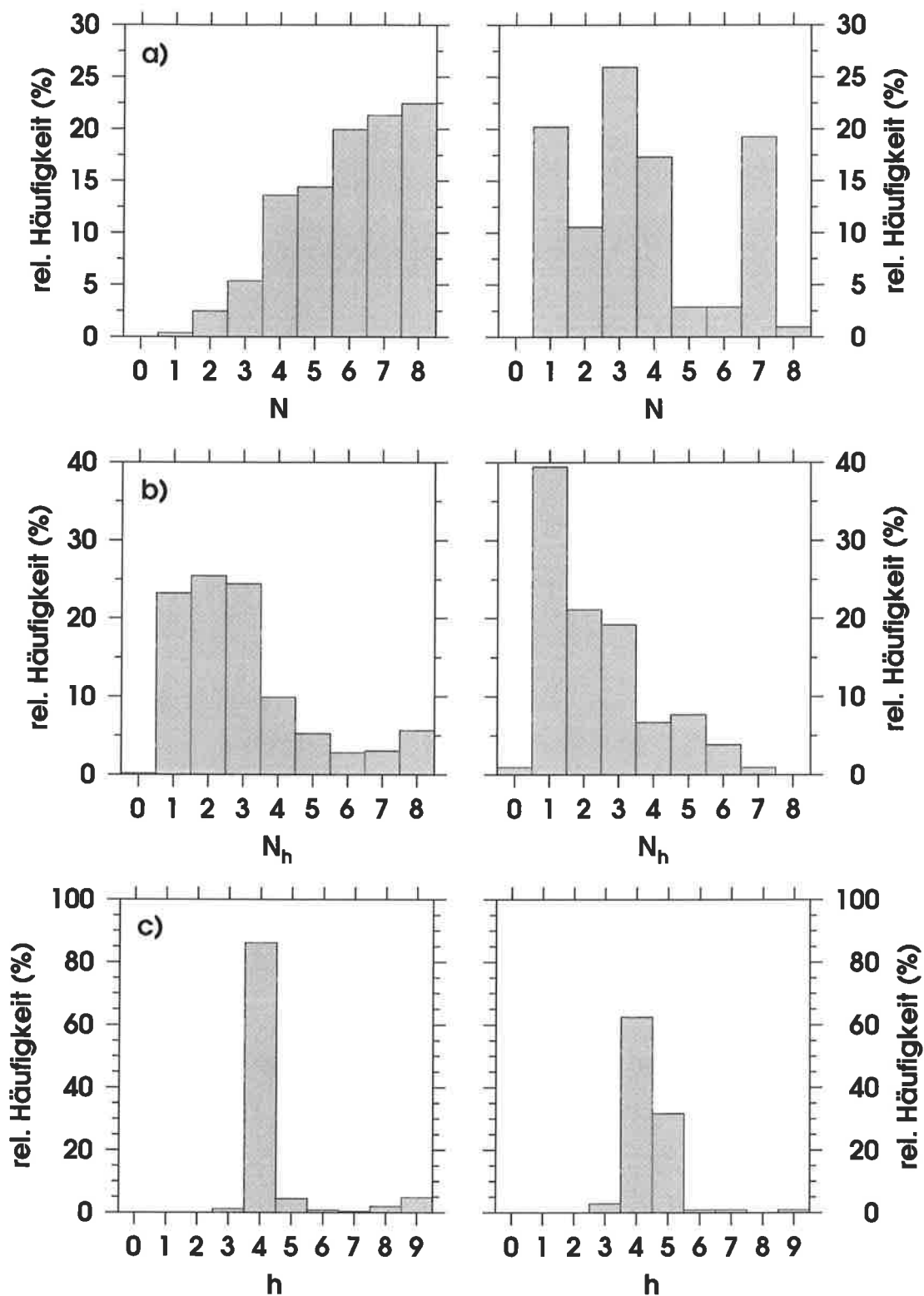


Abbildung 7.3: Häufigkeitsverteilungen der beobachteten Wolkenparameter N , N_h , und h für die Gebiete „Warm-pool“ (links) und „übriger tropischer Pazifik“ (rechts).

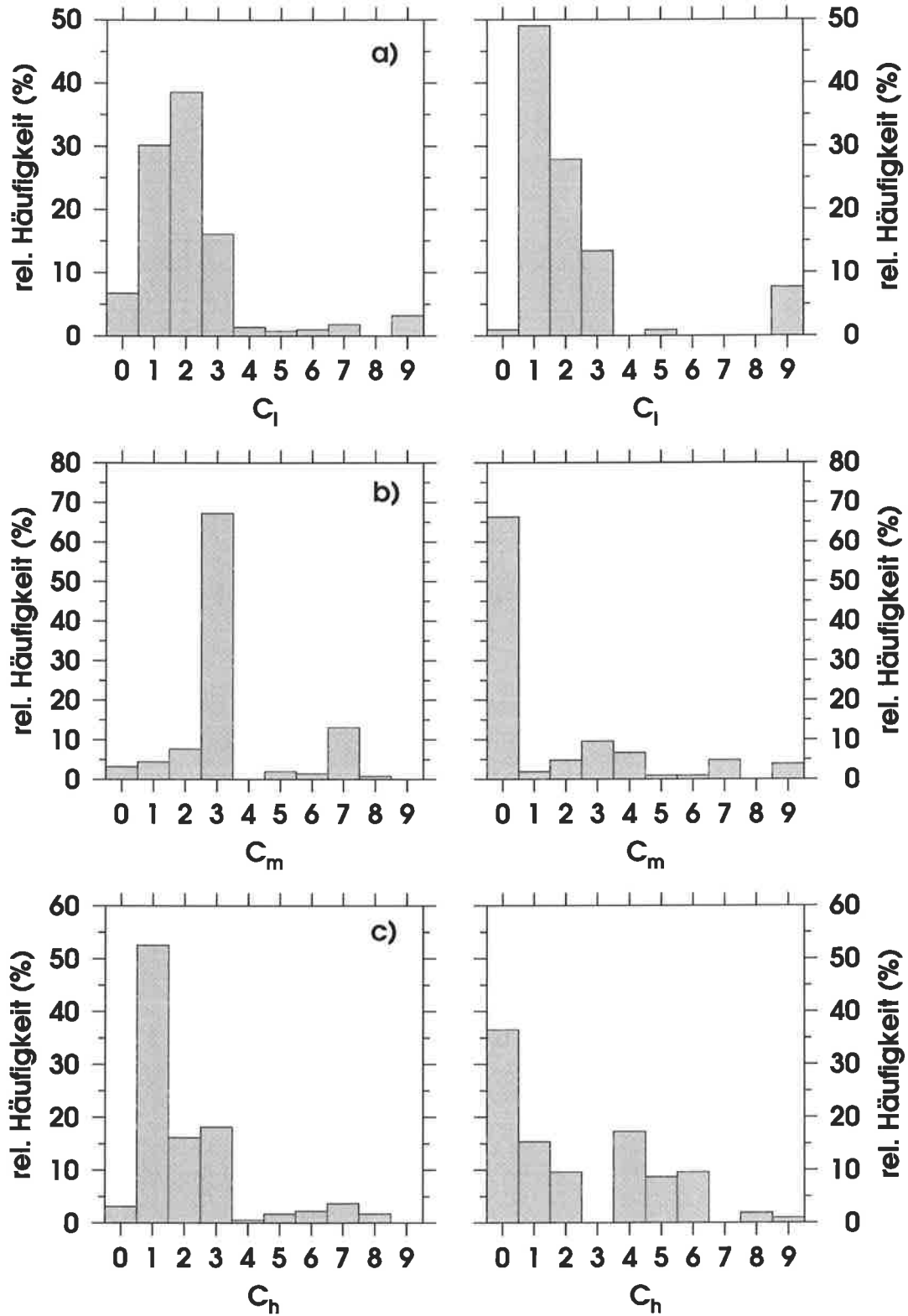


Abbildung 7.4: Häufigkeitsverteilungen der beobachteten Wolkentypen C_l , C_m und C_h innerhalb (links) und außerhalb (rechts) der Warm-pool-Region. Weitere Erklärung siehe Text.

Der Gesamtbedeckungsgrad von 8/8 ist innerhalb der Warm-pool-Region am häufigsten beobachtet worden, mit zu niedrigeren Bedeckungsgraden kontinuierlich sinkender Häufigkeit. Bedeckungsgrade mit niedrigen Wolken liegen am häufigsten zwischen 1/8 - 3/8, sowohl in der Warm-pool-Region als auch außerhalb. Auch die Untergrenzen der jeweils tiefsten Wolken liegen in beiden Regionen fast immer zwischen 300 und 600 m.

Sehr deutlich treten die Unterschiede der Bewölkungsverhältnisse zwischen Warm-pool-Region (linke Seite der Abbildungen 7.3 und 7.4) und östlichem tropischen Pazifik (rechte Seite der Abbildungen 7.3 und 7.4) für die verschiedenen Parameter hervor. Während im westlichen Pazifik niedrige Wolken der Gattung Cumulus congestus ($C_l = 2$) und Cumulonimbus calvus ($C_l = 3$) überwiegen, sind als tiefe Wolken im östlichen tropischen Pazifik überwiegend die Schönwetter-Cumuli ($C_l = 1$) anzutreffen. Die geringere Häufigkeit der beobachteten Cumulonimbus capillatus ($C_l = 9$) in der Warm-pool-Region muß damit verbunden sein, daß diese Wolkenform sehr häufig durch tiefere Wolken von unten nicht eindeutig festgestellt werden kann. Der größte Unterschied in der Bewölkung zwischen Warm-pool-Region und östlichem Pazifik ist jedoch bei mittelhohen Wolken zu finden. So werden innerhalb der Warm-pool Region bei fast 70% der Beobachtungen mittelhohe Wolken der Gattung Altocumulus translucidus ($C_m = 3$) beobachtet, während im östlichen Teil keine mittelhohen Wolken am häufigsten beobachtet wurden. Bei den Beobachtungen hoher Wolken bestehen nicht so gravierende Unterschiede; lediglich die Wolkengattungen $C_h = 4, 5, 6$ werden außerhalb der Warm-pool-Region etwas häufiger beobachtet.

Sicherlich sind die Wolkenbeobachtungen sehr stark vom jeweiligen Beobachter und dessen Fähigkeit, die Wolken zu klassifizieren, abhängig. Zudem gab es auch einen Beobachterwechsel zwischen den Experimenten COARE und CEPEX. Dieser Beobachterwechsel sollte bei der Interpretation dieser Daten beachtet werden. Allerdings zeigen während beider Experimente zeitweilig gemachte Video- und Kameraaufnahmen der Bewölkung sehr gute Übereinstimmung mit den aufgezeichneten Beobachtungen.

Eine weitere Unterteilung der Häufigkeitsverteilungen für die Wolkenbeobachtungen außerhalb der Warm-pool-Region in tropische und subtropische Anteile ist zu unsicher, da sich das Schiff nur 3 Tage in der Passatregion befand und daher nur 36 Beobachtungen zur Verfügung stehen, die keine typische Verteilung repräsentieren können. Immerhin stehen 108 Beobachtungen (9 Tage) außerhalb und 492 Beobachtungen (41 Tage) aus der Warm-pool-Region zur Verfügung. Diese großen Unterschiede der Anzahl von Beobachtungen zwischen Warm-pool-Region und übrigen tropischem Pazifik ist auch der Grund für die fehlende Kontinuität bei der Häufigkeitsverteilung des Bedeckungsgrades im östlichen Teil des tropischen Pazifik.

In den tropischen Regionen sind typischerweise die Jahresgänge verschiedener Parameter nur sehr schwach ausgeprägt. Deshalb wird hier davon ausgegangen, daß die innerhalb der inner-tropischen Konvergenzzone gesammelten Daten als annähernd repräsentativ für dieses Gebiet angesehen werden können. Das wird für die Messungen während TOGA-COARE auch von Waliser et al. (1996) bestätigt.

7.2.1 Einteilung der Messungen nach Wolkenklassen

In diesem Abschnitt sollen die Messungen nicht nach Regionen, sondern nach Wolkenklassen eingeteilt werden, um typische Strahlungsflüsse bzw. deren spektrale Zusammensetzungen, verursacht durch verschiedene Wolkentypen, herauszufiltern. Dazu wurden neben den OBS auch vorhandene Photo- und Videoaufnahmen der Bewölkung, die während CEPEX gemacht wurden, ausgewertet. Da die OBS nichts darüber aussagen, wie die Verteilung der verschiedenen Wolkentypen am Himmel ist, können die Bilddaten bei der Erfassung des Einflusses verschiedener Wolkentypen sehr hilfreich sein. In den OBS werden zum Beispiel auch einzelne konvektive Wolken verschlüsselt, die auf den Strahlungsfluß an der Meeresoberfläche keinen nennenswerten Einfluß haben müssen, solange sie sich nicht direkt neben oder vor der Sonne befinden. Auch ausgedehnte schichtartige Wolkenfelder, die noch nicht den ganzen Himmel bedecken, müssen nicht unbedingt großen Einfluß auf die Strahlungsflußmessungen haben, sofern die direkte Sonnenstrahlung ungehindert passieren kann. Etwa 90% des Strahlungsflusses an der Meeresoberfläche stammen nämlich bei nicht verdeckter Sonne von der direkten Sonnenstrahlung. Damit wird das Spektrum, solange ein bedeutender Anteil direkte Sonnenstrahlung passieren kann, von dieser dominiert.

Videoaufnahmen während CEPEX liegen für die Zeitabschnitte 10. März 1993, 1:30 - 6:00 UT und 12. März 1993, 10:30 UT - 17. März 1993, 4:00 UT vor. Bei den Videoaufnahmen wurden jeweils etwa 8 Minuten vor und nach einer vollen Stunde ein oder mehrere Keraschwenks in alle Himmelsrichtungen und in den Zenit ausgeführt. Photoaufnahmen zu jeder vollen Stunde während des Tages liegen in digitaler Form für alle Himmelsrichtungen und den Blick in den Zenit für den Zeitabschnitt 9. März 1993, 21:00 UT bis 16. März 1993, 23:00 UT fast lückenlos vor. Aufnahmen aus dem Gebiet der Warm-pool-Region stehen damit nur für den 9. bis einschließlich 11. März 1993 zur Verfügung.

In Tabelle 7.3 sind Zeitabschnitte eingetragen, für die aus den OBS, Videoaufnahmen und Photographien bezüglich des Strahlungstransportes fast reine Bewölkungsverhältnisse vorzufinden waren. Für diese Analyse wurden ausschließlich Beobachtungen bei hohem Sonnenstand herangezogen ($\cos(\theta) \geq 0.8$). Die in der ersten Spalte stehende Wolkengattung beeinflusst hauptsächlich die spektralen Strahlungsflüsse an der Meeresoberfläche. Es sind auch Zeitabschnitte in der Tabelle festgehalten worden, in denen der Himmel nahezu chaotisch war. Chaotisch werden hier und im folgenden die Bewölkungsverhältnisse genannt, bei denen Wolken in allen drei Schichten mit hoher optischer Dicke (geringer Transmission) vorhanden waren und Regen bzw. Fallstreifen bei der Beobachtung protokolliert worden sind. Ebenso sind in der Tabelle die mittlere Wolkenstrahlungstransmission, T_{clo} , das Verhältnis VIS/G und die aus den GMS-Satellitendaten abgeleiteten Temperaturen der Wolkenoberkante, t_{GMS} , angegeben. Die Werte dieser drei Parameter sind jeweils Mittelwerte, die für den gesamten Zeitraum errechnet wurden, der in der zweiten Spalte der Tabelle 7.3 steht.

Tabelle 7.3: *Wolkenstrahlungstransmission, T_{clo} , Anteil des sichtbaren an der Globalstrahlung, VIS/G , und Wolkenoberkantentemperatur aus GMS-Satellitendaten, t_{GMS} , für verschiedene Bewölkungsklassen und chaotischen Himmel.*

Gattung (N)	Zeitabschnitt	T_{clo}	VIS/G	t_{GMS} [°C]
$C_l = 1$ (3/8)	16. März, 19:00 - 21:00	0.954	0.528	17.99
$C_l = 2$ (3/8)	13. März, 0:00 - 1:30	0.967	0.526	18.53
$C_l = 2$ (2/8)	17. März, 0:00 - 2:00	0.924	0.557	17.85
$C_l = 3$ (4/8)	11. März, 1:40 - 3:10	0.968	0.562	8.46
$C_l = 3$ (3/8)	12. März, 2:00 - 3:00	0.804	0.577	19.37
$C_m = 1$	9. März, 0:30 - 2:30	0.622	0.580	-27.41
$C_m = 3$	9. März, 21:50 - 22:50	1.021	0.541	-9.32
$C_m = 3$	9. März, 23:00 - 0:15	0.948	0.548	-2.91
$C_m = 6$	10. März, 23:00 - 23:50	0.890	0.553	-0.35
$C_m = 7$	10. März, 23:50 - 0:05	0.594	0.577	-1.55
$C_h = 1$	11. März, 1:00 - 1:05	0.945	0.549	-11.87
$C_h = 4$	15. März, 2:30 - 3:25	0.810	0.546	-11.67
$C_h = 4$	15. März, 22:20 - 23:30	0.952	0.536	17.31
$C_h = 5$	16. März, 0:30 - 3:30	0.892	0.574	0.80

Gattung (N)	Zeitabschnitt	T_{clo}	VIS/G	t_{GMS} [°C]
Wolken in allen Niveaus und Regen oder Schauer im Gesichtsfeld	31. Januar, 22:00 - 4:00	0.278	0.651	-54.35
	11. Februar, 22:00 - 1:30	0.253	0.660	-52.89
	20. Februar, 0:30 - 1:15	0.135	0.710	-64.70
	24. Februar, 0:00 - 3:00	0.460	0.600	-19.52
	25. Februar, 1:45 - 5:00	0.229	0.673	-48.10

Eingeteilt sind diese Zeitabschnitte auch in Beobachtungen von niedrigen, mittelhohen und hohen Wolken mit dem aus dem OBS-Protokoll entnommenen Wolkentyp laut WMO Wolkenschlüssel.

Die Werte für T_{clo} , VIS/G und t_{GMS} bei wolkenlosem Himmel liegen bei 1.0, 0.534 bzw. +28°C. Für die C_l -, C_m - und C_h -Wolken in der Tabelle 7.3 ergeben sich keine signifikanten Unterschiede voneinander, weder in der Wolkentransmission, noch im Verhältnis VIS/G oder bei der Wolkenobergrenzentemperatur aus GMS-Daten. Es ist lediglich eine deutliche Abhängigkeit des Verhältnisses VIS/G von der Transmission zu erkennen. Je geringer die Transmission (größere optische Dicke) wird, desto größer wird das Verhältnis VIS/G . Nur für die chaotischen Verhältnisse zeigen sich von den wolkenlosen Fällen signifikante Abweichungen in allen drei Parametern. Mit sinkender Transmission steigt das Verhältnis VIS/G an, während die Wolkenobergrenzentemperatur fällt.

7.3 Mittlerer Wolkeneinfluß

Für die Ableitung des mittleren Wolkeneinflusses wurden die Messungen beider Experimente in die beiden verschiedenen Ursprungsregionen eingeteilt und dann mit den Simulationen für wolkenlosen Himmel verglichen:

- Warm-pool-Region, alle Daten während TOGA-COARE und CEPEX Daten bis 175°E (30.01.93 bis 11.03.93),
- übriger tropischer Pazifik, CEPEX-Daten von 180°W bis 150°W (12.03.93 bis 20.03.93).

In der Tabelle 7.4 ist die mittlere Reduktion der spektralen Strahlungsflüsse durch die Anwesenheit von Wolken für beide Regionen und verschiedene Sonnenzenitwinkel in Prozent angegeben. Es wurden zum einen nur die Daten verwendet, bei denen die Sonnenhöhe größer oder gleich 53.1° ($\cos(\theta) \geq 0.8$) betrug, zum anderen alle Daten, bei denen die Sonne mindestens 7.9° über dem Horizont stand ($\cos(\theta) \geq 0.13$), um auch den Einfluß der Wolken bei flachem

Sonnenstand zu berücksichtigen.

Tabelle 7.4: *Mittlere Reduktion der spektralen Strahlungsflüsse an der Meeresoberfläche in % für die verschiedenen geographischen Regionen, bei Einbeziehung von Meßwerten aus verschiedenen Sonnenzenitwinkelbereichen.*

	$\cos(\theta) \geq 0.8$	$\cos(\theta) \geq 0.13$
	Warm-pool-Region:	
<i>G</i>	-24.1	-29.7
<i>VIS</i>	-21.7	-26.2
<i>NIR</i>	-26.5	-33.5
	übriger tropischer Pazifik:	
<i>G</i>	-8.3	-14.4
<i>VIS</i>	-6.8	-11.4
<i>NIR</i>	-9.5	-17.5

Die Unterschiede des Wolkeneinflusses in den Regionen Warm-pool und übriger tropischer Pazifik sind signifikant. Während in der Warm-pool-Region die Wolken für eine mittlere Reduktion der Globalstrahlung gegenüber dem Strahlungsfluß bei gleichem Wasserdampfgehalt aber wolkenlosem Himmel von 24% sorgen, ist diese Reduktion mit nur etwas über 8% in dem übrigen tropischen Pazifik sehr gering. Die Aufteilung in die beiden Spektralbereiche Sichtbares und nahes Infrarot zeigt, daß trotz der schon herauskorrigierten direkten Wasserdampfabhängigkeit, die Wolken im nahen Infrarot durch Photonenwegverlängerungen bei Mehrfachstreuung und Flüssigwasserabsorption durch Wolkenwasser stärkeren Einfluß auf den Strahlungsfluß haben, als im sichtbaren Bereich. Eine Trennung zwischen dem Einfluß der Flüssigwasserabsorption und dem der Photonenwegverlängerung kann aus den Meßdaten nicht vorgenommen werden, da die Absorptionslinien von Flüssigwasser und Wasserdampf fast direkt übereinanderliegen und sich beide im Bereich jenseits von $0.7 \mu\text{m}$ befinden. Es kann der Versuch unternommen werden, die beiden Einflüsse bei der Simulation zu trennen, indem einmal eine Wolkenschicht mit Wasserdampfsättigung und zum anderen die gleiche Wolkenschicht ohne Wasserdampf betrachtet wird. Die Differenz beider Simulationen ist dann ein Maß für den Einfluß der Photonenwegverlängerung bei Mehrfachstreuung.

Der über einen Tag gemittelte spektrale Strahlungsfluß an der Meeresoberfläche bei wolkenlosem Himmel und bei mittleren Bewölkungsverhältnissen ist in der Tabelle 7.5 aufgelistet. Die Unterschiede in den Strahlungsflüssen bei wolkenlosem Himmel kommen aufgrund der verschiedenen Wasserdampfgehalte der Warm-pool-Region (im Mittel 54 kg/m^2) und des übrigen tropischen Pazifiks (40 kg/m^2) zustande. Davon ist das nahe Infrarot wegen der in dem Bereich angesiedelten Wasserdampfabsorption sehr viel stärker betroffen als der sichtbare Bereich. Die Strahlungsflüsse bei wolkenlosem Himmel im Sichtbaren sind nämlich fast nicht von der Region und damit dem Wasserdampfgehalt abhängig. Die mittleren Strahlungsflüsse bei mittlerer Bewölkung sind ebenfalls in der Tabelle angegeben. In der Warm-pool-Region sind sowohl die Globalstrahlung als auch die Flüsse im Sichtbaren und nahen Infrarot sehr viel stärker von den Wolken beeinflusst als außerhalb der Region. Auch das mittlere Verhältnis VIS/G ist innerhalb der Warm-pool-Region größer als außerhalb.

Tabelle 7.5: *Tagesmittelwerte der spektralen Strahlungsflußdichten für wolkenlosen Himmel und mittlere Bewölkungsverhältnisse für die beiden Regionen Warm-pool und östlicher tropischer Pazifik.*

	Strahlungsfluß bei klarem Himmel (simuliert) [W/m ²]		Strahlungsfluß bei mittleren Bewölkungsverhältnissen (gemessen) [W/m ²]	
	Warm-pool	östl. trop. Pazifik	Warm-pool	östl. trop. Pazifik
<i>G</i>	363.1	373.4	255.4	319.6
<i>VIS</i>	199.2	201.0	147.4	178.3
<i>NIR</i>	163.9	172.4	108.0	141.3
<i>VIS/G</i>	0.549	0.538	0.577	0.558

7.4 Vergleich für bewölkten Himmel

Für die Simulation der spektralen Strahlungsflüsse ist es nötig, die folgenden mikro- und makrophysikalischen Eigenschaften jeder Wolke zumindest in einer Dimension zu kennen:

1. Tropfengrößenspektren,
2. Mischungsverhältnis zwischen Wasser- und Eisteilchen bei Mischwolken,
3. exakte Formen der Eisteilchen,
4. genaue Lage der Wolken in der Atmosphäre,
5. optische Dicke der Wolken bei $0.55 \mu\text{m}$.

All diese mikro- und makrophysikalischen Eigenschaften der Wolken können nicht zu jedem Zeitpunkt aufgezeichnet werden. Dennoch ist es möglich, die spektralen Strahlungsflüsse mit den Modellergebnissen prinzipiell für verschiedene, konstruierte Wolkentypen, die annähernd realistische Eigenschaften besitzen, für verschiedene optische Dicken zu simulieren, um somit den Einfluß der Wolkenmikrophysik auf den spektralen Strahlungsfluß zu untersuchen. Wie in Kapitel 5.3 schon gezeigt wurde, ist dabei die geometrische Dicke der Wolken von untergeordneter Bedeutung, während die Lage der Wolken in der Atmosphäre großen Einfluß auf die Reflexion und Absorption haben. Deshalb wird hier wieder von Atmosphären/Wolkenmodell der Abbildung 5.5 ausgegangen. Damit ist es möglich, Wolken in 3 verschiedenen Höhen, mit unterschiedlicher Mikrophysik zu untersuchen. Besonders interessant ist dabei die Wirkung hoher, kalter und optische sehr dicker Eiswolken, wie sie im Meßgebiet häufig beobachtet werden. Diese Wolken sind Anlaß zur Mutmaßung, daß eine Art Thermostat bei der Regulierung der maximal möglichen Ozeanoberflächentemperatur im tropischen Pazifik behilflich ist. Die Thermostat-Hypothese besagt nämlich, daß ab einer Schwellwerttemperatur der Meeresoberfläche von etwa 29°C , hochreichende Konvektion entsteht, deren dichte Eiswolken an der Obergrenze der Troposphäre soviel solare Strahlung reflektiert, daß ein weiteres Anwachsen der Meeresoberflächentemperatur verhindert wird (Ramanathan und Collins, 1991).

Um einen direkten Vergleich zwischen Messungen und Simulationen durchführen zu können, müssen Parameter benutzt werden, die sowohl aus den Messungen, als auch aus den Simulationen abgeleitet werden können. Besonders gut eignen sich dafür die mittlere Transmission der Wolken, als Maß für die optische Dicke und das Kanalverhältnis zwischen sichtbarem Spektralbereich und der Globalstrahlung, VIS/G , als Maß für den Wolkeneinfluß auf das solare Spektrum. Die mittlere Transmission der Wolken kann leicht mit Hilfe der Simulationen für wolkenlosen Himmel aus den Meßdaten abgeleitet werden (siehe Gleichung (7.1)). Das Kanalverhältnis VIS/G ist am günstigsten, da der maximal zu erwartende Fehler durch Fehlerfortpflanzung aufgrund der Kombination von Meßwerten für dieses Verhältnis am niedrigsten ist.

Abbildung 7.5 zeigt den Vergleich zwischen den aus Messungen und den mit dem Matrix-Operator-Modell abgeleiteten Größen.

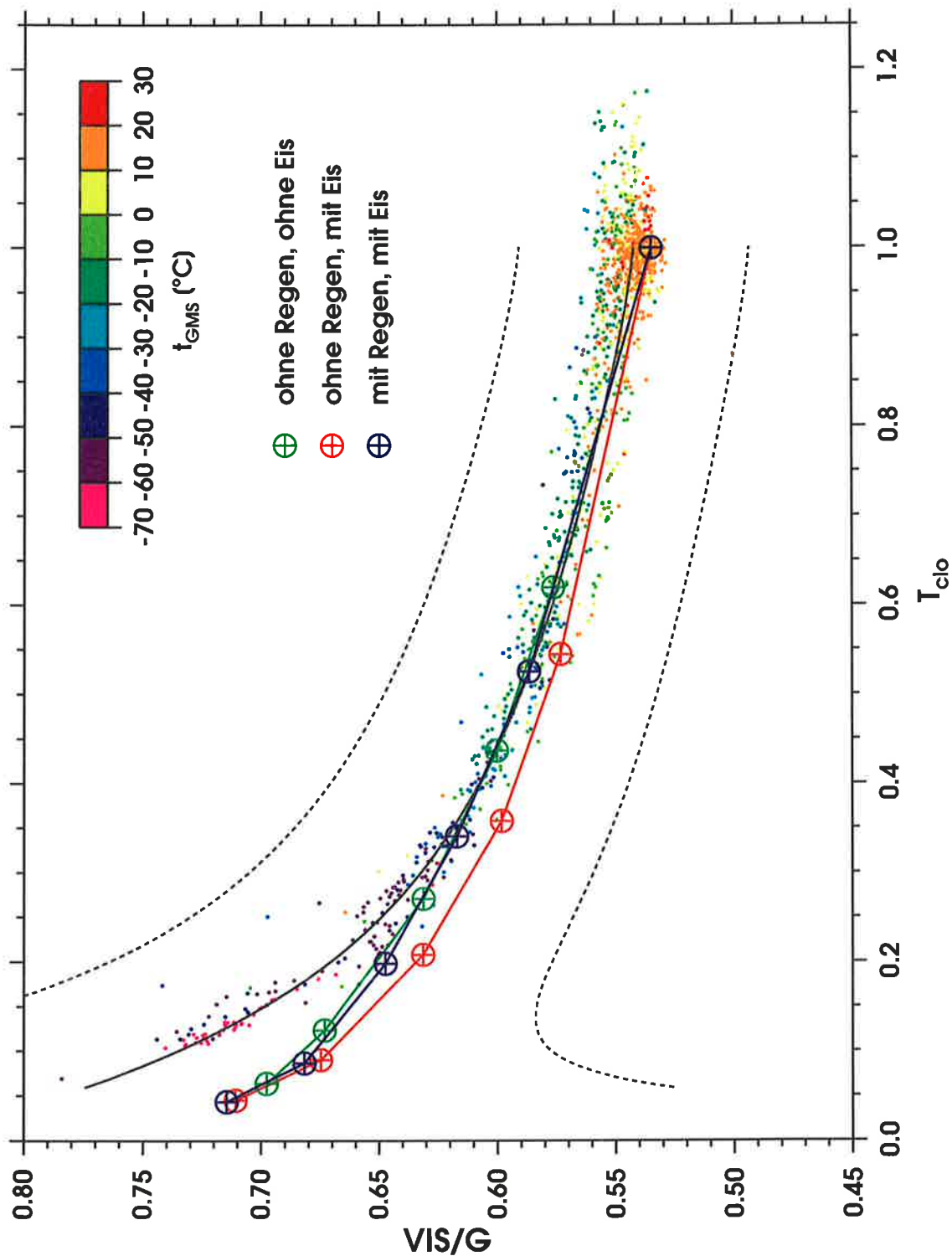


Abbildung 7.5: Verhältnis VIS/G in Abhängigkeit von der mittleren Wolkenoberkantentemperatur. Ebenfalls sind Simulationen für variierende Wolkenmikrophysik und optische Dicke dargestellt. Weitere Erklärungen siehe Text.

Das Verhältnis zwischen dem Strahlungsfluß aus dem sichtbaren Bereich zur Globalstrahlung, ist gegen die mittlere Transmission der Wolken aufgetragen. Die mittlere Wolken-Transmission ist das Verhältnis zwischen gemessenem abwärtsgerichtetem Strahlungsfluß an der Meeresoberfläche zu dem Strahlungsfluß, der bei dem entsprechenden Sonnenzenitwinkel und gleichem Wasserdampfgehalt für wolkenlosen Himmel simuliert worden ist (Gleichung (7.1)). Die farbigen Punkte sind die aus den Messungen an der Meeresoberfläche abgeleiteten fünf-Minuten-Mittelwerte. Es sind hier nur die Daten dargestellt, für die der Sonnenzenitwinkel nicht über 53° hinausgeht, um die Meßunsicherheiten niedrig zu halten und die Vergleichbarkeit mit Modelldaten des planparallelen Modells möglichst zu gewährleisten. Um die Unsicherheit der aus Messungen abgeleiteten Größen weiter zu minimieren, sind alle Datenpunkte unberücksichtigt geblieben, für die anhand von Messungen der Regenraten Niederschlag festgestellt werden konnte. Niederschlag kann die Meßsignale durch Abkühlung der Filterkuppeln der Pyranometer oder durch Lichtbrechung der auf den Filterkuppeln aufliegenden Wassertropfen unter Umständen beeinflussen. Die durchgezogene schwarze Linie ist eine Ausgleichskurve durch die Meßdaten, die gestrichelten sind die aus den theoretisch abgeschätzten Meßfehlern für diese Kanalkombination abgeleitete Standardabweichung.

Die verschiedenen Farben, die jedem Meßpunkt zugeordnet sind, stellen die Wolkenobergrenztemperatur, die aus GMS-Infrarotdaten abgeleitet worden sind, dar. Zu sehen ist die mittlere Temperatur eines $15 \times 15 \text{ km}^2$ (3×3 Pixel) großen Gebietes, dessen Mittelpunkt die Position der Vickers wiedergibt.

Für einen Teil der Daten ist eine deutliche Häufung von Wolken-Transmissionen nahe eins zu sehen. Sogar Wolken-Transmissionen bis zu 1.15 sind nicht selten beobachtet worden. Letztere sind auf den vorher schon beschriebenen Linseneffekt zurückzuführen. Diese Horizontaldivergenzen des Strahlungsflusses aufgrund der Dreidimensionalität der Wolken sind in der Lage, die Messungen der Absorption von Wolken mit Hilfe von Strahlungsflußmessungen über- und unterhalb der Wolken unter Umständen stark zu beeinflussen (z.B. Newiger und Bähnke, 1980; Hayasaka, 1995; Ackerman und Cox, 1981).

Sehr erfreulich ist die Tatsache, daß die Unsicherheit der Meßwerte, die durch die Streuung um die Ausgleichskurve dargestellt wird, selbst für geringe Transmissionen sehr viel niedriger ausfällt, als die in Kapitel 2.9 theoretisch abgeleitete. Selbst bei stark abnehmender Wolken-Transmission wächst die Streuung um die Ausgleichskurve nicht, während der theoretisch abgeleitete Fehler für Transmissionen unter 0.1 exponentiell anwächst (gestrichelte Kurven in Abbildung 7.5). Mit dem hier verwendeten eindimensionalen Strahlungstransportmodell können diese horizontalen Strahlungsflußdivergenzen nicht aufgelöst werden, die, wie in den Histogrammen der Abbildung 7.1 a)-d) zu sehen ist, den Strahlungsfluß an der Meeresoberfläche beträchtlich verändern können.

Das dargestellte Verhältnis VIS/G in Abbildung 7.5 zeigt bei Transmissionen zwischen 1.0 und 0.4 einen fast linearen Anstieg. Bei noch kleineren Transmissionen verstärkt sich der Anstieg mit abnehmender Transmission immer mehr. Auch die Wolkenoberkantentemperatur-

ren zeigen eine klare Abhängigkeit von der Transmission bzw. dem Verhältnis VIS/G . So treten in dem besonders interessanten Bereich unterhalb einer Transmission von etwa 0.4, sehr niedrige Wolkenoberkantentemperaturen in Verbindung mit hohen Verhältnissen von VIS/G auf. Das ist genau der Bereich, für den auch hochreichende Konvektion beobachtet werden kann. Diese Daten stammen ausschließlich aus Messungen innerhalb der Warm-pool-Region, die durch häufig auftretende hochreichende Konvektion charakterisiert ist. Daten aus dem östlichen tropischen Pazifik liefern nur sehr selten Transmissionen unterhalb 0.35, verursachen aber den überwiegenden Anteil der Transmissionen über bzw. um einen Wert von eins durch häufig niedrige konvektive Bewölkung.

Eine Erklärung für die Verschiebung des Spektrums zu kürzeren Wellenlängen durch die Bewölkung, ist die Wirkung der Mehrfachstreuung innerhalb der Wolken und die sich mit der optischen Dicke verändernde Reflexion der Wolken. Die Mehrfachstreuung innerhalb der Wolken verursacht eine Verlängerung der Absorberweglänge für den Wasserdampf, was zur Verringerung des Anteils der Strahlung aus dem nahen Infrarot führt. Bei zunehmender optischer Dicke bewirkt die Mehrfachstreuung eine Zunahme der Absorption im nahen Infrarot, während die sichtbare Strahlung davon weitgehend verschont bleibt. Der sichtbare Teil wird durch die Wegverlängerung nur sehr geringfügig, in der Hauptsache durch z.B. sich in der Wolke befindliche Rußteilchen oder andere im Sichtbaren stark absorbierende Partikel geschwächt. Da es sich im Meßgebiet von COARE und CEPEX um weitgehend saubere Luft handelt, muß die Verschiebung zu kürzeren Wellenlängen bei den Daten aus den Meßgebieten stärker hervortreten, als das für stark mit Rußteilchen verschmutzte Meßgebiete der Fall wäre.

Das prinzipiell gleiche Verhalten ist auch aus den Simulationen zu entnehmen. Diese sind durch die miteinander verbundenen großen farbigen Kreise mit innenliegendem Kreuz für verschiedene optische Dicken und mikrophysikalische Eigenschaften der Wolken dargestellt. Die Simulationen wurden für den Radiosondenaufstieg Nr. 55, der schon im Kapitel 5.2 für Sensitivitätsstudien benutzt wurde, erstellt. Dieser Aufstieg liegt zeitlich genau in einem Ereignis für hochreichende Konvektion und kann, was die Wasserdampfschichtung und die dazugehörigen Wolkenprofile angeht, die Verhältnisse in der Warm-pool-Region besonders gut repräsentieren.

Für die Parameterisierung der optischen Eigenschaften der einzelnen Wolkenschichten im Modell wurden verschiedene in Kapitel 4.6 diskutierte Wolkentröpfchen- bzw. Eisteilchenverteilungen mit oder ohne Regen innerhalb der Wolke benutzt. Tabelle 7.6 gibt einen Überblick der für die in Abbildung 7.5 dargestellten Simulationen benutzten mikrophysikalischen Parameter. Für alle Simulationen wurden jeweils das gleiche Wolken- und Feuchteprofil mit variierender optischer Dicke der Wolken benutzt, um einen Vergleich der Simulationen untereinander bei sich ändernden mikrophysikalischen Parametern zu ermöglichen. Es wurden Wolkenschichten zwischen 0.2 und 1.2 km, zwischen 4 und 8 km und zwischen 10 und 12 km Höhe angenommen. Die optischen Dicken der Wolkenschichten (oben: 20, mitten: 160, unten: 20) wurden jeweils mit den Faktoren 1.0, 0.5, 0.2, 0.1 und 0.05 multipliziert, was zu gesamten

optischen Dicken durch Wolken von 200, 100, 40, 20 bzw. 10 führt. Die entsprechende Simulation für wolkenlosen Himmel mit einem mittleren Aerosol (Wolkentransmission 1.0) ist ebenfalls eingezeichnet.

Tabelle 7.6: Die für die drei in Abbildung 7.5 und 7.6 gezeigten Simulationen verwendeten mikrophysikalischen Eigenschaften der Wolken.

Fall (Abb. 7.6)	Farbe (Abb. 7.5)	niedrige Wolken (0.2-1.2 km)	mittelhohe Wolken (4 - 8 km)	hohe Wolken (10 - 12 km)
1	grün	Cl1	Cm2	Cl1
2	rot	Cl1	Cm2	Ci1
3	blau	Cl1	Cl9 + Re3	Ci2

Für Transmissionen zwischen 0.4 und 1.0 gibt das planparallele Modell die gemessenen Verhältnisse VIS/G sehr gut wieder. Lediglich für Wolkentransmissionen unterhalb etwa 0.35 wird die Diskrepanz zwischen Messungen und Simulation mit abnehmender Wolkentransmission immer größer.

Der Einfluß sehr großtropfigen Regens und/oder dichter Eiswolken auf das Verhältnis VIS/G im Modell, tritt bei Transmissionen zwischen 0.3 und 0.6 am deutlichsten hervor. Dieser Einfluß ist aber trotzdem recht gering und kann besonders bei Transmissionen unterhalb von 0.35 den stark zunehmenden Anstieg von VIS/G mit sinkender Transmission nicht erklären. Obwohl schon 10% der optischen Dicke des mittleren Wolkenstockwerkes mit extrem großtropfigem Regen versehen wurde, ist man mit Hilfe des eindimensionalen Strahlungstransportmodells nicht in der Lage, diese Diskrepanz aufzuklären. Die schwache Variation des Verhältnisses VIS/G im mittleren Bereich der Transmissionen für die verschiedenen Simulationen geht im Rauschen der Meßwerte unter, so daß aus den Meßwerten keine Rückschlüsse auf die Wolkenmikrophysik gezogen werden können. Besonders für niedrige Transmissionen nimmt der Einfluß der Wolkenmikrophysik auf das Kanalverhältnis VIS/G bei der Simulation deutlich ab. Der Einfluß der Wolkenmikrophysik auf das Kanalverhältnis VIS/G ist durchweg sehr gering.

Grund für die zunehmende Diskrepanz zwischen Simulationen und Meßwerten bei sinkenden Transmissionen kann die mit der Häufung von hochreichender Konvektion verbundene zunehmende Abweichung der Bewölkung von der Planparallelität sein. Typischerweise zeichnen sich diese Verhältnisse durch eine Ansammlung von Gewittertürmen aus, die durch mehr oder weniger zusammenhängende Wolkenschichten in allen Niveaus miteinander verbunden sind. Die Gewittertürme stellen dabei eine Art Stützpfeiler dar, die fast von der Meeresoberfläche bis zur Tropopause reichen und mit ihrer maximalen vertikalen Erstreckung maximale Abwei-

chungen von der Planparallelität der Bewölkung bedeuten. Die vertikale Ausdehnung der Bewölkung wird durch die Einfärbung der Verhältnisse mit den entsprechenden Wolkenoberkantentemperaturen unterstrichen.

7.5 Bilanz: Transmission, Reflexion, Absorption gegen VIS/G

Zur Aufklärung der Herkunft oben gezeigter Abweichungen zwischen simulierten und gemessenen Transmissionen bzw. Verhältnissen von VIS/G mit wachsender optischer Dicke soll in diesem Abschnitt die Bilanz der kurzwelligen Strahlungsflüsse untersucht werden. Die Summe aus Reflexion, Transmission und Absorption muß sowohl spektral, als auch spektral integriert immer eins sein, damit Energieerhaltung gewährleistet ist.

Abbildung 7.6 zeigt alle drei Terme der kurzwelligen Strahlungsbilanz in Abhängigkeit vom Verhältnis VIS/G an der Meeresoberfläche. Für alle drei Parameter sind neben den drei simulierten Fällen auch die aus den Boden- bzw. aus GMS-Daten abgeleiteten Größen als Punkte eingetragen. Die Albedo wurde aus der Zeitserie von Satellitenaufnahmen für die entsprechenden Positionen der Vickers extrahiert. Es wurde jeweils der Mittelwert der Albedo über einer $15 \times 15 \text{ km}^2$ (3×3 Pixel) großen Fläche, deren Mittelpunkt die Position der Vickers war, verwendet. Um die Fehler bezüglich des Vergleichs zwischen räumlichem Mittelwert aus Satellitendaten (Albedo) und zeitlichem Mittelwert aus den Bodenmessungen (VIS/G) gering zu halten, wurde für jede GMS-Aufnahme nur ein simultan gemessener fünf-Minuten-Mittelwert des an der Meeresoberfläche gemessene Verhältnis VIS/G gegen die entsprechende Albedo aufgetragen. Eine Interpolation der GMS-Albedo-Daten zwischen den Meßzeiten wurde nicht vorgenommen. Die Anzahl der Vergleiche ist aufgrund der in stündlichem Abstand vorliegenden GMS-Daten sehr gering. Der mittlere Trend ist jedoch gut zu erkennen. Die große Streuung der gemessenen Albeden für niedrige Verhältnisse VIS/G und damit geringe optische Dicken von Wolken, stammt von durchbrochener Bewölkung und damit aus teilbewölkten Bildelementen. Teilbewölkte und wolkenfreie Bildelemente lassen es grundsätzlich zu, daß bei hohem Sonnenstand und Blick in die Nadirrichtung vom Satelliten aus, die Albedo durch spiegelnde Reflexion an der Meeresoberfläche um einen Faktor 2-4 überschätzt werden kann.

Die Simulationen zeigen, daß das Verhältnis VIS/G eindeutig von der Transmission und der Reflexion abhängig ist, nicht jedoch von der Absorption der Atmosphäre bei Anwesenheit von Wolken. Beim Vergleich zwischen simulierten Werten für die Transmission und besonders für die Albedo tritt deutlich hervor, daß das planparallele Modell nicht in der Lage ist, die gemessenen Werte zu simulieren. Die Transmission wird im Modell für große VIS/G leicht unterschätzt während die Albedo im gesamten Bereich stark überschätzt wird. Außerdem zeigen die Messungen der Albedo einen linearen Zusammenhang mit VIS/G , während die Simulationen einen leicht logarithmischen Zusammenhang zeigen.

Nimmt man gemessene Transmission und Reflexion zusammen und vergleicht mit der simulierten Absorption, so wird klar, daß diese mit zunehmendem Verhältnis von VIS/G im

Modell stark unterschätzt wird. Das Modell läßt auch keinen eindeutigen Zusammenhang zwischen VIS/G und Absorption erkennen. Die aus der Energiebilanz hergeleiteten Absorptionen sind im Teil c) der Abbildung 7.6 eingetragen. Die sehr große Streuung der Werte stammen aus der Verwendung der stark streuenden Reflexion aus Abbildung 7.6 b). Für Transmissionen oberhalb 0.35 zeigt das Verhältnis VIS/G einen eindeutigen Zusammenhang mit der Absorption. Sinkt die Transmission unter 0.35, wie fast ausschließlich in der Warm-pool-Region beobachtet worden ist, sinkt die Absorption mit steigendem Verhältnis VIS/G wieder leicht. Ursache kann die mit hochreichender optisch dicker Bewölkung verbundene starke Reflexion schon weit oberhalb des Wasserdampfmaximums sein.

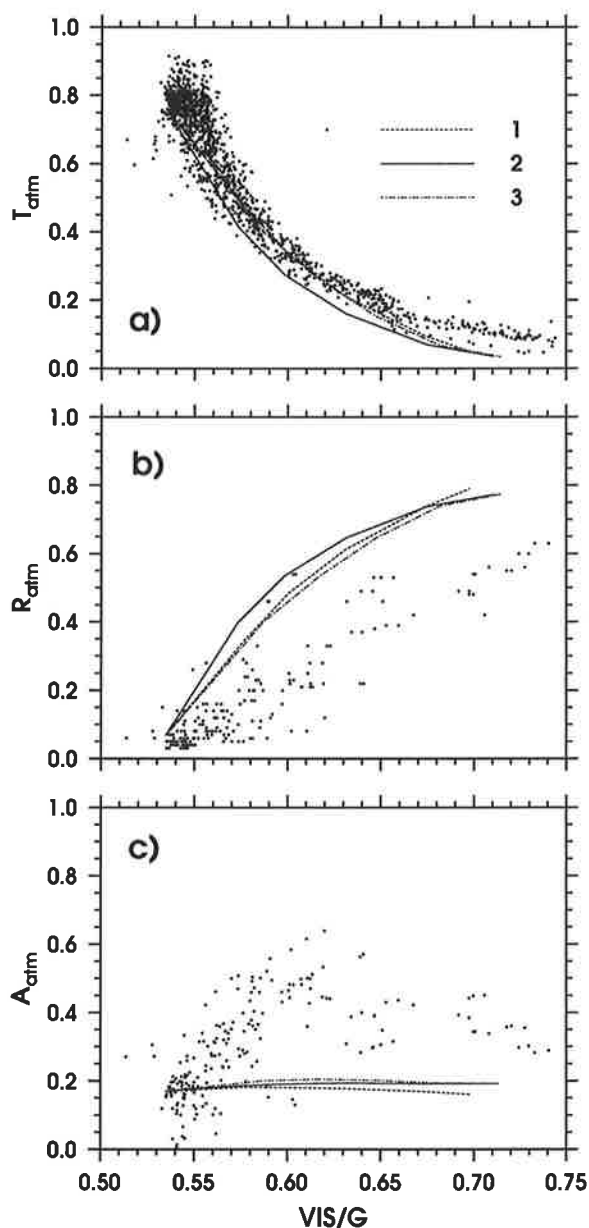


Abbildung 7.6: Transmission (T_{atm}), Reflexion (R_{atm}) und Absorption A_{atm} der gesamten Atmosphärensäule als Funktion des Kanalverhältnisses VIS/G an der Meeresoberfläche für die oben beschriebenen drei untersuchten Fälle.

- 1) ohne Regen, ohne Eis,
- 2) ohne Regen, mit Eis,
- 3) mit Regen, mit Eis,

Die Punkte zeigen die aus Messungen abgeleiteten Größen.

Abbildung 7.6c) zeigt nur eine sehr geringe Abhängigkeit der simulierten Absorption von VIS/G bei zunehmender optische Dicke. Die Absorption kann im Modell im Extremfall einer reinen dreischichtigen Wasserwolke ohne Regen und ohne Eis (Modell-Fall 1 in Abbildung 7.6 c) unter einen Wert treiben, der für wolkenlosen Himmel zu erwarten wäre. Ursache dafür ist die mit steigender optischer Dicke im Modell zu stark anwachsende Reflexion, die ein Eindringen der Strahlung in die mittleren und unteren Wolkenschichten zunehmend verhindert. Wie schon in Kapitel 5.3 gezeigt wurde, bewirkt dieses Verhalten des Modells eine vermehrte Reflexion auch der infraroten Strahlung, die oberhalb der Wolken noch nicht absorbiert wurde (vgl. Abbildung 5.6). Damit steht für die Absorption in den unteren im nahen Infrarot stark absorbierenden Schichten weniger Strahlung zur Verfügung.

Während die Simulation der spektralen Strahlungsflüsse an der Meeresoberfläche für optische Dicken bis zu etwa 50 gut mit den Messungen übereinstimmt, wird die vom planparallelen Modell errechnete Reflexion für fast alle optischen Dicken durch Wolken stark überschätzt. Das wiederum ist mit einer Unterschätzung der Absorption für bewölkte Fälle im Modell verbunden.

Die Überschätzung der Modell-Albedo kann zwei Ursachen haben. Die reflektierte Strahldichte am Oberrand einer Wolke ist offensichtlich abhängig von der Anzahl der Winkelstützstellen, die bei der Entwicklung der Phasenfunktion in eine Fourierreihe benutzt wird. Zumindest für einige Wellenlängen im Fensterbereich des nahen Infrarot hat Costanzo (1997) eine systematische Überschätzung der reflektierten Strahldichte am Oberrand einer Wolke im Modell festgestellt, wenn, wie in dieser Arbeit, nur 6 Winkelstützstellen verwendet werden. Bei den untersuchten Wellenlängen findet Costanzo (1997) eine Überschätzung des Reflexionsvermögens von bis zu 20%, gegenüber Simulationen, die mit einer Winkelstützstellenanzahl von 30 durchgeführt wurden.

Ein weiterer Grund wird die Abweichung der Bewölkung von der Planparallelität sein. Die von planparallelen Modellen errechnete Albedo erweist sich im Vergleich mit Messungen grundsätzlich als zu hoch.

Für die Simulation der wolkenlosen Atmosphäre erweist sich das hier verwendete Matrix-Operator-Modell als sehr gut. In Verbindung mit Messungen kann dann zumindest der Wolkeneinfluß auf die spektralen Strahlungsflüsse separiert werden.

8 Schlußbetrachtung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit ist der spektrale solare Strahlungsfluß an der Meeresoberfläche bezüglich des Wolkeneinflusses untersucht worden. Zur Unterstützung und Klärung der beobachteten Phänomene sind ein Strahlungstransportmodell und Satellitendaten hinzugezogen worden.

Wolken beeinflussen die Globalstrahlung und deren spektrale Zusammensetzung an der Meeresoberfläche signifikant. Deutliche Unterschiede zwischen Messungen innerhalb und außerhalb der Warm-pool-Region werden verzeichnet:

- Gegenüber wolkenlosem Himmel verringern Wolken die Globalstrahlung in der Warm-pool-Region im Mittel um 29.7% (107.9 W/m^2), außerhalb der Warm-pool-Region um nur 14.4% (53.8 W/m^2).
- Die Mittelwerte des Verhältnisses VIS/G , des Anteils sichtbarer Strahlung an der Globalstrahlung, steigen innerhalb der Warm-pool-Region von 0.549 für wolkenlosen Himmel auf 0.577 für mittlere Bewölkungsverhältnisse. Außerhalb der Warm-pool-Region wird eine Erhöhung von VIS/G von 0.538 bei wolkenlosem Himmel auf 0.558 bei mittleren Bewölkungsverhältnissen beobachtet.
- Für fünf-Minuten-Mittelwerte werden maximale VIS/G von bis zu 0.75 innerhalb der Warm-pool-Region während hochreichender Konvektion gemessen. Außerhalb der Warm-pool-Region erreicht VIS/G nur Maximalwerte von 0.62.
- Simulationen von VIS/G zeigen außerhalb der Warm-pool-Region (Transmissionen zwischen 1.0 und 0.35) gute Übereinstimmung mit gemessenen Werten. Für extrem geringe Transmissionen während hochreichender Konvektion in der Warm-pool-Region (Transmissionen unter 0.35) steigen die gemessenen Verhältnisse VIS/G schneller mit abnehmender Transmission als simulierte VIS/G .

Die Verschiebung des solaren Spektrums zu kürzeren Wellenlängen durch Wolken, ist für Transmissionen größer als 0.35 abhängig von der Absorption innerhalb von Wolken. Dieses geschieht sowohl für Flüssigwasser und Eis, als auch für den Wasserdampf im nahen Infrarot. Durch Mehrfachstreuung innerhalb der Wolken werden die Photonenwege abhängig von der optischen Dicke der Wolken verlängert und führen somit zu verstärkter Absorption durch Wasserdampf. Die Absorption durch Flüssigwasser bzw. Eis macht die andere Hälfte der beobachteten Erhöhung von VIS/G aus. Die Wolkenmikrophysik hat für sinkende Transmissionen einen immer geringeren Einfluß auf das Verhältnis VIS/G an der Meeresoberfläche.

Für besonders niedrige Transmissionen der Wolken, die nur erreicht werden können, wenn die Wolke von nahe der Meeresoberfläche bis zur Tropopause reicht, verschwindet die Abhängigkeit von VIS/G von der Absorption der Wolken. Ursache ist der schon in Tropopausennähe überproportional stark reflektierte Anteil der Strahlung aus dem nahen Infrarot. Die in die

Wolke eindringende Strahlung hat dadurch schon einen großen Teil an Strahlung aus dem nahen Infrarot verloren. Der noch die Wolken durchdringende Anteil aus dem nahen Infrarot wird in den Wolken größtenteils absorbiert. Damit steigt das Verhältnis von VIS/G auch mit leicht sinkender Absorption weiter. Durch das große Verhältnis von vertikaler zu horizontaler Erstreckung der Wolken kann von den Seiten zusätzliche Strahlung aus dem sichtbaren Bereich hereingestreut werden.

Nicht befriedigend ist die Simulation der Absorption bzw. der Reflexion im planparallelen Modell, selbst bei Annahme von extrem großtropfigem Regen innerhalb von Wolken. Qualitativ kann das planparallele Modell jedoch Aufschluß über die beobachteten Phänomene geben. Für eine vollständige Klärung dieser Hypothese müssen dreidimensionale Strahlungstransportrechnungen mit realistischen Wolkenformen durchgeführt werden.

Besonders interessant wäre es, den Einfluß anthropogenen Aerosols in der Wolke auf die spektrale Zusammensetzung der Globalstrahlung zu untersuchen. Dazu müßte eine Region gefunden werden, in der hochreichende Konvektion in Verbindung mit durch anthropogenes Aerosol verschmutzter Luft vorhanden ist. Diese Messungen sollten dann in Relation zu den hier gemachten gestellt werden. Es wird vermutet, daß bei einem starken Einfluß von Aerosolteilchen das Verhältnis VIS/G kleiner ist als bei den Untersuchungen in der Warm-pool-Region.

Im Hinblick auf das internationale Experiment INDOEX, bei dem unter anderem der Einfluß von Aerosol und Wolken auf den solaren Strahlungstransport untersucht werden soll, wären Messungen der spektralen Strahlungsflüsse von Vorteil. Ein Ziel von INDOEX ist nämlich, sowohl in Gebieten mit hoher anthropogener Aerosolbelastung (Indischer Ozean nördlich der ITCZ), als auch in nahezu unbelasteter Atmosphäre (Indischer Ozean südlich der ITCZ) die Wirkung von Aerosolen und der Wolkenmikrophysik auf die Strahlungsbilanz eingehend zu untersuchen (Ramanathan et al., 1996). Parallel dazu sind umfangreiche Messungen der Aerosol- und Wolkenmikrophysik geplant.

Danksagung

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. Hartmut Graßl, der die Arbeit anregte und durch seine stets motivierenden Anmerkungen und Fragen zum Entstehen der Arbeit wesentlich beigetragen hat. Neben Herrn Prof. Dr. Graßl danke ich Herrn Prof. Dr. Schlüssel für die Durchsicht und die Begutachtung der Arbeit.

Herrn Carsten Standfuss und Herrn Gereon Englisch danke ich für die Durchsicht der Arbeit und die vielen kritischen Bemerkungen zum wissenschaftlichen Teil; Herr Dr. Heinz Dieter Hollweg hat ebenfalls einen Teil dazu beigetragen. Frau Barbara Zinecker danke ich für die Korrektur, sowie allen anderen, die am Gelingen der Arbeit beteiligt waren.

Meine Frau Daniela und meine Kinder Benjamin und Anna Lena haben oft selbst bei physischer Anwesenheit auf ihren Mann bzw. Vater während der letzten Zeit der Arbeit verzichten müssen. Dabei gilt meiner Frau besonderer Dank, da Sie mir immer den Rücken freihielt.

Das verwendete Strahlungstransportmodell MOM wurde mir von der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Jürgen Fischer zur Verfügung gestellt. Allen daran beteiligten sei hiermit der Dank für die Unterstützung ausgesprochen. Ein wesentlicher Beitrag zur Nutzbarmachung des Modells für meine Zwecke und eine Einführung in des Modell geht auf das Konto von Dr. Barbara Bartsch. Vielen Dank!

Nicht zuletzt ist auch die Arbeitsgruppe "Klimarelevante Prozesse" am Gelingen der Arbeit beteiligt gewesen. Insbesondere die diversen Teerunden haben mit dem Verbreiten guter Laune und notwendiger Zerstreuung dazu beigetragen. Besonders Dr. Daniel Taurat wurde während unserer Nachmittags-Teerunde oft mit den Problemen meiner Arbeit konfrontiert.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie (BMBF) und aus Mitteln des Max-Planck-Institutes für Meteorologie gefördert.

Literatur

- Ackerman, S.A., S.K. Cox, 1981:** Aircraft Observations of the Shortwave Fractional Absorptance of Non-Homogeneous Clouds. *Journal of Applied Meteorology*, Vol.20, S.1510-1515.
- Armbruster, W., J. Fischer, 1996:** Improved Method of Exponential Sum Fittings of Transmission to describe the Absorption of Atmospheric Gases. *Applied Optics*, Vol.35, No.12, S. 1931-1941.
- Conant, W.C., V. Ramanathan, F.P.J. Valero, J. Meywerk, 1996:** An Examination of Clear-Sky Solar Absorption over the Central Equatorial Pacific: Observation Versus Models. Angenommen beim *Journal of Climate*.
- Costanzo, C., 1997:** persönliche Mitteilungen
- Cox, C., W. Munk, 1954:** Statistics of the Sea Surface Derived from Sun Glitter. *Journal of Marine Research*, Vol.13, S. 198-227.
- Fischer, J., 1983:** Fernerkundung von Schwebstoffen im Ozean. *Hamburger Geophysikalische Einzelschriften*, Heft 65, 105 Seiten.
- Goody, R.M., Y.L. Young, 1989:** Atmospheric Radiation, Theoretical Basis. Second Edition. Oxford University Press.
- Grant, I.P., G.E. Hunt, 1969:** Discrete Space Theory of radiative transfer: 1. Fundamentals. *Proceedings of the Royal Society of London, A.*, Vol.313, pp.183-197.
- Graßl, H., 1978:** Strahlung in getrübbten Atmosphären und Wolken. *Hamburger Geophysikalische Einzelschriften*, Heft 37, 136 Seiten.
- Gulbrandsen, A., 1978:** On the Use of Pyranometers in the Study of Spectral Solar Radiation and Atmospheric Aerosols. *Journal of Applied Meteorology*, Vol. 17, S. 899-904.
- Hansen, V., 1984:** Spectral Distribution of Solar Radiation on Clear Days: A Comparison between Measurements and Model Estimates. *Journal of Climate and Applied Meteorology*, Vol.23, S.772-780.
- Hayasaka, T., N. Kikuchi, M. Tanaka, 1995:** Absorption of Solar Radiation by Stratocumulus Clouds: Aircraft Measurements and Theoretical Calculations. *Journal of Applied Meteorology*, Vol.34, S.1047-1055.
- Heinrich, M., 1972:** Transmission, Reflexion und Absorption von Wolken unter Berücksichtigung der Tropfen und Bandenabsorption. Dissertation, Universität Kiel.

- Hess, M., M. Wiegner, 1994:** COP: A Data Library of Optical Properties of Hexagonal Ice Crystals. *Applied Optics*, Vol.33, No.33, S. 7740-7746.
- Heymsfield, A.J., C.M.R. Platt, 1984:** A Parametrization of the Particle Size Spectrum of Ice-Clouds in Terms of the Ambient Temperature and the Ice Water Content. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol.41, S.846-855.
- Hinzpeter, H., 1977:** Atmospheric Radiation Instruments. In: Atmospheric Radiation, S.491-507.
- Hu, H., 1984:** Measurements with a Spectral Pyranometer at Tucson after the Eruption of El Chichon Volcano. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol.41, No.9, S.1662-1666.
- Iqbal, M., 1983:** An Introduction to Solar Radiation. Academic Press. 390 Seiten.
- Katsaros, K.B., J.E.D. DeVault, 1986:** On Irradiance Measurements Errors at Sea due to Tilt of Pyranometers. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, Vol. 3, S. 740-745.
- King, M.D., L.F. Radke, P.V. Hobbs, 1990:** Determination of Spectral Absorption of Solar Radiation by Marine Stratocumulus Clouds from Airborne Measurements within Clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 47, Nr.7, S.894-906.
- Kley, D., H.G.J. Smit, H. Vömel, H. Graßl, V. Ramanathan, P.J. Crutzen, S. Williams, J. Meywerk, S.J. Oltmans, 1997:** Tropospheric Water Vapour and Ozone Cross Section in a Zonal Plane Over the Central Equatorial Pacific. Angenommen beim *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*.
- Köpke, P., M. Hess, I. Schult, E. Shettle, 1996:** Global Aerosol Data Set. Angenommen bei *Theoretical and Applied Climate*.
- Lee, F.Y.P., E. Raschke, 1993:** On the Sampling of Airborne Measurements of Radiative Properties of Cloud Fields: Results from International Cirrus Experiment (ICE), 1987. *Theoretical and Applied Climatology*, Vol. 48, S.115-125.
- Liou, K.N., 1992:** Radiation and Cloud Processes in the Atmosphere. Theory, Observation and Modelling. Oxford University Press.
- Lubin, D., J.-P. Chen, P. Pilewskie, V. Ramanathan, F.P.J. Valero, 1996:** Microphysical Examination of Excess Cloud Absorption in the Tropical Atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, Vol.101, No.D12, S.16961-16972.
- MacWhorter, M.A., R.A. Weller, 1991:** Error in Measurement of Incoming Shortwave Radiation Made from Ships and Buoys. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, Vol. 8, S.108-117.

- Marshall, J.S., W.M. Palmer, 1948:** The Distributions of Raindrops with Size. *Journal of Meteorology*, Vol.5, S.165-166.
- McClatchey, R.A., R.W. Fenn, J.E.A. Selby, F.E. Volz, J.S. Garing, 1972:** Optical Properties of the Atmosphere. AFCRL - Report 72 - 0497, Section 14.
- McCromick, P.H., Sührcke, H., 1990:** Cloud-Reflected Radiation. *Nature*, Vol.345, S.773.
- McFarquhar, G., 1995:** persönliche Mitteilungen.
- Newiger, M., Bähnke, K., 1981:** Influence of Cloud Composition and Cloud Geometry on the Absorption of Solar Radiation. *Contributions to Atmospheric Physics*, Vol.53, Nr. 3, S.370-382.
- Pinker, R.T., I. Laszlo, 1992:** Global Distribution of Photosynthetically Active Radiation as Observed from Satellites. *Journal of Climate*, Vol.5, S.56-65.
- Plass, G.N., G.W. Kattawar, F.E. Catchings, 1973:** Matrix Operator Theory of Radiative Transfer. Part 1: Rayleigh Scattering, *Applied Optics*, Vol.12, Nr.2, pp.314-329
- Potter, J.F., 1970:** The delta function approximation in radiative transfer theory. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 27, S. 943-951.
- Pruppacher, H.R., Klett, J.D., 1980:** Microphysics of Clouds and Precipitation. D.Reidel Publications, 714 Seiten.
- Ramanathan, V., W.Collins, 1991:** Thermodynamic Regulation of Ocean Warming by Cirrus Clouds Deduced from Observations of the 1987 El Niño. *Nature*, Vol.351, S.27-32.
- Ramanathan, V., R. Dirks, R. Grossman, A. Heymsfield, J. Küttner, V. F. Valero, 1993:** Central Equatorial Pacific Experiment - CEPEX - Experiment Design. Center for Clouds Chemistry and Climate, Scripps Institution of Oceanography, University of California, San Diego, 56 Seiten.
- Ramanathan, V., P.J. Crutzen, M.O. Andreae, J. Coakley, R. Dickerson, J. Heintzenberg, A. Heymsfield, J.T. Kiehl, D. Kley, T.N. Krishnamurti, J. Küttner, J. Lelieveld, S.C. Liu, A.P. Mitra, J. Prospero, R. Sadourny, A.F. Tuck, F.P.J. Valero, 1996:** Indian Ocean Experiment - INDOEX - White Paper, Center for Clouds Chemistry and Climate, Scripps Institution of Oceanography, University of California, San Diego, 16 Seiten.

- Rothman, L.S., R.R. Gamache, R.H. Tipping, C.P. Rinsland, M.A.H. Smith, D.C. Benner, V. Malathy Devi, J.-M. Flaud, C. Camy-Peyret, A. Perrin, A. Goldman, S.T. Massie, L.R. Brown, R.A. Toth, 1992:** The HITRAN Molecular Database: Editions of 1991 and 1992: *Journal of Quantitative and Spectroscopic Radiative Transfer*, Vol.48, 5/6, S.469-507.
- Schult, I., 1996:** persönliche Mitteilungen.
- Stephens, G.L., S.-C. Tsay, 1990:** On Cloud Absorption Anomaly. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, Vol. 116, S.671-704.
- Stroud, A.H.; Secrest, D. 1966:** Gaussian Quadrature Formulars; Prentice Hill, Englewood Cliffs, New Jersey
- Thekaekara, M.P., 1973:** Solar Energy Outside the Earth's Atmosphere. *Solar Energy*, Vol.14, S. 109-127.
- Waliser, D.E., W.D. Collins, S.P. Anderson, 1996:** An Estimate of the Surface Shortwave Cloud Forcing over the Werstern Pacific during TOGA COARE. *Geophysical Research Letters*, Vol.23, No.5, S.519-522.
- Weiss, A., J.M. Norman, 1985:** Partitioning Solar Radiation into Direct and Diffuse, Visible and Near-Infrared Components. *Agricultural and Forest Meteorology*, Vol.34, S.205-213.
- Wessel, P., W.H.F. Smith, 1991:** Free Software Helps map and Display Data. *EOS Transactions of the American Geophysical Union*, Vol. 72, S. 441 und 445-446.
- Wiscombe, W.J., 1980:** Improved Mie Scattering Algorithms. *Applied Optics*, Vol.19, No. 9, S.1505-1509.
- World Climate Research Programme, 1990:** Scientific Plan for the TOGA Coupled Ocean-Atmosphere Response Experiment. *WCRP Publication Series*, No.3, Addendum, WMO/TD - No. 64, Addendum.
- WMO, World Meteorological Organization, 1975:** International Cloud Atlas, Manual on the Observations of Clouds and Other Meteors, Volume I. World Meteorological Organization, Geneva, Switzerland, 1975. WMO - Nr. 47.

ISSN 0938-5177

- | | |
|---|--|
| EXAMENSARBEIT Nr. 14
März 1992 | Windinduzierte interannuale Variabilität in der Warmwassersphäre von 1981 bis 1987
Teil II: Fluktuationen im Kohlenstoffkreislauf
Arne M. E. Winguth |
| EXAMENSARBEIT Nr. 15
Dezember 1992 | Fernerkundung der optischen Eigenschaften von Seen mit Landsat 5 Thematic Mapper
Waltraud Manschke |
| EXAMENSARBEIT Nr. 16
Juli 1993 | Baroklin instabile Wellen der Atmosphäre:
Empirisch abgeleitete Moden im Vergleich zu quasi-geostrophischer Theorie
Reiner Schnur |
| EXAMENSARBEIT Nr. 17
September 1993 | Messung des Wasserdampfes in der konvektiven Grenzschicht mit DIAL und RADAR-RASS
Christoph Senff |
| EXAMENSARBEIT Nr. 18
November 1993 | Zur saisonalen Variation des ozeanischen Kohlendioxidpartialdrucks
Katharina D. Kurz |
| EXAMENSARBEIT Nr. 19
Januar 1994 | Dynamisch-stochastische Vorhersage-Experimente mit Modellen der allgemeinen Zirkulation für einen Zeitraum von 10 Tagen bis 100 Jahren
Ulrich Cubasch |
| EXAMENSARBEIT Nr. 20
Februar 1994 | Deposition radioaktiver Tracer in einem Transportmodell der Atmosphäre
Stefan Rehfeld |
| EXAMENSARBEIT Nr. 21
Februar 1994 | Der Einfluß vulkanischen Aerosols und simultaner Temperaturanomalien der tropischen Meeresoberfläche (El Niño) auf das Klimasystem
Ingo Kirchner |
| EXAMENSARBEIT Nr. 22
Juni 1994 | ENSO induzierte Variabilität im Indischen Ozean
Andreas Villwock |
| EXAMENSARBEIT Nr. 23
Juni 1994 | Untersuchungen zu Mechanismus und Vorhersagbarkeit von ENSO mit einem vereinfachten gekoppelten Ozean - Atmosphäre - Modell
Moritz Flügel |
| EXAMENSARBEIT Nr. 24
Juli 1994 | Nordatlantische Variabilität in einem Ozeanzirkulationsmodell im Zeitbereich von Dekaden
Ralf Weiße |
| EXAMENSARBEIT Nr.25
August 1994 | Inverse Modellierung des atmosphärischen Methan-Kreislaufs unter Verwendung eines drei-dimensionalen Modells des Transports und der Chemie der Troposphäre
Ralf Hein |
| EXAMENSARBEIT Nr. 26
August 1994 | Optimierung eines Seegangsmodells mit der Adjungierten Methode
Georg Barzel |
| EXAMENSARBEIT Nr. 27
März 1995 | Stabile Wasserisotope im allgemeinen Zirkulationsmodell ECHAM
Georg Hoffmann |

- EXAMENSARBEIT Nr. 28**
Mai 1995
The Atmospheric Response to North Atlantic Sea Surface Temperature Anomalies in GCM Experiments
Viacheslav V. Kharin
- EXAMENSARBEIT Nr. 29**
Juni 1995
Einbindung der regionalen troposphärischen Chemie in die Hamburger Klimamodellumgebung: Modellrechnungen und Vergleich mit Beobachtungsdaten
Bärbel Langmann
- EXAMENSARBEIT Nr. 30**
Juli 1995
Messung des Ozonflusses in der unteren Troposphäre mit einem neuen Ozon-DIAL-System und einem Radar-RASS
Thorsten Schaberl
- EXAMENSARBEIT Nr. 31**
November 1995
Untersuchungen troposphärischen Ozons mit DIAL
Gunther C. Grabbe
- EXAMENSARBEIT Nr. 32**
November 1995
Die Schneedecke als Komponente des Klimasystems und ihre Modellierung
Bettina Loth
- EXAMENSARBEIT Nr. 33**
Dezember 1995
Der Einfluß des El Niño/Southern Oscillation Phänomens auf die atmosphärische Zirkulation in den mittleren Breiten der Nordhalbkugel: Beobachtungen und Modellsimulationen
Wilhelm May
- EXAMENSARBEIT Nr. 34**
Dezember 1995
DIAL-Messungen von vertikalen Wasserdampfverteilungen Ein Lasersystem für Wasserdampf- und Temperaturmessungen in der Troposphäre
Volker Wulfmeyer
- EXAMENSARBEIT Nr. 35**
Januar 1996
Der Einfluß von Datenassimilation auf ENSO Simulationen und Vorhersagen
Martin Fischer
- EXAMENSARBEIT Nr. 36**
Februar 1996
Bodengebundene Fernerkundung von Eiswolken im nahen Infrarot
Margarita Betancor Gothe
- EXAMENSARBEIT Nr. 37**
März 1996
Turbulenzcharakteristiken von Golfstromtrajektorien in einem quasigeostrophischen Zirkulationsmodell basierend auf Lagrange'schen Vorticitytracern
Miguel Zorita Calvo
- EXAMENSARBEIT Nr. 38**
Mai 1996
Entwicklung eines Kopplungsverfahrens zur Reduzierung der Rechenzeit von Atmosphäre-Ozean-Modellen
Reinhard Voß
- EXAMENSARBEIT Nr. 39**
Mai 1996
Kombination von Ensemble-Klimavorhersagen am Beispiel ENSO
Sven Marcus Metzger (März 1995)
- EXAMENSARBEIT Nr.40**
Juni 1996
Der Einfluß der quasi-zweijährigen Oszillation auf die allgemeine Zirkulation: Modellsimulationen mit ECHAM4
Marco Andrea Giorgetta
- EXAMENSARBEIT Nr. 41**
Juli 1996
Sensitivität des Modellklimas eines globalen Zirkulationsmodells der Atmosphäre gegenüber Änderungen der Wolkenmikrophysik
Ulrike Lohmann
- EXAMENSARBEIT Nr. 42**
July 1996
Simulation der Kohlenstoffdynamik der globalen Landbiosphäre mit SILVAN-Modellbeschreibung und Ergebnisse
Jörg Kaduk

EXAMENSARBEIT Nr. 43
Oktober 1996

Zur Dynamik des interhemisphärischen CO₂-Transports im Ozean
Christine Weber

EXAMENSARBEIT Nr. 44
November 1996

Erstellung eines adjungierten Modells zur Assimilierung von Daten in ein Modell der globalen ozeanischen Zirkulation
Ralf Giering

EXAMENSARBEIT Nr. 45
Mai 1997

Einfluß von Wolken auf den spektralen solaren Strahlungsfluß an der Meeresoberfläche
Jens Meywerk