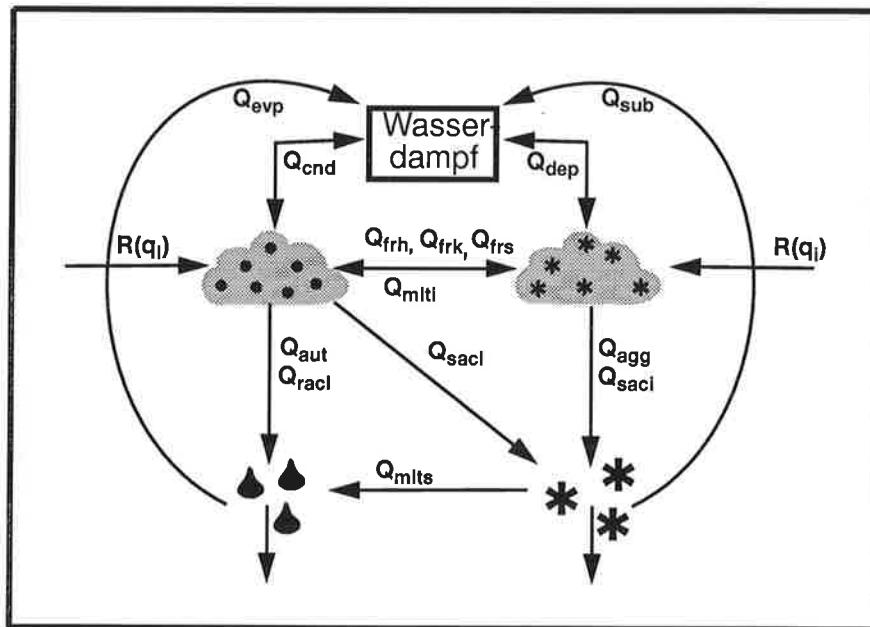




Max-Planck-Institut für Meteorologie

EXAMENSARBEIT Nr. 41



SENSITIVITÄT DES MODELLKLIMAS EINES GLOBALEN
ZIRKULATIONSMODELLS DER ATMOSPHÄRE GEGENÜBER
ÄNDERUNGEN DER WOLKENMIKROPHYSIK

VON

Ulrike Lohmann

HAMBURG, Juli 1996

Dissertation im Rahmen des Promotionsverfahrens

Autorin:

Ulrike Lohmann

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

**Sensitivität des Modellklimas eines globalen
Zirkulationsmodells der Atmosphäre gegenüber
Änderungen der Wolkenmikrophysik**

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

vorgelegt von
Ulrike Lohmann
aus Berlin

Hamburg 1996

ISSN 0938-5177

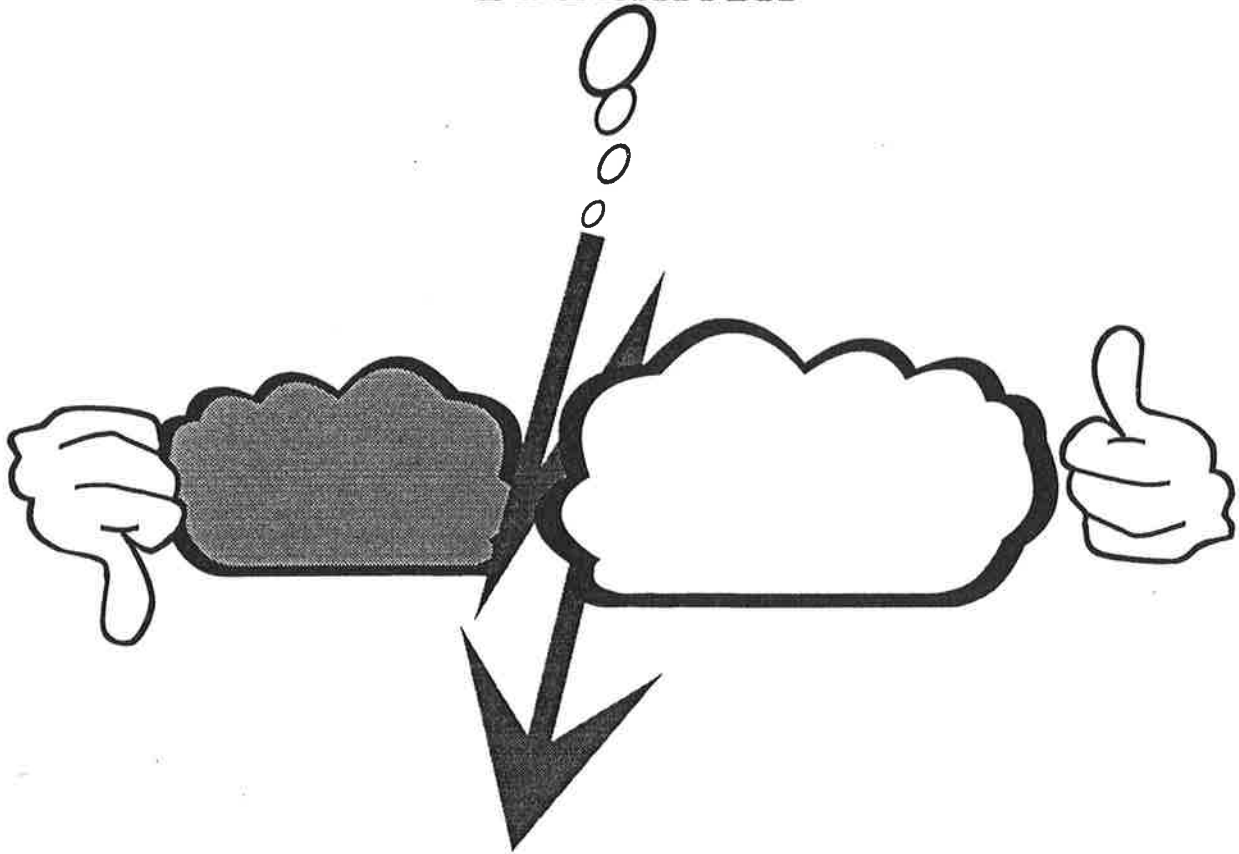
Als Dissertation angenommen vom Fachbereich Geowissenschaften
der Universität Hamburg

aufgrund der Gutachten von Herrn Prof. Dr. Graß
und Herrn Dr. E. Roeckner

Hamburg, den 22. Juli 1996

Prof. Dr. M. Dunst
Sprecher des Fachbereiches Geowissenschaften

Gedanken



Clouds are pictures in the sky
They stir the soul, they please the eye
They bless the thirsty earth with rain,
which nurtures life from cell to brain-
But no! They're demons, dark and fire,
hurling hail, wind, flood, and fire
Killing, scarring, cruel masters
Of destruction and disasters
Clouds have such diversity-
Now blessed, now cursed,
the best, the worst
But where would life without them be?

Vollie Cotton

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	i
Abstract	iii
1. Einleitung	1
1.1 Motivation	1
1.2 Bisherige Untersuchungen	5
1.3 Aufbau der Arbeit	10
2. Globales Rahmenmodell	11
2.1 Kurzbeschreibung	11
2.2 Das bisherige stratiforme Wolkenschema	12
2.2.1 Subskalige Wolkenbildung	12
2.2.2 Kondensation und Verdunstung	15
2.2.3 Niederschlagsbildung	15
2.2.4 Verdunstung von Niederschlag	17
2.2.5 Schmelzen von Schnee	17
2.3 Optische Eigenschaften der Wolken	18
3. Neuer Parameterisierungsansatz für stratiforme Wolken	21
3.1 Parameterisierung der Mikrophysik warmer Wolken	25
3.1.1 Kondensation und Verdunstung	25
3.1.2 Niederschlagsbildung	25
3.1.3 Verdunstung von Regen	30
3.2 Parameterisierung der Mikrophysik von Misch- und Eiswolken	30
3.2.1 Eiskeimbildung und Gefrierprozesse	30
3.2.2 Niederschlagsbildung	32
3.2.3 Schmelzprozesse	34
3.2.4 Sublimation von Schnee	34
3.3 Optische Eigenschaften der Wolken	35
4. Modellvalidierung	37
4.1 Modellexperimente	37
4.2 Beobachtungsdatensätze	37
4.3 Vergleich der Modellsimulationen mit Beobachtungsdaten	40
4.3.1 Globale Mittelwerte	40
4.3.2 Zonal-Vertikalschnitte	45
4.3.3 Geographische Verteilung einiger Komponenten des hydrologischen Zyklus	48
4.3.4 Geographische Verteilung des „cloud forcings“	55
4.3.5 Einfluß der neuen Wolkenparameterisierung auf die atmosphärische Dynamik	58
4.3.6 Zeitliche Variation von Wolken und ihrer optischen Eigenschaften	58
4.4 Diskussion	64

5. Statistische Vergleiche der Modellsimulationen mit Daten von Feldexperimenten	69
5.1 Häufigkeit des Auftretens von Mischwolken und deren Flüssigwasseranteil	69
5.2 Wolkenwassergehalt als Funktion der Temperatur	71
5.3 Vergleich der simulierten relativen Feuchte mit CEPEX-Daten	75
5.4 Vergleich des simulierten „cloud forcings“ mit CEPEX-Daten	78
5.5 Diskussion	80
6. Sensitivitätsexperimente	83
6.1 Methodik und Experimente	83
6.2 Experimente zur Horizontalauflösung	85
6.3 Experimente mit verschiedenen Schließungsannahmen in der Warmphase	87
6.4 Experimente mit verschiedenen Schließungsannahmen in der Eisphase	90
6.5 Experiment zum Depositionswachstum im Mischphasenbereich	94
6.6 Experimente zum Bedeckungsgrad	96
6.7 Diskussion	101
7. Analyse der Wolken-Klima-Rückkopplung	103
7.1 Rückkopplungsanalyse	103
7.2 Ergebnisse	104
7.3 Diskussion	113
8. Zusammenfassung und Ausblick	115
8.1 Zusammenfassung	115
8.2 Offene Fragen	118
8.3 Schlußbemerkung	120
9. Literaturverzeichnis	121
Symbol- und Abkürzungsverzeichnis	137

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit ist ein neues Wolkenmikrophysik-Schema (PCI) für stratiforme Wolken entwickelt worden, um die Komponenten des hydrologischen Kreislaufs im globalen atmosphärischen Zirkulationsmodell ECHAM realistischer darzustellen. Wolkenflüssigwasser und Wolkeneis wird mit Hilfe separater prognostischer Gleichungen berechnet. Für die Niederschlagsbildung warmer Wolken ist eine Formulierung der Autokonversionsrate gewählt worden, die neben der Abhängigkeit vom Flüssigwassergehalt auch die Anzahldichte der Wolkenröpfchen berücksichtigt. Damit eröffnet sich die Möglichkeit der Kopplung von Wolkenmikrophysik und Aerosolphysik. Hier wird die Anzahldichte der Wolkenröpfchen über eine empirische Beziehung aus der Masse der Sulfat-Aerosole, die aus einer Simulation des Schwefelkreislaufs mit ECHAM gegeben ist, gewonnen. Für die Niederschlagsbildung über die Eisphase wurde eine Parameterisierung der Aggregationsrate gewählt, die zusätzlich zum Eiswassergehalt die Größe der Eisteilchen beinhaltet. Der Eisteilchenradius wird als Funktion des Eiswassergehaltes parameterisiert.

Mit dem neuen Wolkenmikrophysik-Schema wurden Modellsimulationen über mehrere Jahre durchgeführt und die Ergebnisse mit denen des Standardmodells (CTL) sowie Beobachtungsdaten verglichen. Der Niederschlag aus stratiformen Wolken ist in PCI niedriger als in CTL, da mehr stratiformer Regen verdunsten und mehr Schnee sublimieren kann. Somit ist der hydrologische Kreislauf verlangsamt. Die stratiforme Niederschlagsabnahme wird durch Zunahme des konvektiven Niederschlags zum Teil kompensiert. Als Folge der höheren Verdunstungs- und Sublimationsrate in der Atmosphäre ist die relative Feuchte in der unteren tropischen Troposphäre erhöht, in besserer Übereinstimmung mit Meßdaten der CEPEX-Meßkampagne. Durch Einführung einer geographischen Variation der Anzahldichte der Wolkenröpfchen in PCI enthalten maritime Wolken, insbesondere tropische, in der Regel weniger Wolkenröpfchen als kontinentale. Das führt zu einer geringeren Überschätzung des Flüssigwasserweges (vertikal integriertes Wolkenflüssigwasser) in den Tropen als in CTL. Allerdings bewirkt die Kopplung der Anzahldichte der Wolkenröpfchen an die Masse der Sulfat-Aerosole eine Überschätzung des Flüssigwasserweges vor den Ostküsten Asiens und Nordamerikas. Der Eiswasserweg hat in CTL in den Tropen ein Maximum, während in PCI die höchsten Eiswasserwege in den Extratropen der jeweiligen Winterhemisphäre simuliert werden und der tropische Eiswasserweg leicht abgenommen hat. Als Folge des reduzierten Flüssig- und Eiswasserweges in den Tropen sind das kurz- und langwellige „cloud forcing“ in PCI niedriger als in CTL und

damit in besserer Übereinstimmung mit Satellitendaten (ERBE).

Statistische Vergleiche des Anstiegs des Wolkenwassergehalts mit zunehmender Temperatur zeigen, daß CTL den beobachteten Anstieg gut simuliert. In PCI führen effiziente Misch- und Eisphasenprozesse zwischen ca. 272 K und 255 K dazu, daß der Wolkenwassergehalt niedriger ist als beobachtet. Bei niedrigeren Temperaturen ist der mit PCI simulierte Wolkenwassergehalt den Beobachtungsdaten in den Extratropen ähnlicher als der mit CTL simulierte.

In einem Sensitivitätsexperiment mit einer Parameterisierung des Bedeckungsgrades, die neben der relativen Feuchte auch den Wolkenwassergehalt berücksichtigt (PCCX), ist der Bedeckungsgrad in hohen Breiten in Einklang mit Beobachtungsdaten gegenüber PCI weiter reduziert. Nachteilig ist, daß die ostpazifische und atlantische innertropische Konvergenzzone weniger stark ausgeprägt sind als beobachtet. In PCCX werden während El Niño und La Niña-Ereignissen, wie beobachtet, gleich große Anomalien des kurz- und langwelligen cloud forcings simuliert. Ursache hierfür ist die stärkere Verminderung des Bedeckungsgrades niedriger Wolken im Vergleich zu dem hoher Wolken in den Tropen. In CTL und PCI hingegen überwiegt die Anomalie des kurzwelligen die des langwelligen cloud forcings.

Die Sensitivität des neuen Wolkenmikrophysik-Schemas ist gegenüber einer globalen Erwärmung der Meeresoberflächentemperatur um 4 K untersucht worden. In PCI nimmt der Eiswasserweg im wärmeren Klima ab, während er in CTL zunimmt. Ursache hierfür ist die effektive Niederschlagsbildung über die Eisphase bei hohen Wolkeneis-Mischungsverhältnissen in PCI. Die Zunahme des Flüssigwasserweges in PCI beträgt nur 60% der in CTL, und der Bedeckungsgrad nimmt um zwei Prozentpunkte ab, während er in CTL um einen halben Prozentpunkt zunimmt. Als Folge davon sind die Änderungen des kurz- und langwelligen cloud forcings in PCI wesentlich geringer als in CTL. So verstärken Wolken die globale Klimasensitivität um 24% in CTL, aber nur um 10% in PCI.

Zusammenfassend läßt sich festhalten, daß CTL und PCI die groben Strukturen der beobachteten physikalischen und optischen Eigenschaften der Wolken reproduzieren und dabei meistens im Rahmen der Meßungenauigkeit liegen. Der Vorteil von PCI liegt darin, daß es die wolkenmikrophysikalischen Prozesse detaillierter beschreibt und daß der Rahmen geschaffen ist, die Aerosolphysik an die Wolkenphysik zu koppeln. Es kann somit verlässlicher für Abschätzungen der Aerosol-Wolken-Wechselwirkung und für Abschätzungen der Wolken-Klima-Rückkopplung eines geänderten Klimas dienen.

Abstract

A new cloud microphysics scheme (PCI) has been developed to yield a more physically based representation of the components of the atmospheric moisture budget in the general circulation model ECHAM. This new approach considers cloud water and cloud ice as separate prognostic variables. The precipitation formation scheme for warm clouds distinguishes between maritime and continental clouds by considering the cloud droplet number concentration in addition to the liquid water content. Thus, the framework is provided to couple cloud microphysics and aerosol physics. Based on several observational data sets, the cloud droplet number concentration is derived from the sulfate aerosol mass concentration as obtained from the sulfur cycle simulated by ECHAM. The precipitation formation scheme in the ice phase considers the dependence on the ice crystal size in addition to ice water content. The ice crystal size is parameterized in terms of ice water content.

Results obtained with the new scheme are compared to the standard cloud scheme in ECHAM (CTL) and satellite observations and in-situ measurements of physical and radiative cloud properties. Due to a higher evaporation and sublimation rate of stratiform precipitation in PCI the hydrological cycle is decelerated. The decrease in stratiform precipitation is partly compensated by an increase in convective precipitation. A consequence of the higher evaporation and sublimation rate is an increase in relative humidity in the lower tropical troposphere which corresponds more closely to observations taken during CEPEX. The overestimated liquid water path over convectively active regions in the tropics in CTL is reduced in PCI because of the introduction of a geographically varying cloud droplet number concentration. However, the liquid water path is overestimated east of North America and Southeast Asia due to high levels of sulfate aerosols and, hence, cloud droplets. The ice water path is 40% higher in PCI compared to CTL. It is higher in the extratropics while it is slightly lower in the tropics. As a result of the reduction in liquid and ice water path in the tropics in PCI, the shortwave and longwave cloud forcing is lower than in CTL and, thus, fits better to the satellite observations (ERBE).

The observed increase in cloud water and cloud ice with rising cloud temperature is captured in both simulations. In PCI the precipitation formation in the ice phase is so efficient above 255 K that cloud water and cloud ice are lower than observed. At lower temperatures in PCI, cloud water and cloud ice in the extratropics correspond more closely to observations than in CTL.

In a sensitivity experiment with a new parameterization of cloud cover depending not only on relative humidity but also on cloud water (PCCX), the overestimated total cloud cover in PCI is reduced in high latitudes in correlation with observations. However, the intertropical convergence zone in the East Pacific and Atlantic is not as pronounced as observed. Due to the greater reduction of tropical low level clouds than of high level clouds in PCCX, amplitudes of the anomalies of shortwave and longwave cloud forcing are of equal size during El Niño and La Niña events. In CTL and PCI, however, the shortwave cloud forcing anomalies are larger than the longwave ones.

The performance of the new cloud microphysics scheme is analyzed in terms of its climate sensitivity due to an increase in sea surface temperature by 4 K. The main difference between PCI and CTL is the decrease in ice water path in PCI compared to the increase in ice water path in CTL in the warmer climate. This is caused by the more rapid increase of the precipitation formation rate in the ice phase with increasing cloud ice in PCI than in CTL. The increase in liquid water path in PCI is only 60% of that in CTL and cloud cover decreases by roughly 2% while it increases by 0.5% in CTL. Therefore the changes in cloud forcing are much smaller in PCI than in CTL. Clouds enhance the global climate sensitivity by 24% in CTL but by only 10% in PCI.

To summarize, CTL and PCI capture the overall features of the observed physical and optical cloud properties, and the simulated results usually lie within the range of observed uncertainty. The advantage of PCI is that it describes the cloud microphysical properties in more detail and that the framework is provided to couple aerosol physics and cloud physics. Therefore aerosol-cloud-interactions and cloud radiation feedbacks in a changed climate can be estimated more reliably.

1. Einleitung

1.1 Motivation

Satellitenaufnahmen belegen, daß ungefähr 60% der Erdoberfläche ständig mit Wolken bedeckt sind. Sie stellen eine wichtige Komponente im hydrologischen Zyklus dar, der in Abb. 1.1 schematisch dargestellt ist (nach Hartmann, 1994). Bei gleichbleibender Masse wechselt der Phasenzustand des Wassers beim Durchlaufen des hydrologischen Kreislaufs zwischen gasförmiger, flüssiger und fester Phase. Während die Verweildauer von Wasser im Ozean und in den kontinentalen Eisschilden Jahrtausende beträgt, sind es nur neun bis elf Tage in der Atmosphäre (Rodhe, 1992; Peixoto und Oort, 1992; Pruppacher und Jaenicke, 1995). Der atmosphärische Wasserdampf kann vertikal und horizontal über weite Strecken transportiert werden. So rührt ein Drittel des Niederschlags über Land ursprünglich aus der Verdunstung über den Ozeanen. Umgekehrt wird der vermehrte Niederschlag über Land durch die Flüsse wieder den Ozeanen zugeleitet.

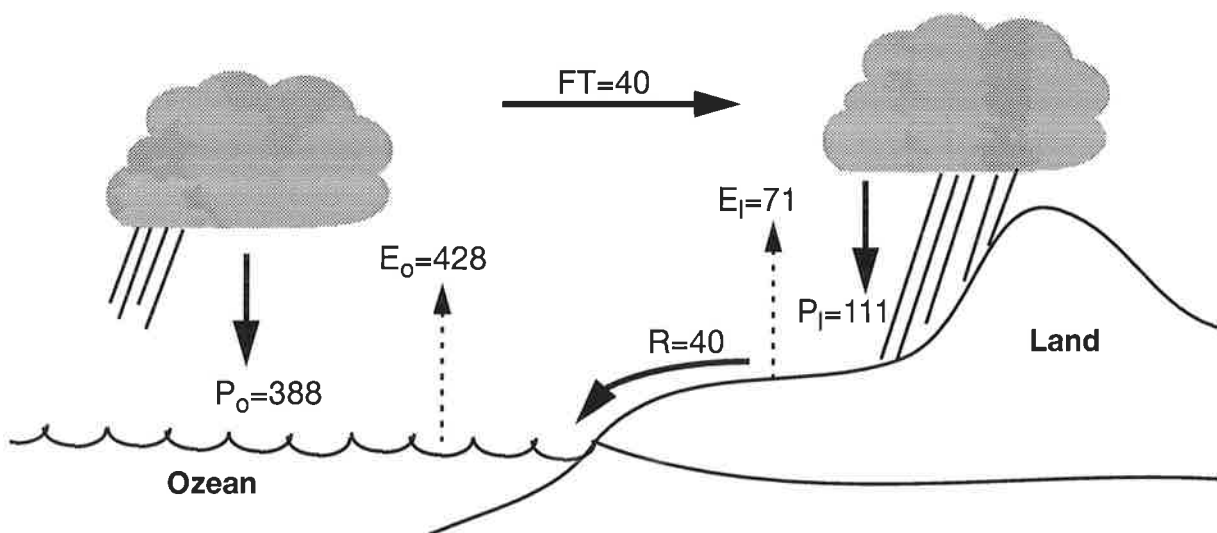


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung des hydrologischen Kreislaufs [$10^{15} \text{ kg a}^{-1}$] nach Hartmann (1994). E_o , E_l ist die Verdunstung über den Ozeanen bzw. Land, P_o , P_l ist der Niederschlag über den Ozeanen bzw. Land, FT ist der Feuchtetransport von den Ozeanen zum Land und R ist der Oberflächenabfluß.

Außerdem beeinflussen Wolken entscheidend den Strahlungshaushalt der Erde. Wie in Abb. 1.2 zu sehen ist, sind die Effekte von Wolken im langwelligen und kurzwelligen Spektralbereich gegenläufig. Wolken reflektieren kurzwellige Strahlung zurück ins Weltall und reduzieren somit die Einstrahlung an der Erdoberfläche (Albedoeffekt der Wolken). Im Lang-

welligen absorbieren Wolken Teile der von der Erdoberfläche und Atmosphäre emittierten Strahlung und emittieren Strahlung entsprechend den niedrigeren Temperaturen im Wolkenniveau. Infolgedessen wird sowohl die atmosphärische Gegenstrahlung erhöht als auch die Abstrahlung in den Weltraum reduziert (Treibhauseffekt der Wolken). Welcher von diesen beiden gegenläufigen Effekten lokal überwiegt, hängt von den atmosphärischen Bedingungen und den optischen Eigenschaften der Wolken ab. Bei Eiswolken überwiegt meist der erwärmende Effekt (*Liou, 1986*). Ihre Transmission im Kurzwelligen ist recht hoch, verglichen mit der anderer Wolkenarten, und somit ist ihr Albedoeffekt relativ klein. Andererseits ist ihr Treibhauseffekt vergleichsweise groß, da sie durch ihre große Wolkenhöhe eine niedrige Temperatur aufweisen und deshalb wesentlich weniger Strahlung in den Weltraum emittieren als die darunterliegende Erdoberfläche oder Atmosphäre. Tiefe Wolken hingegen reflektieren viel kurzwellige Strahlung. Ihr Treibhauseffekt ist gering, da sich ihre Strahlungstemperatur kaum von derjenigen der Erdoberfläche unterscheidet, so daß meist der Albedoeffekt überwiegt.

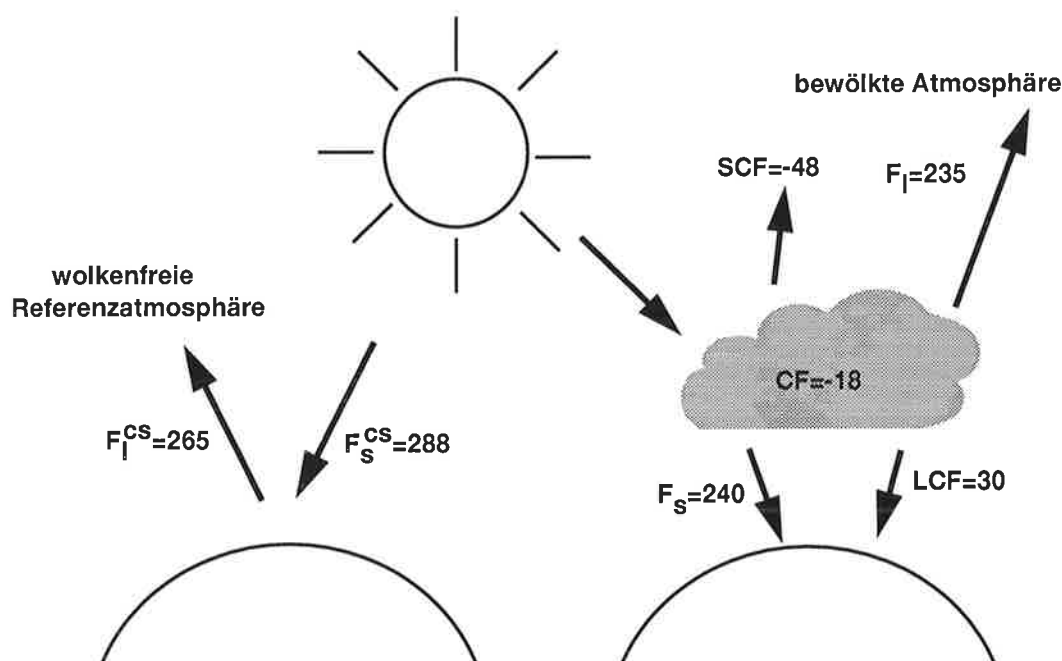


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der Strahlungsflüsse am Atmosphärenoberrand [Wm^{-2}], abgeleitet aus Daten des „Earth Radiation Budget Experiments“ (ERBE) nach *Collins et al. (1994)*. F_S und F_1 sind der kurzwellige und langwellige Nettostrahlungsfluß, F_S^{CS} und F_1^{CS} sind die Strahlungsflüsse in einer wolkenfreier Referenzatmosphäre und SCF, LCF und CF sind das kurzwellige, langwellige und Netto cloud forcing.

Die Strahlungswirksamkeit von Wolken kann quantifiziert werden durch das „cloud forcing (CF)“ (auch cloud radiative forcing). Es ist definiert als die Differenz der Nettostrahlungsflußdichten am Atmosphärenoberrand zwischen einer bewölkten Atmosphäre und einer wolken-

freien Referenzatmosphäre (*Cess und Potter, 1987; Ramanathan et al., 1989*). Als Funktion der emittierten langwelligen Strahlung (F_l), der solaren Einstrahlung (S_o) und der Albedo (α) kann das cloud forcing wie folgt geschrieben werden:

$$CF = LCF + SCF = (F_l^{cs} - F_l) - S_o (\alpha - \alpha_{cs}) \quad (1.1)$$

wobei cs für die Größen der wolkenfreien Referenzatmosphäre steht, LCF für das langwellige cloud forcing und SCF für das kurzwellige.

Global und über die Jahre 1985-1989 gemittelt beträgt $SCF = -48 \text{ Wm}^{-2}$ (Abb. 1.2) und $LCF = 30 \text{ Wm}^{-2}$, wie aus Daten des „Earth Radiation Budget Experiments“ (ERBE) abgeleitet worden ist (*Collins et al., 1994*). Insgesamt wird der Strahlungsgewinn des Systems Erde-Atmosphäre durch Wolken um $CF = -18 \text{ Wm}^{-2}$ reduziert. Das entspricht etwa dem vierfachen des Strahlungsgewinns, der durch eine Kohlendioxid- (CO_2) Verdopplung entsteht (*Cess et al., 1993; IPCC, 1994*). Sofern sich die Wolkenbedeckung, der Wolkentyp, die Wolkenhöhe oder die mikrophysikalischen Eigenschaften der Wolken in einem wärmeren Klima ändern, stellen Wolken ein Element der Rückkopplung im Klimasystem dar. Der Einfluß von Wolken auf das heutige Klima mit einem globalen Bedeckungsgrad b von 60% und $CF = -18 \text{ Wm}^{-2}$ kann vereinfacht abgeschätzt werden als $CF/b = -18 \text{ Wm}^{-2}/0.6 = -30 \text{ Wm}^{-2}$. Somit könnte eine Verstärkung des Wolkeneinflusses um ca. 15% den Effekt der CO_2 -Verdopplung aufheben. Eine Abschwächung des Wolkeneinflusses hingegen um ca. 15% würde den Effekt der CO_2 -Verdopplung verdoppeln. Würde beispielsweise SCF im wärmeren Klima um 6% abnehmen und LCF um 6% zunehmen, wäre der Nettoeffekt gleich dem der CO_2 -Verdopplung (*vgl. Hartmann, 1994*).

Arking (1991) schätzte mit Hilfe eines Strahlungsübertragungsmodells ab, daß eine globale Zunahme tiefer Wolken um 10% den Nettostrahlungsfluß am Atmosphärenoberrand um 2 Wm^{-2} verringern würde, während eine Zunahme von Cirren um 10% den gegenteiligen Effekt hätte. Eine Vergrößerung der Regionen, in denen maritime Stratuswolken auftreten, um 4% könnte die durch eine CO_2 -Verdopplung bedingte Erwärmung kompensieren (*Randall et al., 1984*).

Die Abschätzung der Wolken-Klima-Rückkopplung im geänderten Klima stellt eine der größten Unsicherheiten bei der Bestimmung der Klimasensitivität dar (*Hansen et al., 1984; Schlesinger und Roeckner, 1988; Mitchell et al., 1989*). So haben *Cess et al.* (1990) die Wolken-Klima-Rückkopplung bei einer globalen, einheitlichen Erhöhung der Meeresoberflächentemperatur (SST) um 4 K bei permanenten Julibedingungen in 19 Klimamodellen analysiert.

Selbst bei dieser idealisierten Rückkopplungsanalyse zeigte sich, daß große Differenzen zwischen den Klimamodellen auftreten. Während die Übereinstimmung der simulierten Klimasensitivität ohne Berücksichtigung von Wolken gut ist, variiert die Klimasensitivität unter Berücksichtigung von Wolken um einen Faktor drei und selbst das Vorzeichen der Wolken-Klima-Rückkopplung wird unterschiedlich simuliert.

Die Klimawirksamkeit von Wolkenprozessen aufgrund einer CO₂-Erhöhung wurde von *Mitchell et al.* (1989) mit verschiedenen Wolkenparameterisierungen mit dem Klimamodell des Wetterdienstes von Großbritannien untersucht. Wird eine diagnostische Methode (Wolkenbedeckung als Funktion der relativen Feuchte und konstante optische Dicke) verwendet, stellt sich eine um 5.2 K erhöhte bodennahe Lufttemperatur ein. Bei Einführung einer prognostischen Variablen für Wolkenwasser (zur hier verwendeten Nomenklatur siehe Anhang) und weiterhin konstanter optischer Dicke ist die Erwärmung auf 2.7 K reduziert. Werden die optischen Eigenschaften als Funktion des Wolkenwassergehalts ausgedrückt, beträgt die Erwärmung der bodennahen Luftschicht nur noch 1.9 K.

Das Vorzeichen der Wolken-Klima-Rückkopplung von Eiswolken als Reaktion auf eine globale Erwärmung kann unter anderem von der Größe des effektiven Eisteilchenradius (r_{ie}) abhängen. Studien mit einem einfachen mechanistischen Klimamodell ergaben, daß die Rückkopplung negativ ist für Wolken mit $r_{ie} < 24 \mu\text{m}$ und positiv, wenn Wolken aus größeren Eisteilchen bestehen (*Stephens et al.*, 1990). *Lohmann und Roeckner* (1995) haben gezeigt, daß die optischen Eigenschaften von Cirruswolken einen starken Einfluß auf die globale Klimasensitivität haben. Werden Cirruswolken als transparent für die langwellige Strahlung angesetzt, ist die Wolken-Klima-Rückkopplung negativ. Sie ist positiv, wenn die Emissivität von Cirruswolken im Modell berechnet oder Cirren als Schwarzkörperstrahler angenommen werden. Diese Untersuchungen unterstreichen die Wichtigkeit, Wolken und ihre optischen Eigenschaften im heutigen Klima realistisch zu simulieren, um den Wolkeneinfluß bei geänderten Bedingungen verlässlich abzuschätzen zu können.

Leider sind viele der Prozesse, die die Wolkenbildung, die Lebensdauer der Wolken oder die optischen Eigenschaften bestimmen, nicht hinreichend bekannt. So wird Effekten infolge von Inhomogenitäten in Wolken unterhalb der vom Modell aufgelösten Skalen zunehmend mehr Bedeutung beigemessen. *Davis et al.* (1990) zeigten theoretisch, und *Calahan et al.* (1994) ermittelten aus Daten, die während des „Atlantic Stratocumulus Transition Experiments“ (ASTEX) gewonnen wurden, daß die Albedo einer plan-parallel betrachteten Wolke gegenüber derjenigen einer horizontal inhomogenen Wolke mit dem gleichen horizontalen Bedek-

kungsgrad und Wolkenwassergehalt überschätzt wird. Fehler, aufgrund der herkömmlichen, nur vertikal ausgerichteten Strahlungsübertragungsrechnung, treten vor allem an Wolkenrändern auf, wo ein horizontaler Photonenfluß in Richtung der dünnen Ränder nicht vernachlässigbar ist (*Barker und Liu, 1995*).

Ebenso ist in letzter Zeit häufig die sog. anomale solare Absorption von Wolken diskutiert worden (z. B. *Cess et al., 1995; Ramanathan et al., 1995; Pilewskie und Valero, 1995*). Beobachtungen an verschiedenen geographischen Orten zeigen, daß SCF an der Erdoberfläche häufig anderthalbmal höher ist als am Atmosphärenoberrand. Als Ursache hierfür wird die Absorption von Solarstrahlung genannt. Die meisten Modelle (Strahlungs- und Wolkenmodelle) hingegen simulieren einen Faktor von 1.1, demnach eine zu geringe Absorption. Im Widerspruch dazu zeigen *Hayasaka et al. (1995)* und *Stephens (1996)*, daß durch falsch interpretierte Flugzeugmessungen Streuvorgänge durch Inhomogenitäten fälschlicherweise als Absorption gedeutet werden können.

Des Weiteren wird die Rolle der Cirren hinsichtlich ihrer Regulierung der tropischen SST diskutiert. *Ramanathan und Collins (1991)* postulierten einen „Thermostateffekt“, der besagt, daß die Abschattung von Cirren, die sich als Folge der Konvektion bei hoher SST bilden, dafür sorgt, daß die SST im heutigen Klima 305 K nicht übersteigt. *Fu et al. (1992)* sehen hingegen die Abkühlung durch Verdunstung von der Meeresoberfläche als den Hauptregulator der SST an. Trotz anhaltender kontroverser Debatten und des eigens dafür durchgeführten „Central Equatorial Pacific Experiment“ (CEPEX) ist der entscheidende Mechanismus für die Regulierung der SST bislang nicht zweifelsfrei belegt.

Weare et al. (1995) analysierten die Wolkensimulationen von 29 Klima- und Wettervorhersagemodellen hinsichtlich der Wiedergabe von Jahresgang und des „El Nino - Southern Oscillation“ (ENSO) Phänomens. Grundsätzlich werden beide Phänomene von denjenigen Modellen besser wiedergegeben, deren Parameterisierungen physikalischer sind.

In dieser Arbeit wird ein komplexeres Wolkenmikrophysik-Schema in das globale atmosphärische Zirkulationsmodell ECHAM4 eingeführt, das erlauben soll, Wolken-Klima-Rückkopplungen realistischer als bisher abzuschätzen.

1.2 Bisherige Untersuchungen

Ansätze unterschiedlicher Komplexität sind im Laufe der Zeit entwickelt worden, um Wolken- und Niederschlagsbildung in globalen Klimamodellen zu berücksichtigen. Dabei stehen zwei Aspekte im Vordergrund: Einerseits soll die Wirkung mikrophysikalischer Prozesse auf den

Wärme- und Feuchtehaushalt möglichst genau erfaßt werden. Andererseits sind Kondensatgehalt, Aggregatzustand und Bedeckungsgrad als Eingabegrößen für die Berechnung des Strahlungstransports bereitzustellen (vgl. *Doms*, 1993).

Das älteste Verfahren („empirische“ Methode) geht auf *Manabe et al.* (1965) zurück. Es schreibt den klimatologischen, zonalgemittelten Bedeckungsgrad, der aus Bodenbeobachtungen und ersten Satellitendaten gewonnen wurde, als Funktion der Höhe und geographischen Breite vor. In diesen ersten Klimamodellen (z. B. *Boer et al.*, 1984) regulieren die Wolken durch ihre vorgegebenen kurz- und langwelligen Strahlungseigenschaften die Strahlungsflüsse im Modell. Kondensationsvorgänge und die damit verbundenen Energieumsätze werden separat berechnet, so daß die Wolkenbildung vom Strahlungseffekt der Wolken entkoppelt ist.

Ein weiterentwickeltes Verfahren („diagnostische“ Methode) wurde von *Smagorinsky* (1960) eingeführt. Einziger Wolkenparameter ist in der Regel der horizontale Bedeckungsgrad, der als Funktion bekannter Modellvariablen wie der relativen Feuchte (*Smagorinsky*, 1960; *Geleyn*, 1981) diagnostiziert wird. *Slingo* (1987) unterscheidet den Bedeckungsgrad nach Wolkentyp (tiefe, mittelhohe und hohe Wolken und Wolken mit großer vertikaler Erstreckung) und zusätzlichen bekannten Modellvariablen, wie Vertikalgeschwindigkeit, Inversionsstärke und konvektive Niederschlagsrate. Die vertikale Mächtigkeit einer Wolkenschicht entspricht dem vertikalen Gitterabstand des Modells. Die optischen Eigenschaften der Wolken werden als Funktion des Wolkentyps (meistens unterschieden nach konvektiven und stratiformen Wolken) vorgeschrieben (*Hansen et al.*, 1983; *Slingo*, 1987). In einigen Modellen werden die optischen Eigenschaften als Funktion des Wolkenwassergehalts berechnet, der wiederum eine Funktion des Wasserdampf-Sättigungsmischungsverhältnisses ist (*Geleyn*, 1981) oder vom Grad der Übersättigung abhängt (*Charlock und Ramanathan*, 1985). Die Modellwolken besitzen keine eigene Dynamik, d. h. Kondensationsvorgänge werden getrennt berechnet. Das entstehende Kondensat wird vollständig in Niederschlag umgewandelt, der bis zur Erdoberfläche heruntermfällt und dabei in tieferliegenden, untersättigten Modellschichten verdunsten kann. Mit dieser Methode umgeht man die explizite Beschreibung niederschlagsbildender Prozesse. Der hydrologische Kreislauf wird allerdings unvollständig beschrieben, da die Speicherung und Verdunstung von Wolkenwasser unberücksichtigt bleibt. Unklar ist auch, ob dieser rein empirische Ansatz auf andere Klimabedingungen übertragbar ist.

Fowler et al. (1996) führten den Begriff „post-Somerville-Remer (1984)-approach“ ein. Dieses Verfahren unterscheidet sich von der diagnostischen Methode nur durch eine andere Berücksichtigung der optischen Eigenschaften der Wolken, die hier als Funktion der Tempera-

tur parameterisiert werden (Morcrette, 1991; McFarlane et al., 1992). Grundlage hierfür sind Beobachtungen (Feigelson, 1978) und theoretische Betrachtungen (Betts und Harshvardhan, 1987; Platt und Harshvardhan, 1988), die besagen, daß der Wolkenwassergehalt positiv mit der Temperatur korreliert und die optische Dicke dem Wolkenwasserweg (vertikal integriertes Wolkenwasser) proportional ist (Stephens, 1978). Ersteres ergibt sich aus dem Anstieg des Wasserdampf-Mischungsverhältnisses nach der Clausius-Clapeyron-Gleichung im Gleichgewicht um 6% bei Zunahme der Temperatur um 1 K bei 303 K, was der Temperatur der tropischen Grenzschicht entspricht (Kent et al., 1995). Der vermehrte Wasserdampf steht bei ansteigender Temperatur für das Kondensations- und/oder Depositionswachstum zur Verfügung, um die Übersättigung eines aufsteigenden Luftpaketes abzubauen (siehe auch Heymsfield und Donner, 1990; Heintzenberg et al., 1996). Obwohl dieser Ansatz als eine Weiterentwicklung in der Parameterisierung angesehen worden ist, birgt er erhebliche Nachteile. Diese Schemata parameterisieren die Quellen der Wolkenbildung, aber keine ihrer Senken, und nehmen eine konstante Partikelgröße an. Das führt zu einer Erhöhung der Wolkenalbedo bei einer globalen Erwärmung, so daß diese Modelle dazu neigen, eine negative Wolken-Klima-Rückkopplung zu simulieren (Paltridge, 1980; Somerville und Remer, 1984). Die „prognostische“ Methode beruht auf der numerischen Integration der Kontinuitätsgleichung für Wolkenflüssigwasser und/oder Wolkeneis inklusive ihrer Quell- und Senkenterme. Wolken entstehen durch Kondensations- und Depositionsvorgänge. Sie können ausregnen, verdunsten und transportiert werden. Prognostische Verfahren wurden unter anderem von Sundqvist (1978); Lin et al. (1983); Cotton et al. (1986) entwickelt. Die optischen Eigenschaften der Wolken werden in der Regel als Funktion des Flüssig- und/oder Eiswassergehalts parameterisiert. Diese Verfahren sind physikalischer, da sie die Wechselwirkungen aller Modellprozesse untereinander gestatten (Dynamik, Turbulenz, Strahlung, Kondensation und Niederschlagsbildung) und weniger empirische Ansätze enthalten als diagnostische Verfahren. Unterschiedliche Versionen der prognostischen Methode wurden daher in letzter Zeit in die meisten Klimamodelle implementiert. Allerdings werden mit der Parameterisierung komplexer mikrophysikalischer Vorgänge, die meist unterhalb der zeitlichen und räumlichen Auflösung eines Klimamodells liegen, auch neue Freiheitsgrade („tuning parameter“) eingeführt (siehe auch Del Genio et al., 1996).

Eine prognostische Gleichung für Wolkenwasser in Klimamodellen wurde beispielsweise von Roeckner und Schlese (1985), LeTreut und Li (1988), Smith (1990) oder Del Genio et al. (1996) eingeführt. Wolkenflüssigwasser und Wolkeneis werden im Klimamodell der Universi-

tät von Los Angeles (*Ose, 1993*) und im großskaligen Wolkenmodell von *Lee et al. (1992)* getrennt prognostiziert. Damit läßt sich insbesondere die niederschlagsverstärkende Wirkung durch den Bergeron-Findeisen-Prozeß simulieren. Er besagt, daß in unterkühlten Mischwolken bei Wassersättigung und der daraus resultierenden Eisübersättigung zwischen 273.2 K und 233.2 K Eisteilchen durch Depositionswachstum auf Kosten verdunstender Wolkentröpfchen rasch anwachsen können. Das komplexeste Verfahren, das bisher in ein globales Klimamodell implementiert wurde, prognostiziert Wolkenflüssigwasser, Wolkeneis, Regen und Schnee (*Fowler et al., 1996*). Eine ausführliche Beschreibung der bisher in Klimamodellen verwendeten Wolkenparameterisierungen ist bei *Fowler et al. (1996)* gegeben.

In der jetzigen Version des Hamburger Klimamodells (ECHAM4) wird nur eine prognostische Gleichung für Wolkenwasser berücksichtigt. Zwischen 273.2 K und 233.2 K werden stets Mischwolken angenommen, wobei das Verhältnis von Wolkenflüssigwasser zu Wolkeneis temperaturabhängig ist (*Rockel et al., 1991*). Beobachtungsdaten über der ehemaligen Sowjetunion (*Matveev, 1984*) zeigen jedoch, daß das Auftreten von unterkühlten Wasserwolken und reinen Eiswolken nicht vernachlässigbar ist. So treten Mischwolken nur maximal in 42% aller Fälle auf (siehe Kapitel 5). *Rangno und Hobbs (1994)* leiteten aus Beobachtungsdaten ab, daß die Tröpfchengröße ein wichtiger Indikator ist, der bestimmt, ob eine unterkühlte Wolke anfängt zu vereisen. So ist es unmöglich, die Vereisung nur anhand der Temperatur vorherzusagen zu wollen. Außerdem unterliegen Wasser- und Eiswolken verschiedenen mikrophysikalischen Prozessen, bilden verschieden schnell Niederschlag und besitzen unterschiedliche optische Eigenschaften, so daß sie getrennt behandelt werden sollten. Daran anknüpfend ist ein neues Wolkenmikrophysik-Schema für ECHAM4 entwickelt worden, das Wolkenflüssigwasser und Wolkeneis als separate prognostische Variablen behandelt (*Lohmann und Roeckner, 1996*), ähnlich den Schemata von *Lee et al. (1992)*, *Ose (1993)* und *Fowler et al. (1996)*.

Die drei letztgenannten Studien verwenden Parameterisierungen der Autokonversionsrate von Wolkentröpfchen zu Regentropfen nach *Kessler (1969)* und *Sundqvist (1978)*, die nur vom Flüssigwassergehalt abhängen. Die Tropfenspektren in maritimen und kontinentalen Wolken sind jedoch sehr unterschiedlich. Kontinentale Wolken zeichnen sich durch ein enges Spektrum mit kleineren Tröpfchen aus, während maritime Wolken ein breiteres Spektrum mit größeren Tröpfchen aufweisen (*Pruppacher und Klett, 1978*). Für die Niederschlagsbildung in der Flüssigphase ist die Anzahl der großen Tröpfchen und die Breite des Tropfenspektrums der Wolke wichtig. Analysen der aerodynamischen Kräfte innerhalb einer Wolke zeigen, daß kleine Tröpfchen nebeneinander schweben und daher nicht effektiv kollidieren. Hat eine

Wolke nur wenig Tröpfchen, die größer als 18 μm sind, ist die Tröpfchenpopulation recht stabil und wird kaum Niederschlag bilden. Hingegen können Wolken mit vielen großen Tropfen und einem breiten Tropfenspektrum kolloidal instabil werden, weil das Wachstum großer Tropfen auf Kosten kleinerer so stark zunimmt, daß sie Niederschlag bilden (*Rogers und Yau, 1991*).

Daher hat *Twomey (1974)* postuliert, daß eine Erhöhung von Kondensationskernen (CCN) bei konstantem Flüssigwassergehalt zu einer erhöhten Konzentration von Wolkenröpfchen mit kleineren Radien führt und damit die Wolkenalbedo erhöht (Twomey-Effekt) (*siehe auch Albrecht, 1989*). Ein zweiter Twomey-Effekt (z. B. *Fouquart und Isaka, 1992; Hudson, 1993; Parungo et al., 1994*) besteht darin, daß diese kleineren Tröpfchen die Niederschlagsbildung verringern und sich damit die Verweildauer der Wolken in der Atmosphäre erhöht. Beobachtungen entlang Schiffsrouten (*Radke et al., 1989; King et al., 1993*) ergeben eine simultane Erhöhung der Anzahldichte von Wolkenröpfchen (N_1) und des Flüssigwassergehalts in diesen Wolken im Vergleich zu umliegenden, von Schiffsabgasen unbeeinflussten Wolken und bestätigen diese These. *Hudson und Li (1995)* verglichen während der ASTEX-Meßkampagne saubere und verschmutzte Wolken. Sie schlußfolgerten ebenfalls, daß die verschmutzte Wolke eine höhere Konzentration kleinerer Tröpfchen mit engerem Tropfenspektrum aber nahezu keine Nieseltröpfchen besitzt. Numerische Studien von maritimen Stratocumuli ergeben, daß ihre Verweildauer möglicherweise durch die mikrophysikalischen Prozesse selbst bestimmt ist (*Ackerman et al., 1993*).

Parameterisierungen der Autokonversionsrate, die die Abhängigkeit der Niederschlagsbildung von N_1 berücksichtigen, sind unter anderem von *Berry und Reinhardt (1973); Chen und Cotton (1987)* und *Beheng (1994)* entwickelt worden. *Boucher et al. (1995)* haben einen ähnlichen Ansatz wie *Chen und Cotton (1987)* gewählt und Sensitivitätsstudien mit ihrem Klimamodell für verschiedene, vorgeschriebene Werte von N_1 im Hinblick auf den Flüssigwassergehalt und die optischen Eigenschaften der Wolken durchgeführt. Sie haben im wesentlichen die oben genannten Beobachtungen bestätigt. In der Parameterisierung von *Chen und Cotton (1987)* setzt Autokonversion ein, sobald der Flüssigwassergehalt einen Schwellenwert überschreitet. Um die bei sehr kleinen Wolkenwassergehalten einsetzenden, langsam ablaufenden wolkenmikrophysikalischen Prozesse berücksichtigen zu können, sind in dieser Arbeit Parameterisierungen der Niederschlagsbildungsraten und der Gefrierprozesse gewählt, die Schwellenwerte im Wolkenwasser vermeiden. So wird die Parameterisierung der Autokonversionsrate von *Beheng (1994)* verwendet, die aus der stochastischen Koagulationsgleichung abgeleitet wor-

den ist. Anstelle vorgeschriebener Werte von N_1 wird N_1 aus der Masse der Sulfat-Aerosole gewonnen (Boucher und Lohmann, 1995), die als eine der Hauptquellen von CCN betrachtet werden (Rogers und Yau, 1991; Young, 1993).

Die Parameterisierung der Aggregationsrate von Eisteilchen zu Schnee wird üblicherweise über einen Schwellenwertansatz (Kessler, 1969 verwendet in Rutledge und Hobbs, 1983 und Fowler et al., 1996) beschrieben. Um diesen zu vermeiden, wird in der hier vorliegenden Arbeit die Parameterisierung der Aggregationsrate nach Murakami (1990), wie sie im Mesoskala-Modell „Geesthachter Simulationsmodell der Atmosphäre“ (GESIMA) verwendet wird (Levkov et al., 1992), benutzt. Diese Parameterisierung der Aggregationsrate hängt neben dem Eiswassergehalt, analog zur Parameterisierung der Autokonversionsrate von Wolkenröpfchen, von der Größe der Eisteilchen ab.

1.3 Aufbau der Arbeit

Nach diesen einleitenden Bemerkungen werden in Kapitel 2 eine kurze Beschreibung des Hamburger Klimamodells ECHAM4 und eine ausführliche Beschreibung seines Mikrophysik-Schemas stratiformer Wolken gegeben. Kapitel 3 beschreibt den neuen Parameterisierungsansatz. In Kapitel 4 wird eine Klimasimulation mit dem neuen Wolkenmikrophysik-Schema mit der des Standardschemas in ECHAM4 und mit Beobachtungsdaten verglichen. Es werden globale Mittelwerte, Zonal-Vertikalschnitte und geographische Verteilungen einiger Größen des hydrologischen Kreislaufs sowie das cloud forcing und der Einfluß des neuen Schemas auf die Dynamik behandelt. Statistische Vergleiche, hauptsächlich mit Daten aus Feldexperimenten, werden in Kapitel 5 diskutiert. Sensitivitätsstudien zu Schließungsannahmen in der Flüssig- und Eisphase und zum Bedeckungsgrad folgen in Kapitel 6. Hierbei stehen Variationen derjenigen Parameter, die sehr ungewiß sind, im Vordergrund. In der warmen Phase werden verschiedene Parameterisierungen von N_1 und in der Eisphase verschiedene Parameterisierungen von r_{ie} getestet. Zusätzlich wird eine neue Parameterisierung des Bedeckungsgrades vorgestellt. In Kapitel 7 wird der Einfluß des neuen Wolkenmikrophysik-Schemas auf die Klimasensitivität bei einer globalen, einheitlichen Erhöhung der SST um 4 K untersucht. Eine Zusammenfassung mit Ausblick beendet die Arbeit (Kapitel 8).

2. Globales Rahmenmodell

2.1 Kurzbeschreibung

Das atmosphärische Modell der allgemeinen Zirkulation ECHAM ist aus dem spektralen numerischen Wettervorhersagemodell des Europäischen Zentrums für mittelfristige Wettervorhersage (EZMW) entwickelt und für Klimaanwendungen erheblich modifiziert worden (Roeckner *et al.*, 1992). Die wesentlichen Merkmale des Modells der 4. Generation (ECHAM4) und die wichtigsten Parameterisierungen werden im folgenden kurz beschrieben: Prognostische Variablen in ECHAM sind Vorticity, Divergenz, Temperatur, Logarithmus des Bodendrucks und die Massenmischungsverhältnisse für Wasserdampf und Wolkenwasser. Die Modellgleichungen werden auf 19 vertikalen Schichten mit der höchsten Schicht in 10 hPa in einem hybriden σ -p-Koordinatensystem gelöst. Es ist ein spektrales Modell, das in verschiedenen Horizontalaufösungen bei Dreiecksabschneidungen der Großkreiswellenzahlen 21 (T21), 30 (T30), 42 (T42) und 106 (T106) integriert werden kann. Die in der vorliegenden Arbeit am häufigsten gewählte Auflösung T30 ist ein Kompromiß zwischen Rechenzeitökonomie und der Horizontalauflösung, die nötig ist, um ein einigermaßen realistisches Klima zu simulieren. Nichtlineare Terme und physikalische Prozesse werden im Ortsraum auf einem Gauß'schen Gitter mit einer Horizontalauflösung von ca. $3.75^\circ \times 3.75^\circ$ berechnet. Eine semi-implizite Zeitintegration (leap-frog) mit einem Zeitschritt von $\Delta t=30$ min wird für die Simulationen mit T30 verwendet. Im Gegensatz zu vorherigen Versionen wird in ECHAM4 ein semi-Lagrang'sches Transportschema (Rasch und Williamson, 1990) für die horizontale und vertikale Advektion positiv definiter Größen wie Wasserdampf und Wolkenwasser verwendet.

Die Strahlungsparameterisierung von ECHAM4 basiert auf der 2-Strom-Lösung der Strahlungsübertragungsgleichung mit sechs spektralen Intervallen im terrestrischen Infrarot (Morcrette, 1991) und zwei im solaren Teil des Spektrums (Fouquart und Bonnel, 1980). Gasabsorption von Wasserdampf, Kohlendioxid, Ozon, Methan, Distickstoffoxid und den Fluor-Chlor-Kohlenwasserstoffen wird ebenso berücksichtigt wie Streuung und Absorption durch vorgeschriebene Aerosole und vom Modell berechneter Wolken. Die optischen Eigenschaften der Wolken werden in Abschnitt 2.3 beschrieben.

Hochreichende, mittelhohe und niedrige Konvektion wird in ECHAM4 mit Hilfe eines Massenflußschemas parameterisiert (Tiedtke, 1989). Neben mikrophysikalischen Prozessen wird der laterale Transport an den Wolkenrändern (Entrainment und Detrainment: horizontales, am Wolkenoberrand auch vertikales Einmischen von Umgebungsluft in die Wolke, bzw. von Wol-

kenluft in die Umgebung) sowie der Einfluß turbulenter Feuchteflüsse einbezogen. Der verwendete Schließungsansatz für hochreichende Konvektion basiert auf der konvektiven verfügbaren potentiellen Energie (CAPE) (Nordeng, 1996). Organisiertes Entrainment ist abhängig vom Auftrieb. Organisiertes Detrainment findet nur an der Wolkenoberkante statt. Allerdings werden Wolkenfamilien angenommen, so daß Wolkenoberkanten in verschiedenen Höhen vorkommen. Das Detrainment von Wolkenwasser aus konvektiven Aufwindschläuchen stellt eine der Quellen für die stratiforme Wolkenbildung dar (siehe Abschnitt 2.2, Kapitel 3 und Tiedtke, 1993). Niedrige Konvektion findet nur in Abwesenheit von hochreichender Konvektion statt und wird durch turbulente Feuchtetransporte unterhalb der Wolke kontrolliert. Die Cumuli beziehen ihre Feuchte aus der Verdunstung an der Erdoberfläche. Mittelhohe Konvektion setzt oberhalb der Grenzschicht ein, und die Konvektionswolken beziehen ihre Feuchte aus der großskaligen Feuchtekonvergenz in unteren Schichten.

Die Parameterisierung der Bodenflüsse von Impuls, Wärme, Wasserdampf und Wolkenwasser basiert auf der Monin-Obukhov-Ähnlichkeitstheorie für die bodennahe Grenzschicht. Ein Schließungsansatz höherer Ordnung mit turbulenter kinetischer Energie als prognostische Variable (Brinkop und Roeckner, 1995) wird gewählt, um die Austauschkoefizienten zu bestimmen. Ein neuer globaler Datensatz der Landoberflächenparameter wie Bodenalbedo, Rauigkeitslänge, Blattflächenindex, partielle Vegetationsbedeckung und Waldanteil (Clausen et al., 1994) wird in ECHAM4 verwendet.

2.2 Das bisherige stratiforme Wolkenschema

2.2.1 Subskalige Wolkenbildung

Die Parameterisierung stratiformer Wolken basiert auf dem Ansatz von Sundqvist (1978), der subskalige Wolkenbildung in einem prognostischen Schema für Wolkenwasser berücksichtigt. Hierbei wird angenommen, daß horizontal ein Teil der Gitterbox mit Wolken bedeckt ist (b), während der übrige Teil ($1-b$) wolkenfrei ist. Damit ergeben sich die Bilanzgleichungen des Wasserdampfs (q_v), des Wolkenwassers (q_w) und der Temperatur (T) zu:

$$\frac{\partial q_v}{\partial t} = R(q_v) - bQ_{cnd}^c + (1-b) \left(Q_{evp}^o - Q_{cnd}^o \right) \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial q_w}{\partial t} = R(q_w) + b \left(Q_{cnd}^c - Q_{prl}^c - Q_{pri}^c \right) + (1-b) Q_{cnd}^o \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = R(T) + b \frac{L_{vs}}{c_p} Q_{cnd}^c - \frac{L_s - L_v}{c_p} Q_{mlts} - (1 - b) \frac{L_{vs}}{c_p} (Q_{evp}^o - Q_{cnd}^o) \quad (2.3)$$

wobei c den jeweiligen Prozeß im wolkenbedeckten Teil der Gitterbox und o im wolkenfreien Teil bezeichnet. L_v ist die Verdampfungswärme, L_s die Sublimationswärme, $L_{vs} = L_v$ ($T \geq 273.2$ K), $L_{vs} = L_s$ ($T < 273.2$ K) und c_p ist die spezifische Wärmekapazität feuchter Luft bei konstantem Druck. $R(\dots)$ bezeichnet Änderungsraten, die aus Divergenzen advektiver (vom Modellgitter auflösbarer) sowie konvektiver und turbulenter Transporte resultieren. Bei der Temperaturgleichung werden in diesem Term außerdem der adiabatische Expansionsterm, die diabatischen Heizraten auf Grund der Absorption und Emission von solarer und terrestrischer Strahlung sowie die Erwärmungsraten aufgrund der Dissipation von kinetischer Energie mit einbezogen. Die Wolkenwassergleichung enthält in $R(q_w)$ statt konvektiver Transporte von Wolkenwasser das Detrainment von Wolkenwasser aus konvektiven Wolken als Quelle für die stratiforme Wolkenbildung. Die simulierten mikrophysikalischen Prozesse sind Kondensationswachstum von Wasserdampf bzw. Verdunstung von Wolkenwasser (Q_{cnd}), Niederschlagsbildung über die flüssige Phase (Q_{pri}) und die Eisphase (Q_{pri}), Verdunstung von Niederschlag (Q_{evp}) und Schmelzen von Schnee (Q_{mlts}). Diese Prozesse sind schematisch in Abb. 2.1 dargestellt.

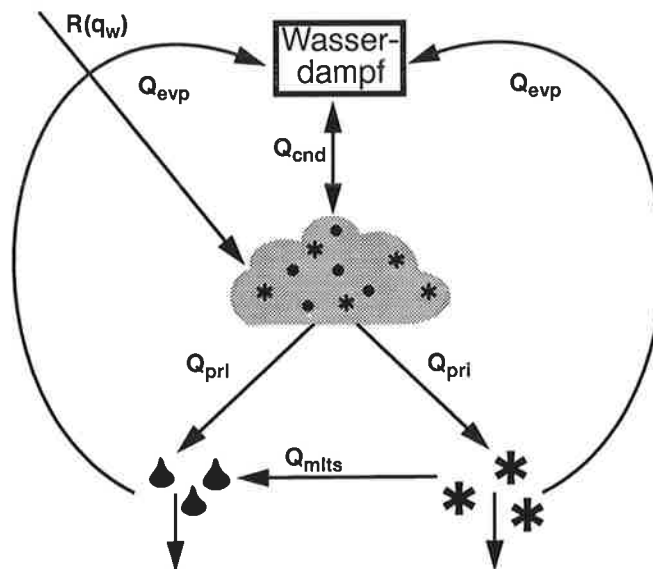


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der berücksichtigten Prozesse des bisherigen Wolkenchemas.

Gemäß Gl. (2.2) erfolgt die Wolkenbildung durch Kondensations- bzw. Depositionswachstum

von Wasserdampf ($Q_{\text{cnd}}^c > 0$) und (in geringerem Maße) durch großräumige Konvergenz ($R(q_w) > 0$). Die Wolkenauflösung erfolgt durch Verdunstung von Wolkenwasser, das in den wolkenfreien Teil der Gitterbox transportiert wurde ($Q_{\text{cnd}}^o < 0$), durch Koagulation von Wolkenflüssigwasser zu Regen ($Q_{\text{pri}}^c > 0$) und durch Sedimentation des Wolkeneises ($Q_{\text{pri}}^c > 0$) sowie durch großräumige Divergenz ($R(q_w) < 0$). Der Niederschlag erreicht innerhalb eines Zeitschrittes die Erdoberfläche, kann aber auf seinem Weg dahin verdunsten. Alle Phasenänderungen des Wasser sind mit entsprechenden Temperaturänderungen $L_{vs}/c_p(Q_{\text{cnd}} - Q_{\text{evp}})$ verbunden. Dabei wird oberhalb von 273.2 K Sättigung bezüglich Wasser und unterhalb von 273.2 K Sättigung bezüglich Eis angenommen.

Die Transportterme sowie Werte des Windes und der Temperatur werden im wolkenbedeckten und wolkenfreien Teil der Gitterbox als gleich angenommen. Verdunstung von Niederschlag ist im wolkenbedeckten Teil ($Q_{\text{evp}}^c = 0$) nicht erlaubt. Die Niederschlagsbildung sowie alle weiteren mikrophysikalischen Umwandlungsraten sind auf den wolkenbedeckten Teil der Gitterbox beschränkt. Ihr Index c wird im folgenden der Einfachheit halber weggelassen. Die Bedeutung von (Q_{cnd}^o), das formal in Gl. (2.1) und Gl. (2.2) steht, wird später näher erläutert. Im wolkenbedeckten Teil wird Sättigung entsprechend der mittleren Temperatur der Gitterbox angenommen ($q_{vc} = q_{vs}(T)$), während der wolkenfreie Teil per Definition ungesättigt ist ($q_{vo} < q_{vs}(T)$). Daraus ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen der mittleren Feuchte pro Gitterbox und dem partiellen Bedeckungsgrad b :

$$q_v = b q_{vs} + (1 - b) q_{vo} \quad (2.4)$$

Als Funktion der relativen Feuchte $r (=q_v/q_{vs})$ ergibt sich b zu:

$$b = \frac{r - r_o}{1 - r_o} \quad (2.5)$$

Die relative Feuchte im wolkenfreien Teil ($r_o = q_{vo}/q_{vs}$) muß näher spezifiziert werden. *Sundqvist et al.* (1989) parameterisieren r_o wiederum als Funktion des Bedeckungsgrades: $r_o = r_{oo} + b(1 - r_{oo})$, so daß b eine nichtlineare Funktion der relativen Feuchte ist:

$$b = 1 - \sqrt{\frac{1 - r}{1 - r_{oo}}} \quad (2.6)$$

r_{oo} ist ein Schwellenwert der Kondensation, der unabhängig vom Bedeckungsgrad ist. In Anlehnung an *Slingo* (1987), *Xu und Krueger* (1991) und *Walcek* (1994) ist r_{oo} eine Funktion der Höhe und der thermischen Stabilität der Atmosphäre und nimmt von 0.99 nahe der Erd-

oberfläche auf 0.6 in der oberen Troposphäre ab. Dabei wird nicht unterschieden, ob die Wolke konvektiven Ursprungs ist oder sich durch großskalige Hebung bildet. Für Grenzschichtwolken über dem Ozean, die sich unter einer Inversion bilden, wird ein Schwellenwert von 0.32 angenommen.

2.2.2 Kondensation und Verdunstung

Die Kondensationsrate wird im Sundqvist-Schema mit der Schließungsannahme berechnet, daß die durch Feuchtekonvergenz und adiabatische Abkühlung bedingten Anfeuchtungsraten entsprechend dem Bedeckungsgrad aufgeteilt werden können. Ein Teil steht zur Erhöhung des Wolkenwassergehalts im wolkenbedeckten Teil der Gitterbox zur Verfügung und der andere Teil zur Erhöhung der Feuchte im wolkenfreien Teil der Gitterbox (Roeckner et al., 1992). Kondensationswachstum von Wolkentröpfchen findet statt, sobald die relative Feuchte in der gesamten Gitterbox den Schwellenwert r_{oo} überschreitet und damit $b > 0$ ist. Die Kondensationsrate ist gegeben durch:

$$bQ_{cnd}^c = bR(q_v) - b\frac{\partial q_{vs}}{\partial t} \quad (2.7)$$

Darüber hinaus wird angenommen, daß immer genügend Kondensationskerne zur Verfügung stehen, so daß Kondensationswachstum einsetzen kann, sobald $r > r_{oo}$ ist. Die Sättigungsfeuchte wird nach Lowe (1977) mit passenden Koeffizienten für Wasser und Eis berechnet.

Die Wolke verdunstet, wenn durch Feuchtedivergenz oder/und adiabatische Erwärmung $r < r_{oo}$ wird. Durch advective oder diffusive Transporte aus benachbarten Gitterboxen kann Wolkenwasser in den wolkenfreien Teil der Gitterbox gelangen. Interne Durchmischung durch molekulare oder turbulente Diffusion wird vernachlässigt. Außerdem kann Wolkenwasser als Folge der verwendeten numerischen Verfahren entstehen. In allen Fällen verdunstet das Wolkenwasser im wolkenfreien Teil sofort. Sollte $R(q_w)$ als Folge der verwendeten numerischen Verfahren negativ werden, ist Q_{cnd}^o positiv und stellt ebenfalls eine Kondensationsrate dar.

2.2.3 Niederschlagsbildung

Die Niederschlagsbildung hängt entscheidend vom Phasenzustand des Wolkenwassers ab. Während die Niederschlagsbildung in warmen Wolken über die flüssige Phase durch Koagulation abläuft, läuft sie in Eiswolken über Aggregation und in Mischwolken über die Eisphase durch Gefrierprozesse, den Bergeron-Findeisen-Prozeß und anschließender Aggregation ab.

Da die Zeitkonstanten unterschiedlich sind, wird in ECHAM4 Wolkenwasser diagnostisch in die flüssige Phase und Eisphase unterteilt. Oberhalb von 273.2 K wird nur die flüssige Phase und unterhalb von 232.2 K nur die Eisphase zugelassen (Roeckner, 1993). Im übrigen Temperaturbereich wird Koexistenz beider Phasen gemäß

$$q_{cw} = q_{cl} + q_{ci} = f_l q_{cw} + (1 - f_l) q_{cw} \quad (2.8)$$

angenommen. q_{cw} ist das Wolken-, q_{cl} das Flüssig- und q_{ci} das Eiswasser-Mischungsverhältnis im wolkenbedeckten Teil der Gitterbox. Der Flüssigwasseranteil f_l in Mischwolken ist nach Rockel et al. (1991), abgeleitet aus Beobachtungsdaten von Matveev (1984), gegeben durch:

$$f_l = 0.006 + 0.994 \exp \left\{ - \left[0.003 (T - T_o)^2 \right] \right\} \quad (2.9)$$

wobei $T_o = 273.2$ K ist.

Koagulation

Der gesamte Koagulationsprozeß läßt sich wegen der Aufteilung der flüssigen Phase in Wolkenflüssigwasser und Regen (Kessler, 1969) in die Einzelprozesse Autokonversion von Wolkenflüssigwasser zu Regen (Kollision und Zusammenfließen von Wolkenflüssigwasser zu Regentropfen), Akkreszenz (Koagulation von Wolkenflüssigwasser mit Regentropfen) und Selbsteinfang von Wolkenflüssigwasser bzw. Regentropfen aufspalten. Da sich beim Selbsteinfang die Masse des Wolkenflüssigwassers bzw. Regens nicht ändert und hier nur die Massen bilanziert werden, braucht der Selbsteinfang nicht berücksichtigt zu werden.

Die Autokonversionsrate von Wolkenflüssigwasser zu Regen wird nach Sundqvist (1978) und die Akkreszenzrate von Regen und Schnee mit Wolkenflüssigwasser nach Smith (1990) parameterisiert, so daß die Niederschlagsbildungsrate gegeben ist durch (im SI-System):

$$Q_{prl} = q_{cl} \left\{ c_1 \left[1 - \exp \left\{ - \left(q_{cl} / q_{cr} \right)^2 \right\} \right] + c_2 \langle P \rangle \right\} \quad (2.10)$$

Hierbei ist $\langle P \rangle$ die gesamte Niederschlagsflußdichte (Regen und Schnee) an der Oberkante der jeweiligen Wolkenschicht und c_1 ($= 1.5 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$), c_2 ($= 1 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$) und q_{cr} ($= 5 \cdot 10^{-4}$ und $3 \cdot 10^{-4}$ für kontinentale bzw. maritime Wolken) sind mikrophysikalische Konstanten, die die Effizienz der Niederschlagsbildung und damit die Lebensdauer der Wasserwolken bestimmen.

Sedimentation

Im Gegensatz zur flüssigen Phase wird für die Eisphase die Sedimentation von Eisteilchen als dominierender Niederschlagsbildungsprozeß angenommen. Interne Umwandlungen, an denen Eisteilchen beteiligt sind, werden ebenso vernachlässigt wie Unterschiede in Form und Größe. Die Sedimentationsgeschwindigkeit (terminal velocity) v_t wird vereinfacht als Funktion des Eiswassergehalts, abgeleitet aus Beobachtungsdaten von *Heymsfield* (1977), parameterisiert:

$$v_t = c_3 (\rho q_{ci})^{c_4} \quad (2.11)$$

wobei ρ die Luftdichte ist. c_3 (=1.84) und c_4 (=0.16) sind wiederum mikrophysikalische Konstanten, die die Effizienz der Niederschlagsbildung und die Lebensdauer der Eiswolken bestimmen. Der Verlust von Eisteilchen durch Sedimentation ist durch die Divergenz der Eisflußdichte gegeben:

$$Q_{pri} = -g \frac{\partial}{\partial p} (v_t \rho q_{ci}) \quad (2.12)$$

wobei g die Schwerebeschleunigung und p der Druck ist. Die gesamte Niederschlagsbildungsrate ergibt sich aus der Summe von Gl. (2.10) und Gl. (2.12).

2.2.4 Verdunstung von Niederschlag

Die Verdunstung von Niederschlag findet nur im wolkenfreien Teil der Gitterbox (1-b) statt:

$$Q_{evp} = \frac{1}{\Delta t} \frac{c_5 (q_{vo} - q_{vs})}{1 + \frac{L_{vs}}{c_p} \frac{dq_{vs}}{dT}} \quad (2.13)$$

mit $c_5 = 0.015$.

2.2.5 Schmelzen von Schnee

Die Parameterisierung der Schneeschmelze basiert auf Beobachtungsdaten von *Mason* (1971). Die Schneeschmelze findet in einer dünnen Schicht von wenigen hundert Metern oberhalb des Gefrierniveaus statt. Deshalb wird angenommen, daß Schnee in jeder Modellschicht schmilzt, deren Temperatur höher als 275.2 K ist. Die Schneeschmelze ist nicht nur durch die Schneemenge begrenzt, sondern die Temperatur darf nach der Schneeschmelze nicht unterhalb von 275.2 K gesunken sein:

$$Q_{mlts} = q_s / \Delta t \quad (2.14)$$

wobei q_s das Massenmischungsverhältnis von Schnee ist.

2.3 Optische Eigenschaften der Wolken

Absorption und Streuvorgänge kurzwelliger Strahlung werden mit Hilfe der Delta-Eddington-Methode berechnet. Hierbei wird die optische Dicke der Wolken, die Einfachstreu-Albedo und der Asymmetrieparameter parameterisiert. Die optischen Eigenschaften der Wolkentröpfchen und „oberflächenäquivalenten“ kugelförmigen Eisteilchen werden durch Strahlungsrechnungen nach der Mie-Theorie berechnet, wobei idealisierte Größenverteilungen für Wolkentröpfchen und Eisteilchen angenommen werden (Rockel et al., 1991). Danach werden die Ergebnisse über die spektralen Intervalle des Klimamodells, gewichtet mit der Planckfunktion, gemittelt. Dies wird für verschiedene effektive Radien durchgeführt, so daß schließlich ein Polynomial-Fit die optischen Eigenschaften der Wolken als Funktionen des effektiven Wolkentröpfchen- und Eisteilchenradius beschreibt. Um die Abweichungen der Eisteilchenformen von der Kugelannahme zu berücksichtigen, ist der Asymmetriefaktor für Eisteilchen (g_i) um einen Faktor 0.91 reduziert worden, was zu $g_i \sim 0.8$ über eine große Spanne von effektiven Radien führt (Roeckner, 1995).

Der Flüssig- bzw. Eiswassergehalt im wolkenbedeckten Teil der Gitterbox bestimmt den effektiven Radius der Wolkentröpfchen (r_{le}) bzw. Eisteilchen (r_{ie}). Für Wasserwolken ergibt sich der mittlere Volumenradius der Wolkentröpfchen (r_{lv}) aus dem Flüssigwassergehalt im wolkenbedeckten Teil der Gitterbox (ρq_{cl}) und N_l zu:

$$r_{lv} = \sqrt[3]{\frac{3\rho q_{cl}}{4\pi\rho_l N_l}} \quad (2.15)$$

wobei $\rho_l (=1000 \text{ kg m}^{-3})$ die Dichte von Wasser ist. In der planetaren Grenzschicht wird für kontinentale Wolken $N_l=220 \text{ cm}^{-3}$ und für maritime Wolken $N_l=100 \text{ cm}^{-3}$ angesetzt. Oberhalb der Grenzschicht nimmt N_l graduell auf $N_l=50 \text{ cm}^{-3}$ in höheren Schichten ab. Simultane Messungen von r_{lv} und r_{le} ergeben für Wasserwolken einen linearen Zusammenhang zwischen beiden Radien (Johnson, 1993):

$$r_{le} = k r_{lv} \quad (2.16)$$

so daß r_{le} als Funktion von N_l und q_{cl} durch Kombination von Gl. (2.15) und Gl. (2.16) gegeben ist. Der Parameter k ist bestimmt durch die Form des Wolkentröpfchenspektrums. Johnson

(1993) bestimmte aus mehreren Feldexperimenten $k=1.14$ in kontinentalen und $k=1.08$ in maritimen Wolken.

r_{ie} wird wie im globalen Zirkulationsmodell des „Canadian Climate Center“ (McFarlane et al., 1992) parameterisiert:

$$r_{ie} = c_6 5640 X_i^{0.79} \quad (2.17)$$

mit $c_6=1.2$. X_i ist die mittlere Länge der Eisteilchen. Diese wird als Funktion des Eiswassergehalts im wolkenbedeckten Teil der Gitterbox, basierend auf Beobachtungsdaten von Heymsfield (1977), parameterisiert:

$$X_i = 10^{-3} \{ 0.7 + 0.4 \log(10^3 \rho q_{ci}) + 0.1 [\log(10^3 \rho q_{ci})]^2 + 0.01 [\log(10^3 \rho q_{ci})]^3 \} \quad (2.18)$$

wobei ein minimaler effektiver Eisteilchenradius von $12 \mu\text{m}$ entsprechend einem Eiswassergehalt von 10^{-4} gm^{-3} angenommen wird.

Damit ist die optische Dicke in den beiden solaren Spektralbereichen ($0.25 \mu\text{m} - 0.68 \mu\text{m}$, $0.68 \mu\text{m} - 4 \mu\text{m}$) gegeben als:

$$\delta_1 = 1.87 \text{LWP} r_{le}^{-1.08} + 1.91 \text{IWP} r_{ie}^{-1.03} \quad (2.19)$$

$$\delta_2 = 1.97 \text{LWP} r_{le}^{-1.08} + 2.17 \text{IWP} r_{ie}^{-1.06} \quad (2.20)$$

wobei LWP der Flüssig- und IWP der Eiswasserweg (vertikal integriertes Wolkenflüssigwasser bzw. Wolkeneis) ist. Weitere Details sind in Roeckner (1995) gegeben.

Im Langwelligen ist die Emissivität von Wasserwolken (ϵ_l) gegeben durch (Roeckner, 1995):

$$\epsilon_l = 1 - \exp(-a_l \text{LWP}) \quad (2.21)$$

wobei $a_l = 0.03 + 0.29 \exp(-0.09 r_{le})$ ist. Für Eiswolken gilt entsprechend:

$$\epsilon_i = 1 - \exp(-a_i \text{IWP}) \quad (2.22)$$

mit $a_i = 0.02 + 0.21 \exp(-0.07 r_{ie})$. Für Mischwolken ergibt sich die Emissivität (ϵ_m) als Produkt der beiden Exponentialterme in Gl. (2.21) und Gl. (2.22) zu:

$$\epsilon_m = 1 - \exp(-a_l \text{LWP}) \exp(-a_i \text{IWP}) \quad (2.23)$$

Es wird angenommen, daß sich Wolken aus benachbarten Schichten maximal überlappen, während ansonsten zufällige Überlappung vorausgesetzt wird (Roeckner et al., 1992).

3. Neuer Parameterisierungsansatz für stratiforme Wolken

Wie in der Einleitung erwähnt, ist die Wahl der neuen Parameterisierungen davon bestimmt, ohne Schwellenwerte in den Niederschlagsbildungsprozessen auszukommen. Autokonversion von Wolkentröpfchen zu Regentropfen und Aggregation von Eisteilchen zu Schnee bestimmen maßgeblich die Lebensdauer von Wolken, während Akkreszenzprozesse einen geringeren Einfluß haben (*siehe auch Fowler et al. 1996*). Nur wenige Autoren wie *Berry (1967)* oder *Beheng (1994)* entwickelten Formulierungen der Autokonversionsrate, die ohne Schwellenwerte arbeiten. Deshalb werden im neuen Wolkenmikrophysik-Schema (PCI) für die Formulierung der Autokonversionsrate von Wolkentröpfchen zu Regentropfen *Beheng's (1994)* Parameterisierung und für die Formulierung der Aggregationsrate von Eisteilchen zu Schnee die Parameterisierung von *Levkov et al. (1992)* verwendet. Aus Konsistenzgründen werden die Parameterisierungen der Akkreszenzrate und im Falle von Misch- und Eiswolken auch die Formulierung der heterogenen Prozesse von denselben Autoren gewählt. In mesoskaligen Modellen wie GESIMA (*Levkov et al., 1992*) können die Prozesse, die die Wolkenbildung, Niederschlagsbildung und Verdunstung bestimmen, wesentlich detaillierter beschrieben werden als in einem Klimamodell. In GESIMA wird beispielsweise das Kondensations- und Depositionswachstum als Funktion der Übersättigung parameterisiert. Im Klimamodell hingegen kann aufgrund der um zwei Größenordnungen größeren Gitterboxen und des erheblich längeren Modellzeitschrittes (30 min gegenüber 5s) keine realistische, für eine Gitterbox repräsentative, Übersättigung berechnet werden. Daher wird eine Art Sättigungsadjustierung, die eine bestehende Übersättigung innerhalb eines Zeitschrittes abbaut, angewendet, um die Wolkenbildung zu beschreiben. Auf diese Weise wird Kondensation als ein Quasi-Gleichgewichtsprozeß behandelt, bei dem länger andauernde Übersättigungen ignoriert werden und die explizite Berechnung der Kondensationsrate umgangen werden kann. Somit sind nur diejenigen Parameterisierungen von GESIMA übernommen worden, die nicht explizit von der Übersättigung abhängen.

Eine wichtige Annahme in jedem Parameterisierungsansatz für Wolken ist die Aufspaltung des Gesamtflüssigwassers in Wolkenflüssigwasser und Regen (*Kessler, 1969*). Es wird angenommen, daß Wolkentröpfchen so klein sind ($<40 \mu\text{m}$), daß sie mit der großräumigen Strömung transportiert werden, während Regentropfen eine nicht vernachlässigbare Sedimentationsgeschwindigkeit besitzen. Analog wird das Eisteilchenspektrum in Wolkeneis, bestehend aus kleinen, ursprünglichen („pristine“), kugelförmigen Eisteilchen, und Schnee unterteilt. Schnee wird in Form kugelförmiger, bereifter Kristallaggregate als einzige feste Niederschlagskompo-

nente berücksichtigt, da Graupel und Hagel bei der stratiformen Niederschlagsbildung nur eine untergeordnete Rolle spielen. Bilanziert werden die Massenmischungsverhältnisse von Wolkenflüssigwasser und Wolkeneis unter Vernachlässigung der Tropfenspektren („bulk approach“). In Anlehnung an *Ghan und Easter* (1992), *Doms* (1993) und *Mölders et al.* (1994) wird für die beiden Niederschlagskomponenten Regen und Schnee das sog. Säulengleichgewicht vorausgesetzt. D. h. aufgrund ihrer hohen Fallgeschwindigkeiten durchfallen sie die Atmosphäre innerhalb einer Zeitspanne, die kleiner ist als der Integrationszeitschritt, so daß Stationarität angenommen werden kann und horizontale Transporte vernachlässigt werden können. Diese Annahmen verkürzen die entsprechenden prognostischen Bilanzgleichungen für die Massenmischungsverhältnisse von Regen und Schnee zu diagnostischen Relationen zwischen dem jeweiligen Niederschlagsfluß und den mikrophysikalischen Quelltermen (Gl. (3.5) und Gl. (3.6)). Wolkentröpfchen folgen anfänglich einer Gammaverteilung (*Beheng*, 1994), die Verteilung der Eisteilchen wird als monodispers angenommen (*Levkov et al.*, 1992), die Größenverteilung von Regentropfen wird nicht spezifiziert, da nur ihre Menge interessiert, und Schnee folgt der Größenklassenverteilung von *Gunn und Marshall* (1958).

Die mikrophysikalischen Konstanten (γ_1 bis γ_5), die in folgenden Parameterisierungen der Umwandlungsraten auftreten, werden so gewählt („getuned“), daß SCF und LCF im globalen langjährigen Mittel in etwa den von ERBE abgeleiteten Größen entsprechen und der Flüssigwasserweg nicht höher als der von *Greenwald et al.* (1993) angegebene ist (*siehe auch Fowler et al.*, 1996 oder *Roeckner*, 1995). Im Idealfall müßte ein neues Schema in einem perfekten Modell getestet werden, um den Einfluß dieses Schemas zu isolieren. Da ein solches ideales Modell nicht existiert, sind aus Gründen der Vergleichbarkeit keine anderen Parameter, wie beispielsweise die konvektive Niederschlagseffizienz oder die Schwellenwerte der relativen Feuchte, oberhalb derer Wolkenbildung einsetzt, geändert worden. Es ist jedoch nicht auszuschließen, daß eine andere Wahl von Parametern außerhalb des stratiformen Wolkenmikrophysik-Schemas, die sich aus nichtlinearen Wechselwirkungen der stratiformen Wolken mit Strahlung, Bodenflüssen etc. ergibt, zu einem realistischeren Kontrollklima führen würde.

Wie in ECHAM4 (Abschnitt 2.2) wird subskalige Wolkenbildung nach *Sundqvist* (1978) berücksichtigt. Damit ergeben sich die Bilanzgleichungen des Wasserdampfs (q_v), des Wolkenflüssigwassers (q_l), des Wolkeneises (q_i), der Temperatur (T) und der Niederschlagsflüsse von Regen (P_r) und Schnee (P_s) zu:

$$\frac{\partial q_v}{\partial t} = R(q_v) - b \left(Q_{cnd}^c + Q_{dep}^c \right) + (1-b) \left(Q_{evp}^o + Q_{sub}^o - Q_{cnd}^o - Q_{dep}^o \right) \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial q_l}{\partial t} = R(q_l) + b \left(Q_{cnd}^c - Q_{aut}^c - Q_{racl}^c - Q_{sacl}^c - Q_{frh}^c - Q_{frk}^c - Q_{frs}^c + Q_{mli}^c \right) + (1-b) Q_{cnd}^o \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial q_i}{\partial t} = R(q_i) + b \left(Q_{dep}^c - Q_{agg}^c - Q_{saci}^c + Q_{frh}^c + Q_{frk}^c + Q_{frs}^c - Q_{mli}^c \right) + (1-b) Q_{dep}^o \quad (3.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} = R(T) + b \left[\frac{L_v}{c_p} Q_{cnd}^c + \frac{L_s}{c_p} Q_{dep}^c + \frac{L_s - L_v}{c_p} \left(Q_{sacl}^c + Q_{frh}^c + Q_{frk}^c + Q_{frs}^c - Q_{mli}^c - \frac{Q_{mlts}}{b} \right) \right] \\ - (1-b) \cdot \left(\frac{L_v}{c_p} Q_{evp}^o + \frac{L_s}{c_p} Q_{sub}^o - \frac{L_v}{c_p} Q_{cnd}^o - \frac{L_s}{c_p} Q_{dep}^o \right) \end{aligned} \quad (3.4)$$

$$g \frac{\partial P_r}{\partial p} = b Q_{aut}^c + b Q_{racl}^c + Q_{mlts} - (1-b) Q_{evp}^o \quad (3.5)$$

$$g \frac{\partial P_s}{\partial p} = b Q_{agg}^c + b Q_{sacl}^c + b Q_{saci}^c - Q_{mlts} - (1-b) Q_{sub}^o \quad (3.6)$$

R(...) bezeichnet Änderungsraten, die aus Divergenzen advektiver sowie konvektiver und turbulenter Transporte resultieren. Im Unterschied zum Standardmodell ECHAM4 wird auf die Advektion von Wolkenflüssigwasser und Wolkeneis verzichtet, weil das semi-Lagrange Transportschema nicht massenerhaltend ist und zusätzlich ein numerischer „Massenfixer“ angewendet werden muß. Der Massenfehler wird bei großen Vertikalgradienten extrem hoch, was zu einem unrealistischen Transport führt. Dieses Problem ist stärker ausgeprägt, wenn Wolkenflüssigwasser und Wolkeneis als getrennte prognostische Variablen behandelt werden. Deshalb wird für Simulationen mit dem neuen Wolkenmikrophysik-Schema die Advektion von Wolkenflüssigwasser und Wolkeneis vernachlässigt. Sensitivitätsexperimente (Roeckner, unveröffentlichte Ergebnisse) zeigen, daß diese Vernachlässigung berechtigt ist, da Änderungen im Wolkenwasser durch Advektion mindestens um einen Faktor 10 kleiner sind als die zeitlichen Tendenzen durch die jeweiligen Quellen und Senken (Kondensation oder Niederschlagsbildung). Bei der Temperaturgleichung werden der adiabatische Expansionsterm, die diabatischen Heizraten auf Grund der Absorption und Emission von solarer und terrestrischer Strahlung sowie die Erwärmungsrate aufgrund der Dissipation von kinetischer Energie in R(T) miteinbezogen. R(...) beinhaltet in der Wolkenflüssigwasser- und Wolkeneisgleichung statt

konvektiver Transporte von Wolkenflüssigwasser bzw. Wolkeneis das Detrainment von Wolkenflüssigwasser bzw. Wolkeneis aus konvektiven Wolken als Quelle für die stratiforme Wolkenbildung.

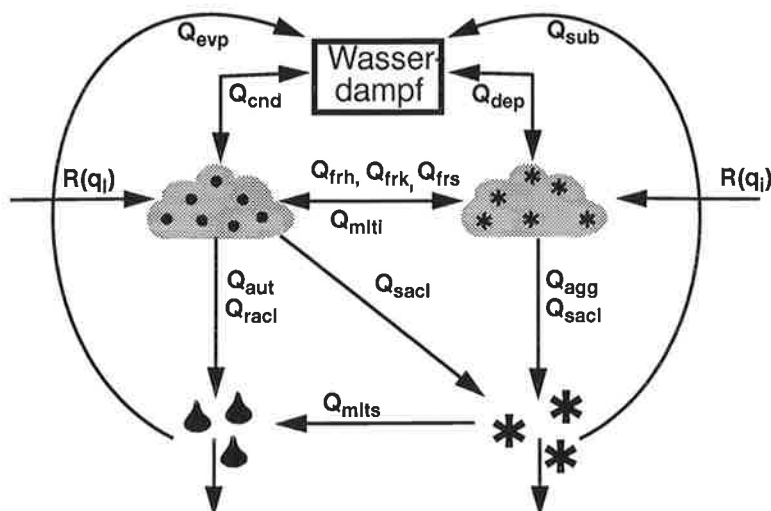


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der berücksichtigten Prozesse des neuen Wolkenmikrophysik-Schemas.

Die simulierten mikrophysikalischen Prozesse sind Kondensationswachstum bzw. Verdunstung von Wolkenröpfchen (Q_{cnd}), Depositionswachstum bzw. Sublimation von Eisteilchen (Q_{dep}), Autokonversion von Wolkenröpfchen zu Regentropfen (Q_{aut}), Akkreszenz von Regentropfen mit Wolkenröpfchen (Q_{racl}), homogenes Gefrieren (Q_{frh}), Kontaktgefrieren (Q_{frk}) und stochastisches und heterogenes Gefrieren von Wolkenröpfchen (Q_{frs}), Aggregation von Eisteilchen zu Schnee (Q_{agg}), Akkreszenz von Schnee mit Eisteilchen (Q_{saci}) und mit Wolkenröpfchen (=Bereifen) (Q_{saci}), Schmelzen von Eisteilchen (Q_{mlti}) und Schnee (Q_{mlts}), Verdunstung von Regen (Q_{evp}) und Sublimation von Schnee (Q_{sub}). Die einzelnen Prozesse sind schematisch in Abb. 3.1 dargestellt.

Wie schon in Abschnitt 2.2 beschrieben, werden die Transportterme sowie die Werte des Windes und der Temperatur im wolkenbedeckten und wolkenfreien Teil der Gitterbox als gleich angenommen. Verdunstung von Regen bzw. Sublimation von Schnee ist im wolkenbedeckten Teil nicht erlaubt ($Q_{evp}^c = 0$; $Q_{sub}^c = 0$). Die Niederschlagsbildung sowie alle weiteren mikrophysikalischen Umwandlungen sind auf den wolkenbedeckten Teil der Gitterbox beschränkt. Ihr Index c wird im folgenden der Einfachheit halber weggelassen. Der Bedeckungsgrad b ist wie in ECHAM4 nach *Sundqvist et al.* (1989) gegeben (Gl. (2.6)).

3.1 Parameterisierung der Mikrophysik warmer Wolken

3.1.1 Kondensation und Verdunstung

Kondensationswachstum von Wasserdampf an Wolkentröpfchen findet wie in ECHAM4 (Abschnitt 2.2.2) statt, sobald die relative Feuchte in der gesamten Gitterbox den Schwellenwert r_{oo} überschreitet. Entsteht eine Wolke z. B. durch adiabatische Abkühlung oder Feuchtekonvergenz, so führt jede Übersättigung im wolkenbedeckten Teil b der Gitterbox zur Nukleation und zum Kondensationswachstum von Wolkentröpfchen. Solange kein Wolkeneis vorhanden ist, findet oberhalb von 238.2 K bei Wasserübersättigung Kondensationswachstum statt. Sind Eisteilchen durch Gefrierprozesse (Abschnitt 3.2.1) gebildet worden, wird angenommen, daß während eines Zeitschrittes im Klimamodell nicht nur die bestehende Wasserübersättigung abgebaut wird, sondern zusätzlich bei Wasserunter- und Eisübersättigung die Wolkentröpfchen solange verdunsten und sich der Wasserdampf auf den Eisteilchen anlagert, bis die Eisübersättigung abgebaut ist (Bergeron-Findeisen-Prozeß). Deshalb findet bei Gegenwart von Eisteilchen zwischen 273.2 K und 238.2 K kein Kondensationswachstum von Wolkentröpfchen mehr statt, sondern der Wasserdampf wird direkt an den Eisteilchen angelagert. Die Wolke verdunstet, wenn $r < r_{oo}$ ist.

3.1.2 Niederschlagsbildung

Autokonversion von Wolkentröpfchen

Um die unterschiedlichen mikrophysikalischen Eigenschaften von kontinentalen und maritimen Wolken im Klimamodell zu berücksichtigen, wird die Parameterisierung der Autokonversionsrate von Wolkentröpfchen zu Regentropfen nach *Beheng* (1994) gewählt. Im Gegensatz zur Formulierung in ECHAM4 hängt sie nicht nur vom Flüssigwassergehalt, sondern zusätzlich von N_l und der Breite eines anfänglich gammaverteilt angenommenen Tröpfchenspektrums (n) ab. Die Parameterisierung wurde durch Lösung der sog. stochastischen Koagulationsgleichung abgeleitet. Diese spektrale Bilanzgleichung beschreibt die zeitliche Entwicklung eines Tröpfchenspektrums, wobei nur Stoßwechselwirkungen von Hydrometeor unterschiedlicher Größe berücksichtigt werden. Für die Autokonversionsrate kann folgender Ausdruck angegeben werden:

$$Q_{aut} = \left[\gamma_1 \cdot 6 \cdot 10^{28} n^{-1.7} \left(10^{-6} N_l \right)^{-3.3} \left(10^{-3} \rho q_{cl} \right)^{4.7} \right] / \rho \quad (3.7)$$

mit $n = 10$. $\gamma_1 (= 15)$ ist wie c_1 in ECHAM4 eine mikrophysikalische Konstante, die die Effizienz der Niederschlagsbildung und die Lebensdauer der Wasserwolken bestimmt.

Um die Motivation für die Wahl dieser Parameterisierung der Autokonversionsrate zu verdeutlichen, sind in Abb. 3.2 die Autokonversionsraten nach *Berry* (1967), *Sundqvist* (1978) und *Beheng* (1994) als Funktion des Flüssigwassergehalts dargestellt.

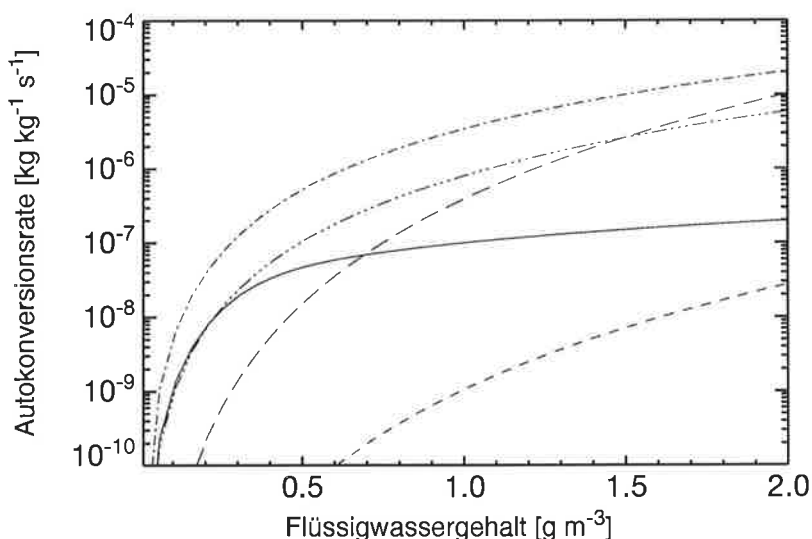


Abbildung 3.2: Verschiedene Autokonversionsraten als Funktion des Flüssigwassergehalts: nach *Berry* (1967) für $N_1=50 \text{ cm}^{-3}$ (.-.) und $N_1=300 \text{ cm}^{-3}$ (...), *Sundqvist* (1978) (—) und *Beheng* (1994) für $N_1=50 \text{ cm}^{-3}$ (- -) und $N_1=300 \text{ cm}^{-3}$ (- - -).

Berry und *Beheng* berücksichtigen neben der Abhängigkeit vom Flüssigwassergehalt auch die von N_1 und n . In beiden Parameterisierungen ist die Autokonversionsrate für jeweils eine typisch maritime Wolke ($N_1=50 \text{ cm}^{-3}$) und eine typisch kontinentale Wolke ($N_1=300 \text{ cm}^{-3}$) dargestellt. *Beheng* geht in seiner Arbeit darauf ein, daß *Berry*'s Formel wahrscheinlich auch die Akkreszenzrate von Regen mit Wolkentröpfchen miteinschließt, da seine Umwandlungsraten, selbst für eine Wolke mit $N_1=300 \text{ cm}^{-3}$, sehr groß sind. Die Kurve von *Sundqvist* stellt einen guten Kompromiß dar, wenn keine Aussage über N_1 gemacht werden kann, da sie zwischen den Kurven von *Beheng* für maritime und kontinentale Wolken verläuft. *Beheng*'s ursprüngliche Formulierung für die Autokonversionsrate sieht für Wolken mit $N_1 > 100 \text{ cm}^{-3}$ eine andere Abhängigkeit vor, die zu geringeren Autokonversionsraten führt. Diese scheint jedoch im Klimamodell mit Wolkentröpfchenkonzentrationen, die über die großen Gitterboxvolumina gemittelt werden, nicht zu realistischen Ergebnissen zu führen. Auch ohne diese gesonderte Berücksichtigung ist die Autokonversionsrate für Flüssigwassergehalte von 1 gm^{-3} für Wolken mit $N_1=300 \text{ cm}^{-3}$ um einen Faktor 400 kleiner als für Wolken mit $N_1=50 \text{ cm}^{-3}$.

Autoren	Anzahl der Meßwerte	Ort	Gemessene Größen	Annahmen
Berresheim et al. (1993)	11	Nordost-Pazifik	Sulfat-Aerosole und CCN bei 0.3% S_{\max}	CCN bei 0.3% $S_{\max} = N_1$
Quinn et al. (1993)	4	Nordost-Pazifik	Sulfat-Aerosole und CCN bei 0.3% S_{\max}	CCN bei 0.3% $S_{\max} = N_1$
Hegg et al. (1993)	12	Nordost-Atlantik	Sulfat-Aerosole und CCN bei 0.2-2% S_{\max}	CCN bei 0.3% $S_{\max} = N_1$
Van Dingenen et al.	14	Nordatlantik	Sulfat-Aerosole und Aerosol Größenverteilung	Aerosole im Akkumulationsmode = N_1
Leitch et al. (1992)	59	Nordost-Kanada	im Wolkenflüssigwasser gelöstes Sulfat und N_1	60% der Sulfat-Aerosole werden in die Wolke aufgenommen

Tabelle 3.1: Zusammenfassung simultaner Meßdaten der Masse der Sulfat-Aerosole und N_1 . S_{\max} ist die maximale Übersättigung.

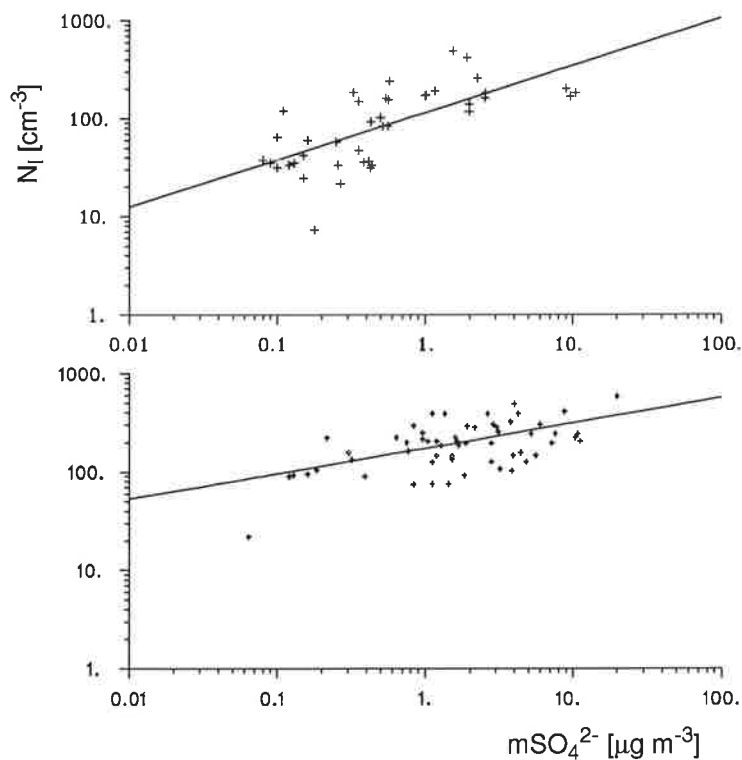


Abbildung 3.3: Anzahldichte der Wolkentröpfchen (N_1) als Funktion der Masse der Sulfat-Aerosole ($m\text{SO}_4^{2-}$) für maritime Wolken (oben) und kontinentale Wolken (unten).

Zum jetzigen Zeitpunkt kann N_1 nicht realistisch in Klimamodellen berechnet werden, da N_1 kleinräumig stark variieren kann. N_1 hängt unter anderem vom Aerosolspektrum, von der klein- bzw. mesoskaligen Aufwindgeschwindigkeit und somit von der maximalen Übersättigung ab. Diese Informationen liegen jedoch im Klimamodell nicht vor. Daher wird N_1 mittels einer empirischen Beziehung aus dem Massenmischungsverhältnis von Sulfat-Aerosolen (mSO_4^{2-}) erhalten (Boucher und Lohmann, 1995). Grundlage hierfür sind fünf Beobachtungsstudien, die in Tabelle 3.1 zusammengefaßt und in Abb. 3.3 dargestellt sind.

Obwohl die Werte stark um die Regressionsgerade streuen, betragen die Korrelationskoeffizienten dennoch $r=0.7$ bzw. $r=0.6$ für maritime bzw. kontinentale Wolken. Die daraus abgeleiteten Regressionsgeraden zwischen N_1 [m^{-3}] und mSO_4^{2-} [$\mu g m^{-3}$] für kontinentale (N_1^{knt}) und maritime Wolken (N_1^{mar}) sind gegeben durch:

$$N_1^{mar} = 10^6 \cdot 10^{2.06 + 0.48 \log(mSO_4^{2-})} \quad (3.8)$$

$$N_1^{knt} = 10^6 \cdot 10^{2.24 + 0.26 \log(mSO_4^{2-})} \quad (3.9)$$

Als Eingangsfelder für das Wolkenmikrophysik-Schema dienen Monatsmittelwerte der dreidimensionalen Verteilung der Sulfat-Aerosole aus einem Experiment des troposphärischen Schwefelkreislaufs mit ECHAM (Feichter et al., 1996). Darin werden drei Schwefelkomponenten berücksichtigt: Dimethylsulfid (DMS), Schwefeldioxid (SO_2) und Sulfat-Aerosole. Die Quellen sind unterteilt nach natürlichen und anthropogenen Emissionen, wobei die anthropogenen Emissionen 80% der Gesamtemissionen betragen und ausschließlich als SO_2 emittiert werden (Tabelle 3.1).

Spezies	Quelle	Emissionen
Natürlich: DMS	Marine Biosphäre	16.0
DMS	Terrestrische Biosphäre	0.9
SO_2	Nicht-eruptive Vulkane	3.5
Anthropogen: SO_2	Biomassenverbrennung	2.5
SO_2	Verbrennung fossiler Brennstoffe und Industrieabgase	77.6
Summe		100.5

Tabelle 3.1: Globale Emissionen der Schwefelgase [Tg Schwefel a^{-1}] (nach Feichter et al., 1996).

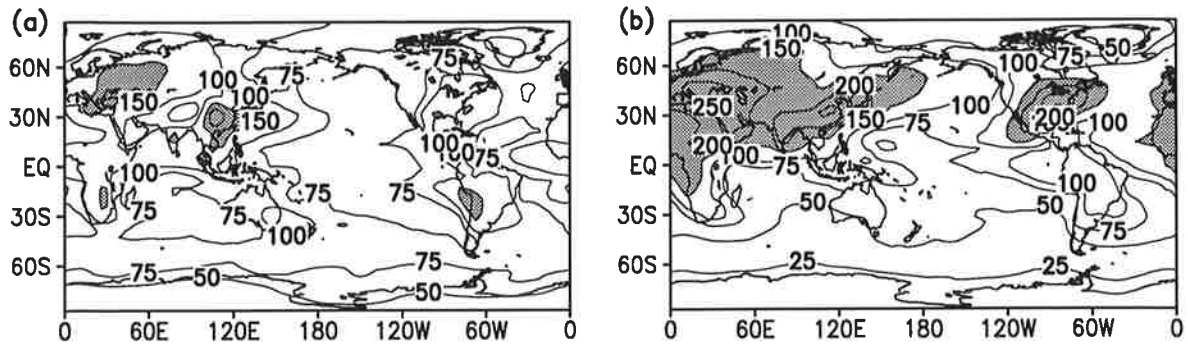


Abbildung 3.4: Anzahldichte von Wolkentröpfchen in 850 hPa für Januar (a) und Juli (b). Isolinienabstand: 25, 50, 75, 100, 150, 200, 250 cm^{-3} . Werte oberhalb von 150 cm^{-3} sind grau schraffiert.

Ungefähr 50% des SO_2 wird durch trockene Deposition an der Erdoberfläche entfernt. Von den verbleibenden 50% des SO_2 wird ungefähr ein Drittel in der Gasphase und zwei Drittel innerhalb von Wolken zu Sulfat oxidiert. Sulfat-Aerosole werden hauptsächlich durch Nukleation als CCN in Wolken aufgenommen und durch Niederschlag ausgewaschen.

Die aus diesen Prozessen resultierende Verteilung von N_1 ist für Januar und Juli in ca. 850 hPa (Modellschicht 15) in Abb. 3.4 dargestellt. Maxima von N_1 sind durch hohe Schwefelemissionen der Industrie über Nordamerika, Europa und Südostasien verursacht. Hohe Konzentrationen von mSO_4^{2-} und damit hohe Werte von N_1 werden von Südostasien und Nordamerika mit der großräumigen Zirkulation auf den Pazifik und Atlantik advehiert. Sekundäre Maxima auf der Südhemisphäre sind auf Biomassenverbrennung und Schmelzen von Buntmetallen zurückzuführen. N_1 beträgt zwischen 25 und 100 Tröpfchen cm^{-3} über ozeanischen Reinluftgebieten. Im Juli sind die Aerosol-Konzentrationen über der Nordhemisphäre höher, da mehr Oxidantien (primär Wasserstoffperoxid und Hydroxylradikale) zur Sulfatbildung zur Verfügung stehen und weniger Sulfat-Aerosole ausgewaschen werden (Feichter *et al.*, 1996). Die Sensitivität des Modells bezüglich dieser Eingangsfelder wird in Kapitel 6 diskutiert.

Akkreszenz von Regentropfen mit Wolkentröpfchen

Sind Regentropfen entstanden, kann sich die Regenmenge durch Koagulation von Regentropfen mit Wolkentröpfchen (Akkreszenz) vermehren. Die ebenfalls von Beheng (1994) aus der stochastischen Koagulationsgleichung abgeleitete Akkreszenzrate ist eine lineare Funktion des Flüssigwassergehalts und Regens (q_r):

$$Q_{racl} = a_1 \rho q_{cl} q_r \quad (3.10)$$

mit $a_1=6 \text{ s}^{-1}$ (Beheng, 1994).

3.1.3 Verdunstung von Regen

Die Verdunstung von Regen findet nur im wolkenfreien Teil der Gitterbox (1-b) statt und wird wie in ECHAM4 parameterisiert (Roeckner et al., 1992):

$$Q_{evp} = -\frac{1}{\Delta t} \frac{\gamma_2 (q_{vo} - q_{vs})}{1 + \frac{L_v dq_{vs}}{c_p dT}} \quad (3.11)$$

wobei $\gamma_2 = 0.15$ eine empirische Konstante ist.

3.2 Parameterisierung der Mikrophysik von Misch- und Eiswolken

3.2.1 Eiskeimbildung und Gefrierprozesse

Die Keimbildung von Eisteilchen ist im Gegensatz zu der von Wolkentröpfchen weder theoretisch noch experimentell vollständig geklärt (Beheng und Wacker, 1993). Als primäre Entstehungsmechanismen für Eisteilchen werden diskutiert (Pruppacher und Klett, 1978):

- (1) Wasserdampf wird an der Oberfläche von Eiskeimen adsorbiert, wobei bei genügend niedrigen Temperaturen Eis gebildet wird (Depositionskeimbildung).
- (2) Gefrierkeime initiieren die Eisphase aus dem Inneren eines unterkühlten Tröpfchens heraus (Gefrierkeimbildung / heterogenes Gefrieren von Wolkentröpfchen).
- (3) Eiskeime initiieren Vereisung bei Kontakt mit unterkühlten Tröpfchen (Kontaktkeimbildung / Kontaktgefrieren von Wolkentröpfchen).

Depositionswachstum von Wasserdampf auf Eiskeimen findet im Modell nur unterhalb von 238.2 K statt, wobei angenommen wird, daß bei diesen niedrigen Temperaturen nach (1) genügend Depositionseiskeime zur Verfügung stehen. Oberhalb von 238.2 K wird je ein Mechanismus zum heterogenen und Kontaktgefrieren berücksichtigt. Sekundäre Prozesse, wie das Abbrechen von Eisstückchen bei der Kollision von Eisteilchen und die Bildung von kleinsten Eisteilchen beim Bereifen (Hallett-Mossop-Prozeß; Hallett und Mossop, 1974) werden in der Natur für die hohen Konzentrationen der Eiskeime (Eisteilchenmultiplikation), die sich nicht alleine aus (1)-(3) ergeben können, verantwortlich gemacht (Beheng und Wacker, 1993). Der Hallett-Mossop-Prozeß wird in GESIMA nur in der Bilanzgleichung der Anzahldichte von Eisteilchen (N_i) berücksichtigt. Da in den folgenden Parameterisierungen nur die Eisteilchen-

größe benötigt wird, die empirisch nach Gl. (3.26) spezifiziert wird, bleibt der Hallett-Mossop-Prozeß unberücksichtigt.

Stochastisches und heterogenes Gefrieren von unterkühlten Wolkenröpfchen

Bei verschmutzten Wassertröpfchen hat sich gezeigt, daß ihre Gefriertemperatur eine Funktion des Tropfenvolumens ist (*Pruppacher und Klett, 1978; Rangno und Hobbs, 1994*). So haben gleich große Eisembryonen, die aus gleich großen unterkühlten Wassertröpfchen entstanden sind, die gleiche Wahrscheinlichkeit, eine „kritische“ Größe durch zufällige Fluktuationen der Wassermoleküle zu erreichen (*Bigg, 1953*). Dabei wird angenommen, daß Fremdkörper in den Tröpfchen die stochastische Natur dieses Prozesses nicht ändern, sondern nur die Effektivität des Prozesses erhöhen. So ergibt sich aus der *Bigg*'schen Gleichung, die bis zur Tröpfchengröße extrapoliert worden ist (*Levkov et al., 1992* basierend auf *Murakami, 1990*) die stochastische und heterogene Gefrierate zu:

$$Q_{frs} = a_2 \{ \exp [b_2 (T_o - T)] - 1 \} \frac{\rho q_{cl}^2}{\rho_l N_l} \quad (3.12)$$

wobei $a_2=100 \text{ m}^{-3}\text{s}^{-1}$ und $b_2=0.66 \text{ K}^{-1}$ Konstanten sind, die aus Labormessungen bestimmt wurden.

Kontaktgefrieren von unterkühlten Wolkenröpfchen

Brown'sche Molekularbewegung führt zur Bildung von Eisteilchen durch mechanischen Kontakt (Kollision) von Aerosolpartikeln und unterkühlten Wassertröpfchen. Des weiteren führen Thermophorese und Diffusiophorese zur Kontakt-Eisteilchenbildung. Die thermophoretische Kontaktnukleation findet durch Anziehung oder Abstoßung zwischen dem Aerosolpartikel und dem Tropfen entlang des Temperaturgradienten statt. Diffusiophorese andererseits beruht auf Anziehung oder Abstoßung zwischen dem Aerosolpartikel und dem Tropfen entlang des Wasserdampfgradienten. Da selbst in GESIMA der Temperatur- und Wasserdampfgradient zwischen Tröpfchen und Aerosolpartikel nicht berücksichtigt werden kann, wird auch hier nur die Kontaktkeimbildung durch Brown'sche Molekularbewegung parameterisiert. Sie kann nach *Levkov et al. (1992)* und *Cotton et al. (1986)* formuliert werden als:

$$Q_{frk} = m_{io} F_1 DF_{ar} \quad (3.13)$$

DF_{ar} ($=1.4 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$) ist die Aerosol-Diffusivität (nach *Pruppacher und Klett, 1978*), m_{io} ($=10^{-12} \text{ kg}$) die ursprüngliche Masse eines nukleierten Eisteilchens und

$$F_1 = 4\pi r_{iv} N_i N_a / \rho \quad (3.14)$$

Die Konzentration der aktiven Kontaktkeime wird approximiert durch $N_a = N_{a0}(270.15 - T)$, wobei $N_{a0} = 2 \cdot 10^5 \text{ m}^{-3}$ ist.

Sind oberhalb von 238.2 K Eisteilchen durch stochastisches bzw. heterogenes oder Kontaktgefrieren entstanden, wird angenommen, daß der Bergeron-Findeisen-Prozeß bei Eisübersättigung für anschließendes Depositionswachstum von Wasserdampf an Eisteilchen sorgt.

Homogenes, spontanes Gefrieren von unterkühlten Wolkentröpfchen

Unterhalb von 238.2 K wird homogenes und spontanes Gefrieren von Wolkentröpfchen angesetzt (*Lord et al.*, 1984; *Eppel et al.*, 1995), da nur in seltenen Fällen unterkühlte Wasserwolken unterhalb von 238.2 K beobachtet werden. Die Gefriertrate ist so definiert, daß die Wolke innerhalb eines Zeitschrittes vollständig vereist:

$$Q_{frh} = q_{cl} / \Delta t \quad (3.15)$$

3.2.2 Niederschlagsbildung

Die Niederschlagsbildung über die Eisphase berücksichtigt Aggregation (Vereinigung von Eisteilchen durch Verhaken oder/und Anfrieren), Akkreszenz von Eisteilchen mit Schnee und Bereifen.

Aggregation

Die Aggregationsrate wird nach *Levkov et al.* (1992) basierend auf *Murakami* (1990) parametrisiert:

$$Q_{agg} = \gamma_3 q_{ci} / \Delta t_i \quad (3.16)$$

γ_3 (=220) ist wiederum eine mikrophysikalische Konstante, die die Effizienz der Schneebildung und damit die Lebensdauer der Eiswolke bestimmt. Δt_i ist die Zeit, die die Anzahldichte von Eisteilchen (N_i) braucht, um von N_i auf $N_i(r_{iv}/r_{so})$ abzunehmen. Sie ist gegeben durch:

$$\Delta t_i = -\frac{2}{c_i} \log \left(\frac{r_{iv}}{r_{so}} \right)^3 \quad (3.17)$$

mit r_{so} ($=10^{-4}$ m) als kleinstem Radius eines Partikels in der Schneeklasse und

$$c_i = \frac{q_{ci} \rho a_3 E_{ii} X \left(\frac{\rho_o}{\rho} \right)^{0.33}}{\rho_i} \quad (3.18)$$

$X (=0.25)$ ist die Dispersion des Fallgeschwindigkeitsspektrums von Wolkeneis, $a_3=700 \text{ s}^{-1}$, $\rho_o (=1.3 \text{ kg m}^{-3})$ ist die Luftdichte an der Erdoberfläche (Referenzwert), $\rho_i (=500 \text{ kg m}^{-3})$ ist die Dichte von Wolkeneis (*Murakami, 1990*), r_{iv} ist der mittlere Volumenradius des Eisteilchenspektrums (siehe Abschnitt 3.3) und E_{ii} die Kollektionseffizienz zwischen Eisteilchen. Sie ist eine dimensionslose Funktion, die berücksichtigt, daß sich die Strömungsfelder um zwei sich aufeinander zu bewegend Partikel beeinflussen, was Auswirkungen auf die Trajektorien der Stoßpartner und damit auf den Kollisionsvorgang hat (*Wacker und Beheng, 1993*). Zusätzlich beinhaltet sie die Wahrscheinlichkeit, mit der zusammenstoßende Teilchen aneinander haften bleiben. In Wirklichkeit ist sie eine stark temperaturabhängige Größe. Hier wird vereinfacht $E_{ii} (=0.1)$ angenommen (*Levkov et al., 1992*).

Akkreszenz

Die Parameterisierungen des Anwachsens der Schneekristalle durch Akkreszenz von Schneekristallen mit Wolkentröpfchen und Eisteilchen (*Levkov et al., 1992*, basierend auf *Lin et al., 1983*) nehmen an, daß Schneekristalle der exponentiellen Größenklassenverteilung von *Gunn und Marshall (1958)* folgen:

$$n_s(D_s) = n_{os} \exp(-\lambda_s D_s) \quad (3.19)$$

$n_s(D_s)$ ist die Anzahl der Schneekristalle pro Einheitsvolumen und Durchmesserintervall. D_s ist der Durchmesser des Wassertropfens, der sich aus dem Schneekristall ergibt, wenn er geschmolzen würde. Die Konzentration für $D_s = 0$: $n_{os} (= 3 \cdot 10^6 \text{ m}^{-4})$ wurde aus Messungen von *Gunn und Marshall (1958)* bestimmt. Der Verteilungsparameter λ_s ist nach *Potter (1991)* gegeben:

$$\lambda_s = \left(\frac{\pi \rho_l n_{os}}{\rho q_s} \right)^{0.25} \quad (3.20)$$

Damit ergibt sich folgende Akkreszenzrate von Schnee mit Wolkeneis:

$$Q_{saci} = \frac{\pi E_{si} n_{os} a_4 q_{ci} \Gamma(3 + b_4) \left(\frac{\rho_o}{\rho} \right)^{0.5}}{4 \lambda_s^{3 + b_4}} \quad (3.21)$$

mit $a_4=4.83$ und $b_4=0.25$ (*Levkov et al., 1992*). $\left(\frac{\rho_o}{\rho} \right)^{0.5}$ berücksichtigt die geringere Fallge-

schwindigkeit des Schnees in Höhen mit größerer Luftdichte (*Foote und du Toit*, 1969). Die Kollektionseffizienz von Schnee mit Wolkeneis (E_{si}) ist temperaturabhängig (*Levkov et al.*, 1992):

$$E_{si} = \exp [0.025 (T - T_o)] \quad (3.22)$$

Bereifen

Schneeflocken, die durch eine Ansammlung unterkühlter Tröpfchen fallen, kollidieren mit ihnen und schmelzen mit ihnen zusammen (Bereifen). Die Änderung des Mischungsverhältnisses für Schnee basiert auf dem geometrischen Auswaschprinzip, integriert über alle Größenklassen für die angenommene Größenverteilung (Gl. (3.19)). Die Parameterisierung des Bereifens ist ähnlich der der Akkreszenz von Schnee mit Wolkeneis Gl. (3.21):

$$Q_{sac1} = \gamma_4 \frac{\pi E_{s1} n_{os} a_4 q_{cl} \Gamma(3 + b_4) \left(\frac{\rho_o}{\rho}\right)^{0.5}}{4 \lambda_s^{3 + b_4}} \quad (3.23)$$

mit $E_{s1} = 1$ (Kollektionseffizienz von Schnee mit Wolkentropfen). *Levkov et al.* (1992) begrenzen den Bereifungsprozeß auf Flüssigwassergehalte $> 10^{-5} \text{ kg kg}^{-1}$. Um Schwellenwerte zu vermeiden und dennoch die Effizienz dieses Prozesses zu reduzieren, ist $\gamma_4 (=0.1)$ gewählt worden.

3.2.3 Schmelzprozesse

Bei Temperaturen oberhalb des Gefrierpunktes wird angenommen, daß alle Eisteilchen während eines Zeitschrittes vollständig schmelzen (*Fowler et al.*, 1996):

$$Q_{mti} = q_{ci} / \Delta t \quad (3.24)$$

Schmelzen von Schnee wird ebenfalls wie in ECHAM4 (Gl. (2.14)) parameterisiert.

3.2.4 Sublimation von Schnee

Die Sublimation von Schnee ist analog der Verdunstung von Regen auf den wolkenfreien Teil der Gitterbox (1-b) beschränkt und wird wie in ECHAM4 parameterisiert:

$$Q_{sub} = -\frac{1}{\Delta t} \frac{\gamma_5 (q_{vo} - q_{vs})}{1 + \frac{L_s}{c_p} \frac{dq_{vs}}{dT}} \quad (3.25)$$

wobei $\gamma_5 (=0.15)$ gleich der empirischen Konstante γ_2 in Q_{evp} gewählt wurde.

3.3 Optische Eigenschaften der Wolken

Die optischen Eigenschaften der Wolken sind wie in ECHAM4 Funktionen der effektiven Wolkentröpfchen- (r_{ie}) und Eiskristallradien (r_{iv}). Ebenfalls wie in ECHAM4 wird in PCI r_{ie} mit Hilfe von Beobachtungsdaten (*Johnson, 1993*) zum mittleren Volumenradius der Wolkentröpfchen (r_{lv}) nach Gl. (2.16) in Beziehung gesetzt, wobei r_{lv} nach Gl. (2.15) durch den Flüssigwassergehalt im wolkenbedeckten Teil der Gitterbox und N_1 bestimmt ist. Im Gegensatz zu ECHAM4 ist N_1 nicht fest vorgeschrieben, sondern wird aus der Masse der Sulfat-Aerosole nach Gl. (3.8) und Gl. (3.9) berechnet.

Der effektive Eisteilchenradius ist eine mit sehr großen Unsicherheiten behaftete Größe. Daher werden in Kapitel 6 Sensitivitätsexperimente mit verschiedenen Parameterisierungen von r_{ie} , die alle auf Beobachtungsdaten basieren, durchgeführt. In der Standardversion wird die Parameterisierung von *Moss et al. (1996)* verwendet. Sie stellt einen Zusammenhang zwischen r_{ie} und dem Eiswassergehalt her, der aus Flugzeugmessungen über Großbritannien und der Nordsee abgeleitet worden ist:

$$r_{ie} = a_5 * 10^{-6} \left(10^3 \rho q_{ci} \right)^{b_5} \quad (3.26)$$

mit $a_5=83.8$ und $b_5=0.216$. Es wird ein minimaler Eisteilchenradius von $r_{ie}=10 \mu\text{m}$ angenommen.

Zwischen dem mittleren Volumenradius des Wolkeneises (r_{iv}) und r_{ie} haben *Moss et al. (1996)* aus dem gleichen Datensatz eine quadratische Beziehung abgeleitet:

$$r_{ie} = 10^{-6} \cdot \sqrt[3]{a_6 (10^6 r_{iv})^3 + b_6 (10^6 r_{iv})^6} \quad (3.27)$$

wobei $a_6=1.61$ und $b_6=3.56*10^{-4}$ ist.

4. Modellvalidierung

Nach der Erläuterung der durchgeführten Experimente und der Beobachtungsdatensätze werden globale Mittelwerte der Simulation mit dem neuen Wolkenmikrophysik-Schema (PCI) mit der des Standardwolken-Schemas in ECHAM4 (CTL) und mit Beobachtungsdaten verglichen. Daran anknüpfend folgen Vergleiche einiger Größen des hydrologischen Kreislaufs, wie Wolkenflüssigwasser, Wolkeneis und Bedeckungsgrad als Jahresmittel in Zonal-Vertikalschnitten. Zur Verdeutlichung der Variabilität im Jahresgang werden diese Größen anschließend als geographische Verteilungen für Januar und Juli dargestellt. Die optischen Eigenschaften der Wolken werden anhand des cloud forcings diskutiert. Die Variabilität von Wolkensystemen wird in diesem Kapitel anhand des Tagesganges des Bedeckungsgrades und der interannualen Variation des cloud forcings im äquatorialen Pazifik diskutiert.

4.1 Modellexperimente

Die im folgenden vorgestellten Ergebnisse basieren auf Fünfjahreexperimenten mit CTL und PCI in der horizontalen Auflösung T30. Das Modell wird jeweils mit der beobachteten Meeresoberflächentemperatur (SST) und der Meereisbedeckung aus dem Datensatz des „Atmospheric Model Intercomparison Project“ (AMIP) (Gates, 1992) für die Jahre 1985-1989 angetrieben. Dieser Zeitraum ist gewählt worden, weil die Strahlungsdaten der ERBE-Satelliten, mittels derer die berechneten Strahlungsflüsse evaluiert werden, im selben Zeitraum aufgenommen worden sind. Da in CTL nur Wolkenwasser prognostiziert wird, wird die Aufspaltung in die Flüssig- und Eisphase nach Gl. (2.9) nachträglich berechnet.

4.2 Beobachtungsdatensätze

Alle Beobachtungsdatensätze, die in diesem Kapitel für den Vergleich mit PCI und CTL verwendet werden, sind aus Vergleichbarkeitsgründen auf die Horizontalauflösung T30 interpoliert worden.

Satellitendaten des Special Sensor Microwave/Imager

Der „Special Sensor Microwave/Imager“ (SSM/I) ist ein passives Fernerkundungs-Radiometer, das aufwärts gerichtete Strahlung in vier spektralen Kanälen mißt: 19.2, 22.2, 37 und 85.5 GHz. Alle Frequenzen werden in vertikaler und horizontaler Polarisation empfangen mit Ausnahme des 22 GHz Kanals, der nur die vertikale Polarisation empfängt. Die aus

SSM/I-Daten abgeleiteten und hier zu Vergleichszwecken benutzten Größen sind der Wasserdampfsäulengehalt (vertikal integrierte Wasserdampfmasse) und der Flüssigwasserweg. Der Wasserdampfsäulengehalt sowie der Flüssigwasserweg stehen nicht über Land zur Verfügung, da die Bodenemissivität im Mikrowellenbereich zu stark variiert. Der Wasserdampfsäulengehalt steht von *Liu et al.* (1992) für den Zeitraum 1987-1991 und von *Ewald und Schlüssel* (1996) für 1987/88 zur Verfügung. Die Unterschiede im globalen, jährlichen Mittelwert sind kleiner als 1%. Von *Ewald und Schlüssel* (1996) wird der Fehler der Einzelmessungen mit 4.4 kg m^{-2} angegeben.

Der Flüssigwasserweg ist z. B. von *Greenwald et al.* (1993); *Liu und Curry* (1993); *Weng und Grody* (1994); *Karstens et al.* (1994) aus SSM/I-Daten des „Defense Meteorological Satellite Program“ abgeleitet worden. Die Ergebnisse der hier verwendeten Algorithmen von *Greenwald et al.* und *Weng und Grody* differieren um 60% im globalen Jahresmittel. Der Flüssigwasserweg kann durch viele Eingangsparameter des Erkennungsalgorithmus wie Wasserdampf, Wolkentemperatur, Bodenwinde oder Meeresoberflächentemperatur verfälscht werden. Zusätzlich kann der Flüssigwasserweg durch Regentropfen beeinträchtigt sein. Da es keine flächendeckenden, zuverlässigen Bodenbeobachtungen des Flüssigwasserweges gibt, werden die SSM/I-Daten trotz ihrer Unsicherheiten für den Modellvergleich verwendet. Der von *Greenwald et al.* abgeleitete Flüssigwasserweg deckt die Periode Juli 1987 bis Dezember 1991 ab. *Weng und Grody's* Datensatz umfaßt den Zeitraum von Juli 1987 bis Dezember 1994 mit Ausnahme von Ende 1990 bis Ende 1991, wo der 85 GHz Kanal nicht verfügbar war.

Daten des International Satellite Cloud Climatology Project

Eine detaillierte Beschreibung der Aufbereitung der Daten des „International Satellite Cloud Climatology Projects“ (ISCCP) und ihrer Produktpalette ist in *Rossow und Schiffer* (1991) gegeben. Der C1-Datensatz beruht auf schmalbandigen, bispektralen Strahldichtemessungen (bei $0.6 \mu\text{m}$ im sichtbaren und bei $11 \mu\text{m}$ im terrestrischen Spektralbereich) von operationellen Wettersatelliten (Rohdaten, B3-Stufe von ISCCP). Die nahezu globale Abdeckung mit Daten wird durch den Verbund von geostationären und mindestens einem polarumlaufenden Satelliten erreicht. Der Wolkenerkennungsalgorithmus des ISCCP, angewendet auf die Rohdaten in 4-8 km Auflösung, liefert die optische Dicke und den Druck an der Wolkenoberkante. Abgeleitete, in dieser Arbeit verwendete, Größen sind der Bedeckungsgrad (*Rossow und Schiffer*, 1991) und Strahlungsflüsse an der Erdoberfläche (*Darnell et al.*, 1992; *Laszlo und Pinker*, 1993). Monatsmittelwerte des Bedeckungsgrades (ISCCP-C2-Datensatz) stehen von 1983 bis

1990 zur Verfügung. Die Übereinstimmung des Bedeckungsgrades mit Bodenbeobachtungen (Warren *et al.*, 1986, 1988; Hahn *et al.*, 1994) ist im allgemeinen gut. Verglichen mit Bodenbeobachtungen ist die aus den ISCCP-Daten abgeleitete Wolkenbedeckung um 10% über Land und um 5%-25% in polaren Regionen niedriger (Rossow *et al.*, 1993). Zur Verfügung stehen der Gesamtbedeckungsgrad und der Bedeckungsgrad in drei Schichten: hohe Wolken (Wolkenoberkante oberhalb von 440 hPa), mittelhohe Wolken (Wolkenoberkante zwischen 680 hPa und 440 hPa) und tiefe Wolken (Wolkenoberkante unterhalb von 680 hPa). Die mittelhohen und tiefen Wolken können unterschätzt sein, da Abschattungseffekte durch hohe Wolken auftreten können.

Bodenbeobachtungen des Gesamtbedeckungsgrades

Bodenbeobachtungen des Gesamtbedeckungsgrades basieren auf synoptischen Wetterberichten von Landstationen und Schiffsbeobachtungen zwischen Dezember 1981 und November 1991 (Hahn *et al.* 1994). Die Datenaufbereitung beinhaltet ein Analysen-Schema, das den Fehler der Nachtbeobachtungen, der in den Datensätzen von Warren *et al.* (1986, 1988) für den Zeitraum von 1930 bis 1980 enthalten war, eliminiert.

Daten des Weltzentrums für Niederschlagsklimatologie

Das Weltzentrum für Niederschlagsklimatologie (WZN) kombiniert so viele beobachtete Niederschlagsdaten wie möglich (Rudolf, 1995; Stendel und Arpe, 1996). Für die Landflächen sind die konventionell gemessenen Niederschlagshöhen die wichtigste Datengrundlage. Über den Ozeanen sind Satellitendaten und Ergebnisse der Wettervorhersage mit dem EZMW-Modell die einzigen regelmäßig verfügbaren Datenquellen. Dabei werden an erster Stelle Mikrowellendaten (SSM/I) berücksichtigt, an zweiter Stelle Niederschlagshöhen, die aus der infraroten langwelligen Nettostrahlung am Atmosphärenoberrand abgeleitet werden, und zuletzt werden die Datenlücken mit operationellen Vorhersagen (12 h - 36 h) des EZMW-Modells aufgefüllt. Dieser Datensatz steht zur Zeit von 1986-1994 zur Verfügung. Fehler, die sich durch Meßgenauigkeiten und durch die Einschwingzeit des EZMW-Modells ergeben, werden auf 10% geschätzt.

Satellitendaten des Earth Radiation Budget Experiment

Die Satellitendaten des „Earth Radiation Budget Experiment“ (ERBE) liefern Monatsmittelwerte der Strahlungsflüsse am Atmosphärenoberrand während des Zeitraums von Februar 1985 bis Januar 1990. Eine detaillierte Beschreibung der Datenaufbereitung sowie ihrer End-

produkte kann in *Barkstrom* (1984), ERBE Science Team (1986) und *Ramanathan et al.* (1989) nachgelesen werden. Der angegebene Fehler liegt regional bei 10 Wm^{-2} , und die globale Unausgeglichenheit des kurzwelligen und langwelligen Nettostrahlungsflusses am Atmosphärenoberrand beträgt im globalen, fünfjährigen Mittel 5 Wm^{-2} . Die Strahlungsflüsse der wolkenfreien Referenzatmosphäre liegen nicht ganz flächendeckend vor, da einige Regionen permanent wolkenbedeckt sind. Wegen Schwierigkeiten bei der Szenenerkennung von wolkenfreien Gebieten über Meereis und Schnee sind die Daten polwärts von 60° weniger verlässlich.

Daten des Global Energy Balance Archive

Die Strahlungsflüsse an der Erdoberfläche können aus Satellitendaten (ERBE oder ISCCP) abgeleitet werden, wenn ein Strahlungsmodell zwischengeschaltet wird (*Li und Leighton*, 1993; *Darnell et al.*, 1992). Andererseits gibt es ein Datenarchiv für gemessene Strahlungsflüsse an der Erdoberfläche, das „Global Energy Balance Archive“ (GEBA) (*Ohmura et al.*, 1989). Es besteht aus mindestens 200 000 Monatsmittelwerten und wird ständig erweitert. Vergleiche der Einstrahlung an der Erdoberfläche mit Satellitendaten haben einen systematischen Fehler, der kleiner als 3 Wm^{-2} ist, ergeben (*Li et al.*, 1995).

Analysen des Europäischen Zentrums für mittelfristige Wettervorhersage

Dynamische Größen, z. B. Wind, liegen als initialisierte Analysen des Europäischen Zentrums für mittelfristige Wettervorhersage (EZMW) vor. Die Analysen können jedoch nur so gut sein wie die Daten, die für die Analyse verwendet werden. So sind die Analysen in den Tropen und auf der Südhemisphäre, wo weniger Meßdaten zur Verfügung stehen, weniger akkurat als in den Extratropen der Nordhemisphäre. Für diese Arbeit werden Monatsmittel der Jahre 1985 bis 1989 verwendet. Die Güte der Daten, insbesondere im Hinblick auf Änderungen im Analysen-Vorhersage-System, wird in *Trenberth* (1992) diskutiert.

4.3 Vergleich der Modellsimulationen mit Beobachtungsdaten

4.3.1 Globale Mittelwerte

In Tabelle 4.1 sind globale flächengewichtete Jahresmittelwerte und Ensemble-Mittelwerte der Monate Januar und Juli von einigen Größen des hydrologischen Kreislaufs, für beide Experimente, und wenn vorhanden, für die entsprechenden Beobachtungsdaten dargestellt. Ensem-

ble-Mittelwert von Januar bedeutet, daß der „klimatologische“ Mittelwert über alle simulierten Januare gebildet wird. Alle Werte sind Mittelwerte über das gesamte beobachtete oder simulierte Ensemble. So können kleinere Unterschiede zwischen den Modellsimulationen und den Beobachtungsdaten, die andere Zeiträume umfassen, hierauf zurückzuführen sein. Der Wasserdampfsäulengehalt, der Flüssig- und Eiswasserweg sind zur besseren Vergleichbarkeit mit den SSM/I-Daten auf Ozeangebiete äquatorwärts von 60° beschränkt.

Größe	Einheit	Instrument und Autoren	Beobachtungen			CTL			PCI		
			Ann	Jan	Jul	Ann	Jan	Jul	Ann	Jan	Jul
WVM	[kg m ⁻²]	SSM/I (Liu)	29	29	29	29	29	30	30	31	31
		SSM/I (ES)	29	29	29						
LWP	[g m ⁻²]	SSM/I (Gr)	81	78	84	78	78	80	78	80	77
		SSM/I (WG)	51	51	53						
IWP	[g m ⁻²]					18	18	21	25	24	26
CC	[%]	ISCCP	62	62	62	61	64	60	62	64	60
		BB (Hahn)	61	62	62						
CCH	[%]	ISCCP	14	14	14	24	25	25	23	23	24
CCM	[%]	ISCCP	18	19	17	15	16	15	19	19	18
CCL	[%]	ISCCP	26	25	26	16	19	16	20	23	20
Pr-st	[mm d ⁻¹]	WZN	2.7	2.8	2.8	1.5	1.5	1.5	1.1	1.1	1.0
Pr-cv	[mm d ⁻¹]					1.3	1.2	1.5	1.5	1.4	1.8
Schnee	[mm d ⁻¹]					0.24	0.28	0.17	0.19	0.23	0.14

Tabelle 4.1: Globale Mittelwerte (flächengewichtet) einiger Komponenten des hydrologischen Kreislaufs als Jahresmittelwerte (Ann), Januarmittel (Jan) und Julimittel (Jul) für Beobachtungsdaten, CTL und PCI: Wasserdampfsäulengehalt (WVM), Flüssigwasserweg (LWP), Eiswasserweg (IWP), Gesamtbedeckungsgrad (CC), Wolkenbedeckung hoher (CCH), mittelhoher (CCM) und tiefer Wolken (CCL), stratiformer Niederschlag (Pr-st), konvektiver Niederschlag (Pr-cv) und Schneefall. Die „globalen“ Werte von WVM, LWP und IWP sind aus Vergleichsgründen mit den Beobachtungsdaten auf Ozeangebiete äquatorwärts von 60° beschränkt. Liu steht für *Liu et al. (1992)*, ES für *Ewald und Schlüssel (1996)*, Gr für *Greenwald et al. (1993)*, WG für *Weng und Grody (1994)* und Hahn für *Hahn et al. (1994)*.

Der Wasserdampfsäulengehalt beider SSM/I-Datensätze beträgt 29 kg m⁻², sowohl im Jahresmittel als auch im Januar- und Julimittel. In PCI ist er bis zu 7% höher als beobachtet und als in CTL. Der Flüssigwasserweg differiert im globalen Mittel zwischen beiden SSM/I-Datensätzen um 60%. Beide Modellexperimente simulieren Flüssigwasserwege, die eher denen von *Green-*

wald et al. (1993) abgeleiteten entsprechen. Große Unterschiede zwischen den Experimenten gibt es im Eiswasserweg. PCI simuliert ca. 40% mehr Wolkeneis. Erste Abschätzungen des Eiswasserweges aus SSM/I- und ISCCP-Daten (Liu und Curry, 1996; Rossow, persönliche Mitteilung) zeigen, daß der Eiswasserweg höhere Werte als der Flüssigwasserweg annehmen kann. Insofern hat ein höherer Eiswasserweg in PCI die richtige Tendenz.

Die globalen Mittelwerte des Gesamtbedeckungsgrades beider Beobachtungsdatensätze liegen bei 61%-62%. Sie weichen in CTL und PCI um maximal 2 Prozentpunkte von den Beobachtungsdaten ab, was im Rahmen der Meßungenauigkeit liegt. Die simulierten Bedeckungsgrade hoher, mittelhoher und tiefer Wolken sind in dieselben Höhenschichten unterteilt wie die ISCCP-Daten, wobei zwischen den Schichten zufällige Überlappung angenommen wird (vgl. Weare, 1996). Die Wolkenbedeckung hoher Wolken ist in beiden Simulationen wie auch in den meisten anderen Klimamodellen überschätzt, während die der tiefen Wolken unterschätzt ist (Weare, 1996). Da der aus Satellitendaten abgeleitete Bedeckungsgrad tiefer Wolken eher unterschätzt wird, kann dieser Fehler noch größer sein. In PCI ist die Wolkenbedeckung hoher Wolken geringfügig reduziert und die mittelhoher und tiefer Wolken erhöht, was den Beobachtungsdaten besser entspricht.

Der Gesamtniederschlag ist in PCI 7% geringer als in CTL. Er differiert im globalen Mittel als auch im Januar- und Julimittel in beiden Simulationen um maximal 3 mm d^{-1} von den WZN-Daten (Stendel und Arpe, 1996), was im Rahmen der Meßungenauigkeit liegt. Die Gewichtung zwischen dem Niederschlag, der aus konvektiven Wolken fällt, und dem, der aus stratiformen Wolken fällt, hat sich in PCI gegenüber CTL verschoben. Während in CTL 53% des Gesamtniederschlags stratiformen Ursprungs sind, sind es 42% in PCI. Der Anteil des Niederschlags, der als Schnee auf die Erdoberfläche trifft, fällt hauptsächlich aus stratiformen Wolken und ist in PCI 20% geringer als in CTL. Ein Grund für den geringeren stratiformen Niederschlag in PCI liegt darin, daß die Konstante, die die Effizienz der Verdunstung von stratiformem Regen bzw. Sublimation von Schnee steuert, in PCI um einen Faktor 10 höher ist als in CTL. Die stratiforme Niederschlagsabnahme wird durch Zunahme des konvektiven Niederschlags zum Teil kompensiert.

Betrachtet man den in der Einleitung erwähnten hydrologischen Zyklus (Abb. 1.1 und Tabelle 4.2), so fällt auf, daß die globalen Abschätzungen aus Beobachtungsdaten stark variieren. Über den Ozeanen sind die Unsicherheiten größer, und die Abschätzungen differieren bis zu 27%. In CTL sind Verdunstung und Niederschlag über den Ozeanen höher als alle Abschätzungen aus Beobachtungsdaten, was für einen zu intensiven hydrologischen Zyklus spricht. In PCI sind

Verdunstung und Niederschlag über den Ozeanen und über Land im Vergleich zu CTL reduziert und liegen im oberen abgeschätzten Bereich.

	Beobachtungsdaten					Simulationen	
	PK73	BR75	C92	H94	SA96	CTL	PCI
P_o	324	385	398	388	413	425	395
E_o	361	424	434	428		461	431
P_l	99	111	107	111	98	111	106
E_l	62	71	71	71		75	70
FT / R	37	39 / 40	36	40		36	36

Tabelle 4.2: Komponenten des hydrologischen Kreislaufs [10^{15} kg a⁻¹]. P_o , P_l ist der Niederschlag über den Ozeanen bzw. Land, E_o , E_l ist die Verdunstung über den Ozeanen bzw. Land, FT ist der Feuchte-transport von den Ozeanen zum Land und R der Oberflächenabfluß (wie in Abb. 1.1) für Beobachtungsdaten und CTL und PCI. PK73 steht für *Peixoto und Kettani* (1973), BR75 für *Baumgartner und Reichel* (1975), C92 für *Chahine* (1992), H94 für *Hartmann* (1994), SA96 für *Stendel und Arpe* (1996).

Einhergehend damit ist die Verweildauer von Wasserdampf in der Atmosphäre in PCI mit knapp 10 Tagen im globalen Mittel rund 10% höher als in CTL. Beides liegt innerhalb der Abschätzungen, die aufgrund von Beobachtungsdaten 9-11 Tage ermitteln (*Pruppacher und Jaenicke*, 1995; *Peixoto und Oort*, 1992). Die Verweildauer von Wolken in der Atmosphäre beträgt etwa drei Stunden (*Pruppacher und Jaenicke*, 1995). In CTL liegt die Verweildauer von Wolken bezogen auf den stratiformen Niederschlagsfluß an der Erdoberfläche bei einer guten Stunde und bei zwei Stunden in PCI. Somit scheint die Verlangsamung des hydrologischen Kreislaufs in PCI die richtige Tendenz zu haben, selbst wenn an den globalen Abschätzungen große Fehlerbalken anzulegen sind.

Die freien Parameter in den mikrophysikalischen Umwandlungsraten von PCI (γ_1 - γ_5) sind so gewählt worden, daß die globalen Fünfjahresmittel von SCF und LCF denen der ERBE-Daten entsprechen (Tabelle 4.3). Beide Simulationen geben die jahreszeitlichen Variationen von SCF gut wieder, wobei die größten Abweichungen von 3 Wm^{-2} wahrscheinlich noch im Bereich der Meßgenauigkeit liegen. So haben beispielsweise *Laszlo und Pinker* (1993) SCF aus ISCCP-Daten für die Julimonate der Jahre 1983-1985 bestimmt. Ihr berechnetes SCF ist für Juli 1985 betragsmäßig 8 Wm^{-2} geringer als das aus den ERBE-Daten ermittelte. Der langwellige und kurzwellige Nettostrahlungsfluß der ERBE-Daten am Atmosphärenoberrand weisen

ein Ungleichgewicht von 5 Wm^{-2} auf. In CTL ist dieses Ungleichgewicht reduziert, dafür weicht der kurzwellige Nettostrahlungsfluß um 4 Wm^{-2} von dem gemessenen ab. In PCI beträgt das Ungleichgewicht zwischen dem langwelligen und kurzwelligen Nettostrahlungsfluß 6 Wm^{-2} , dafür differiert der kurzwellige Nettostrahlungsfluß weniger von dem gemessenen.

Größe	Instrument und Autor	Beobachtungen			CTL			PCI		
		Ann	Jan	Jul	Ann	Jan	Jul	Ann	Jan	Jul
F_s	ERBE	240	245	236	236	241	230	240	245	235
F_l	ERBE	235	233	239	235	233	239	234	232	239
SCF	ERBE	-48	-52	-48	-51	-55	-49	-47	-51	-45
LCF	ERBE	30	29	29	28	27	29	30	29	30
$F_s(S)$	GEBA (Wild)	142			146	149	141	147	150	143
	ERBE (LL)	157								
	ISCCP (Darnell)	151	151	147						
$F_l(S)$	ISCCP (Darnell)	46	45	46	51	50	52	53	51	53
SCF(S)	ISCCP (LP)			-42	-69	-75	-66	-67	-73	-63
	ISCCP+ERBE (Gupta)	-53	-60	-46						
	CPR	-72	-78	-72						
LCF(S)	ISCCP+ERBE (Gupta)	35	35	34	22	22	21	20	20	18

Tabelle 4.3: Globale Mittelwerte (flächengewichtet) einiger Strahlungsgrößen [Wm^{-2}] als Jahresmittelwerte (Ann), Januarwerte (Jan) und Juliwerte (Jul) für Beobachtungsdaten, CTL und PCI: kurzwelliger und langwelliger Nettostrahlungsfluß am Atmosphärenoberrand (F_s und F_l), kurzwelliges und langwelliges cloud forcing am Atmosphärenoberrand (SCF bzw. LCF), kurzwelliger und langwelliger Nettostrahlungsfluß an der Erdoberfläche ($F_s(S)$ und $F_l(S)$) und kurzwelliges und langwelliges cloud forcing an der Erdoberfläche (SCF(S) und LCF(S)). Wild steht für *Wild et al. (1995)*, LL für *Li und Leighton (1993)*, Darnell für *Darnell et al. (1992)*, LP für *Laszlo und Pinker (1993)*, Gupta für *Gupta et al. (1993)* und CPR für *Cess et al. (1995)*, *Pilewskie und Valero (1995)* und *Ramanathan et al. (1995)*.

Die Bestimmung der Strahlungsflüsse an der Erdoberfläche ist erheblich schwieriger als am Atmosphärenoberrand. Werden die Strahlungsflüsse am Atmosphärenoberrand aus Satellitendaten abgeschätzt, muß eine Strahlungstransportrechnung durchgeführt werden. *Li und Leighton (1993)* haben diese Methode auf ERBE-Daten angewendet, *Darnell et al. (1992)* auf ISCCP-Daten und *Gupta et al. (1993)* auf eine Kombination von ISCCP- und ERBE-Daten.

Die Genauigkeit der abgeleiteten Größen ist begrenzt durch die Approximation in der Strahlungsübertragung, systematischen Fehlern in den Eingabe-Wolkenparametern und Unsicher-

heiten in der Verteilung von strahlungswirksamen atmosphärischen Bestandteilen. Der aus GEBA-Bodenbeobachtungen ermittelte kurzwellige Strahlungsfluß an der Erdoberfläche (*Wild et al.* 1995) ist global um 15 Wm^{-2} niedriger als der aus ERBE-Satellitendaten abgeleitete (*Li und Leighton*, 1993). Beide Simulationen liegen innerhalb der beobachteten Spannweite. Der langwellige Strahlungsfluß beider Simulationen ist 10%-15% höher als der aus ISCCP-Daten berechnete. *Laszlo und Pinker* (1993) und *Gupta et al.* (1993) berechneten das kurzwellige cloud forcing an der Erdoberfläche (SCF(S)) mit -42 Wm^{-2} bzw. -46 Wm^{-2} im Juli. Im Widerspruch dazu ergeben neue Studien von *Cess et al.* (1995), *Ramanathan et al.* (1995) und *Pilewskie und Valero* (1995) ein Verhältnis von SCF(S)/SCF von 1.5. Danach liegt SCF(S) im Juli bei -72 Wm^{-2} . Beide Simulationen liegen wiederum in der beobachteten Spannweite, jedoch näher an den Werten der neuesten Studien. Das simulierte LCF(S) ist jeweils um fast 50% geringer als das aus Satellitendaten mit Hilfe eines Strahlungsübertragungsmodells abgeleitete.

4.3.2 Zonal-Vertikalschnitte

In Abb. 4.1 sind Zonal-Vertikalschnitte der Jahresmittel des Wolkenflüssigwassers von CTL und PCI und die Differenz zwischen beiden Experimenten dargestellt. Das simulierte Wolkenflüssigwasser beider Simulationen zeigt Maxima in der unteren Troposphäre, die durch niedrige Konvektion in den Tropen und extratropische Zyklonen verursacht werden. Eine Unzulänglichkeit in CTL, die generell hohen Werte des Wolkenflüssigwassers an der Erdoberfläche ist in PCI deutlich reduziert. In PCI wird Wolkenflüssigwasser in den Extratropen in höheren Schichten als in CTL simuliert und vice versa in den Tropen.

Größere Unterschiede sind im Wolkeneis, dargestellt in Abb. 4.2, sichtbar. Während in CTL das Wolkeneis-Mischungsverhältnis in den Tropen maximal ist, ist es in PCI in den Extratropen am höchsten. Sekundäre Maxima im Wolkeneis werden in PCI in der unteren Troposphäre mittlerer Breiten simuliert. In den Tropen haben sich Eiswolken in höhere Schichten verlagert, und das Wolkeneis ist leicht reduziert. In PCI können Eisteilchen durch heterogenes und stochastisches Gefrieren und Kontaktgefrieren entstehen, während in CTL der Eiswasseranteil in Mischwolken in Abhängigkeit von der Temperatur festgelegt ist. Sind in PCI Eisteilchen entstanden, aggregieren sie zu Schneeflocken, was um so effektiver ist, je größer der Eiswassergehalt und die Eisteilchen sind. Durch eine Wolke fallende Schneeflocken kollidieren mit weiteren Eisteilchen. Die Kollektionseffizienz ist nach Gl. (3.22) temperaturabhängig, so daß langlebige Eiswolken bei kälteren Temperaturen, also in höheren Schichten der Troposphäre,

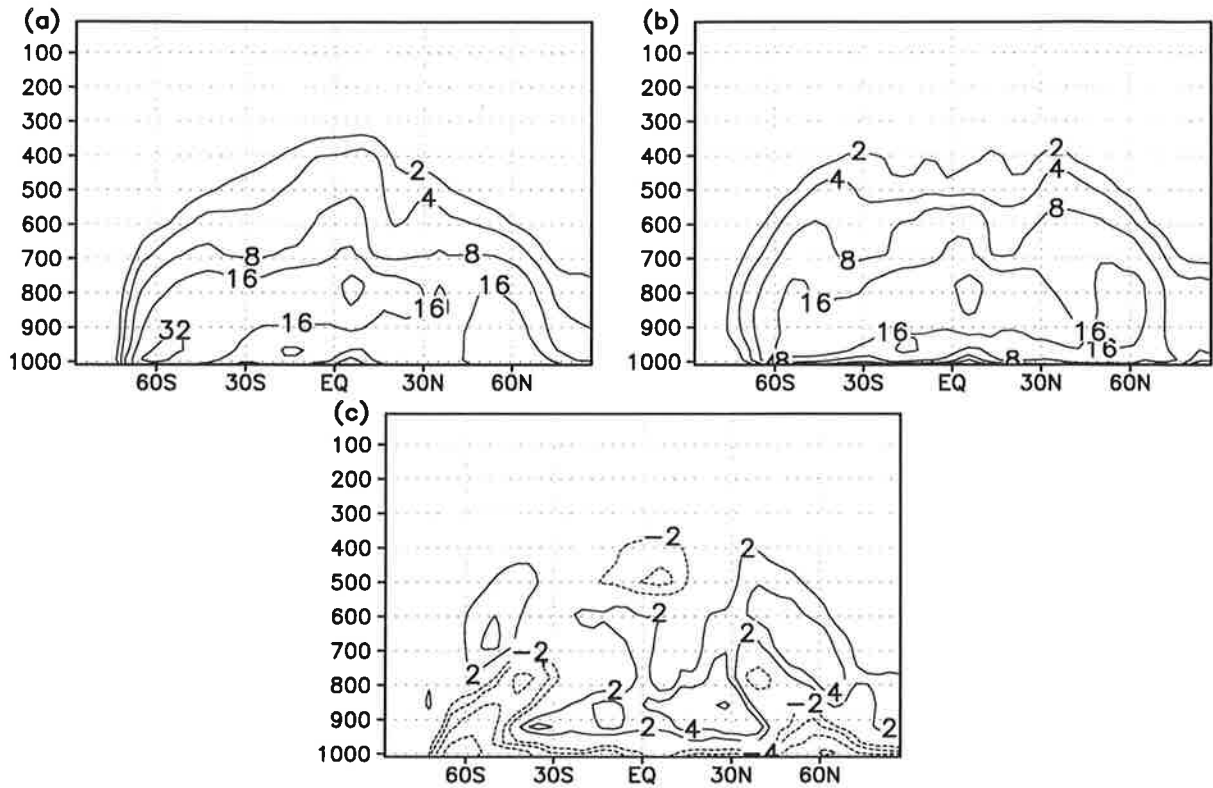


Abbildung 4.1: Zonal-Vertikalschnitte (Druck in hPa) der Jahresmittel des Wolkenflüssigwassers für CTL (a) und PCI (b) und die Differenz zwischen beiden (c). Isolinienabstand: ± 2 , ± 4 , ± 8 , ± 16 und ± 32 mg kg^{-1} .

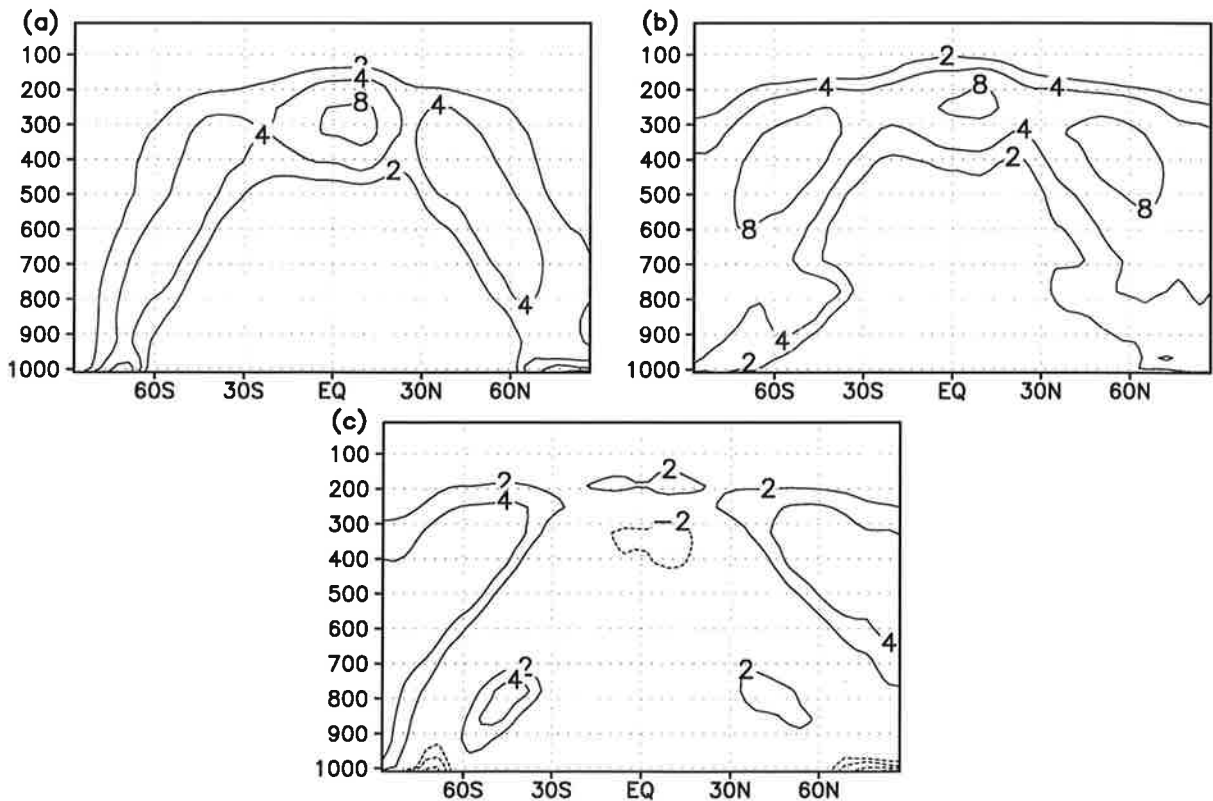


Abbildung 4.2: Zonal-Vertikalschnitte (Druck in hPa) der Jahresmittel des Wolkeneises für CTL (a) und PCI (b) und die Differenz zwischen beiden (c). Isolinienabstand: ± 2 , ± 4 , ± 8 und ± 16 mg kg^{-1} .

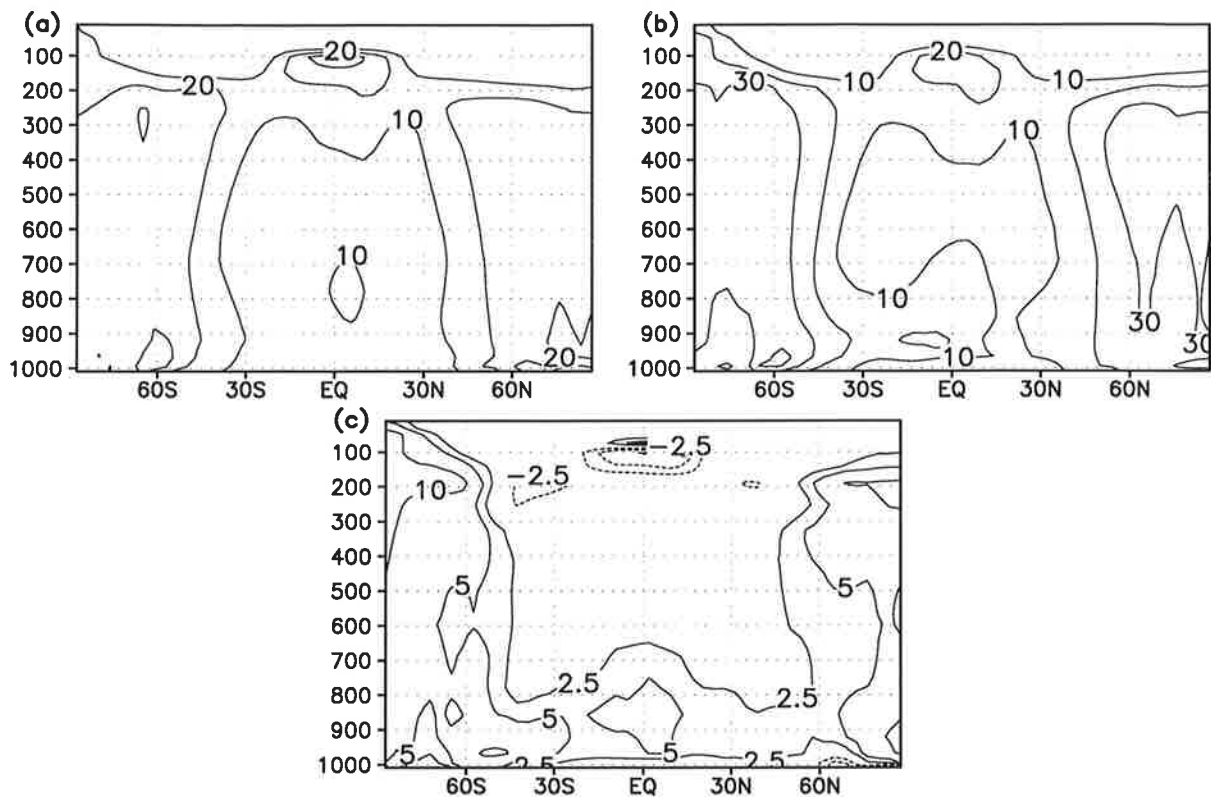


Abbildung 4.3: Zonal-Vertikalschnitte (Druck in hPa) der Jahresmittel des Bedeckungsgrades für CTL (a) und PCI (b) und die Differenz zwischen ihnen (c). Isolinienabstand: 10% für (a) und (b) und $\pm 2.5\%$, $\pm 5\%$, $\pm 10\%$, $\pm 15\%$ für (c).

als in CTL auftreten.

Abb. 4.3 zeigt Zonal-Vertikalschnitte der Jahresmittel des Bedeckungsgrades für CTL und PCI. Auffällig ist, daß sich die Strukturen des Wolkenflüssigwassers bzw. Wolkeneises nicht direkt im Bedeckungsgrad widerspiegeln, weil der Bedeckungsgrad nur eine Funktion der relativen Feuchte nach Gl. (2.6) ist. Da die Berechnung des Bedeckungsgrades in beiden Simulationen gleich ist, ist auch der Bedeckungsgrad ähnlich. Maxima treten in den Extratropen und im Cirrusniveau der Tropen auf, wo die relative Feuchte oberhalb des Schwellenwertes für das Kondensations- oder Depositionswachstum liegt. In PCI reichen tropische Cirren geringfügig höher hinauf als in CTL. Im „Stratospheric Aerosol and Gas Experiment“ (SAGE) wurden dünne Cirren bis in Höhen von 18.5 km (ca. 80-100 hPa) beobachtet (*Kent et al., 1995*), also dem Niveau, in dem die höchste tropische Tropopause liegt. Dem entsprechen beide Simulationen. Der Bedeckungsgrad extratropischer Wolken ist höher als in CTL, weil mehr Eiswolken in den Extratropen simuliert werden (Abb. 4.2). Insbesondere wird in Polnähe in der unteren Stratosphäre der in CTL auftretende systematische Fehler zu kalter Temperaturen und somit zu hoher relativer Feuchten in PCI verstärkt und damit auch der Bedeckungsgrad erhöht. Der höhere Bedeckungsgrad wie auch das höhere Wolkenflüssigwasser in den Tropen in

900 hPa in PCI (Abb. 4.1 und 4.3) ist auf die höhere Verdunstung von stratiformem Regen, die die relative Feuchte in der unteren Troposphäre erhöht (siehe Abschnitt 5.3) zurückzuführen. Damit wird der Schwellenwert der relativen Feuchte für die Wolkenbildung häufiger überschritten.

4.3.3 Geographische Verteilung einiger Komponenten des hydrologischen Zyklus

Die folgenden geographischen Abbildungen zeigen immer Ensemble-Mittelwerte der Monate Januar und Juli, um die Variabilität im Jahresgang zu verdeutlichen. In Abb. 4.4 und 4.5 sind Januar- und Julimittel der geographischen Verteilung des Wasserdampfsäulengehalts für SSM/I-Daten nach *Liu et al.* (1992), *Ewald und Schlüssel* (1996), CTL und PCI dargestellt. In den SSM/I-Daten und in beiden Modellsimulationen sind Maxima im Wasserdampfsäulengehalt im Indischen Ozean und im westpazifischen „Warm Pool“ sichtbar. Während aus den SSM/I-Daten ein zusammenhängendes Gebiet hohen Wasserdampfsäulengehalts vom Indischen Ozean bis zum Westpazifik reicht, sind in CTL zwei getrennte Konvektionszentren sichtbar. In PCI ist das Gebiet maximalen Wasserdampfsäulengehalts vom Indischen Ozean bis zum Westpazifik besser simuliert, die Unterschätzung nordwestlich von Australien bleibt jedoch bestehen. Mit der jahreszeitlichen Verlagerung der innertropischen Konvergenzzone (ITCZ) im Juli nach Norden sind auch die Maxima des Wasserdampfsäulengehalts nach Norden verschoben. Die Übereinstimmung zwischen simuliertem und beobachtetem Wasserdampfsäulengehalt ist gut, abgesehen davon, daß der Wasserdampfsäulengehalt in PCI Werte über 60 kg m^{-2} annimmt, die die SSM/I-Daten nicht wiedergeben, und beide Modelle den Wasserdampfsäulengehalt der ostpazifischen ITCZ unterschätzen (Abb. 4.5).

Abb. 4.6 und 4.7 zeigen Januar- und Julimittel des Flüssigwasserweges. Die Muster beider SSM/I-Datensätze sind sehr ähnlich, obwohl sie im globalen Mittel um 60% differieren. Die größten Unterschiede treten über den subtropischen Absinkgebieten auf, wo *Greenwald et al.* (1993) einen doppelt so hohen Flüssigwasserweg wie *Weng und Grody* (1994) angeben. Maxima im Flüssigwasserweg werden durch tropische Konvektion und durch Zyklonenaktivität in den Extratropen verursacht. Die groben Strukturen sind in beiden Simulationen getroffen. In CTL werden die Flüssigwasserwege in der ITCZ und der süd-pazifischen Konvergenzzone (SPCZ) über- und der Flüssigwasserweg über dem südlichen Ozean unterschätzt. In PCI ist der Flüssigwasserweg in den Tropen besser simuliert, jedoch im westlichen Teil des Nordatlantiks und Nordpazifiks höher als beobachtet. *Liu und Curry* (1996) leiten aus

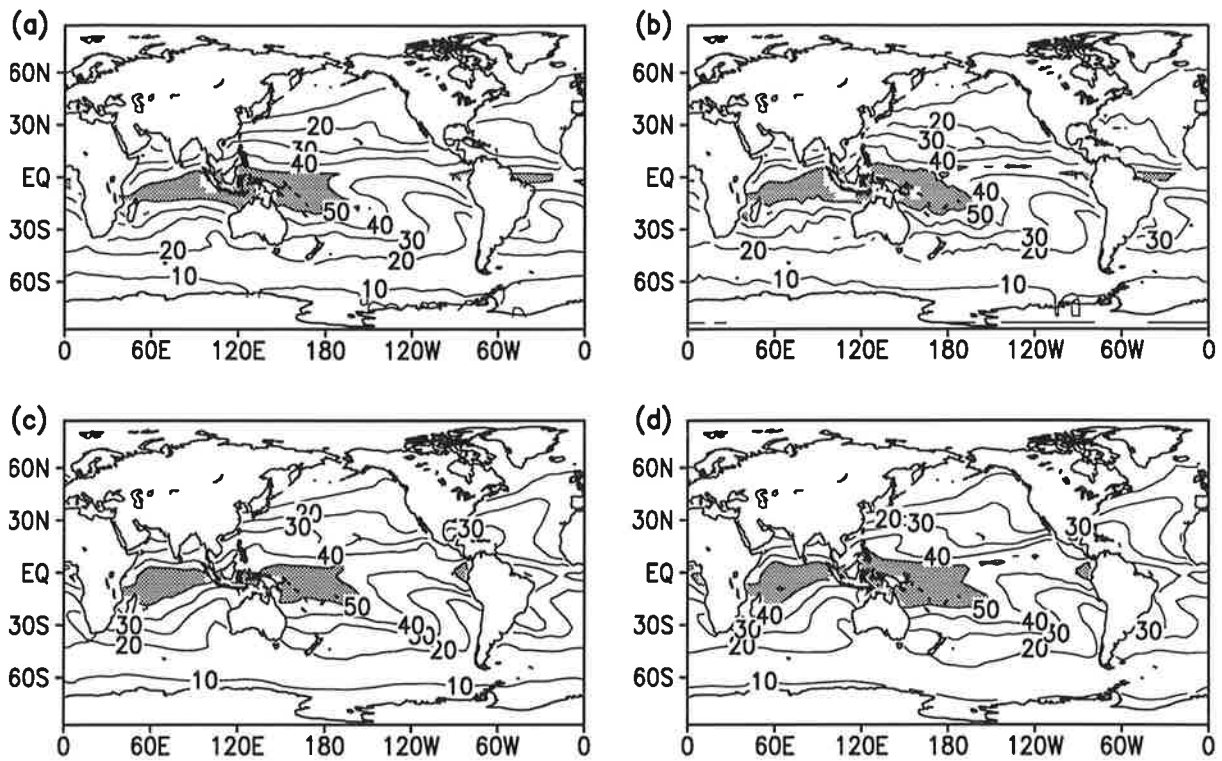


Abbildung 4.4: Geographische Verteilungen der Januarmittel des Wasserdampfsäulengehalts für SSM/I-Daten nach Liu *et al.* (1992) (a), Ewald und Schlüssel (1996) (b), CTL (c) und PCI (d). Isolinienabstand: 10 kg m⁻². Werte oberhalb von 50 kg m⁻² sind grau schraffiert.

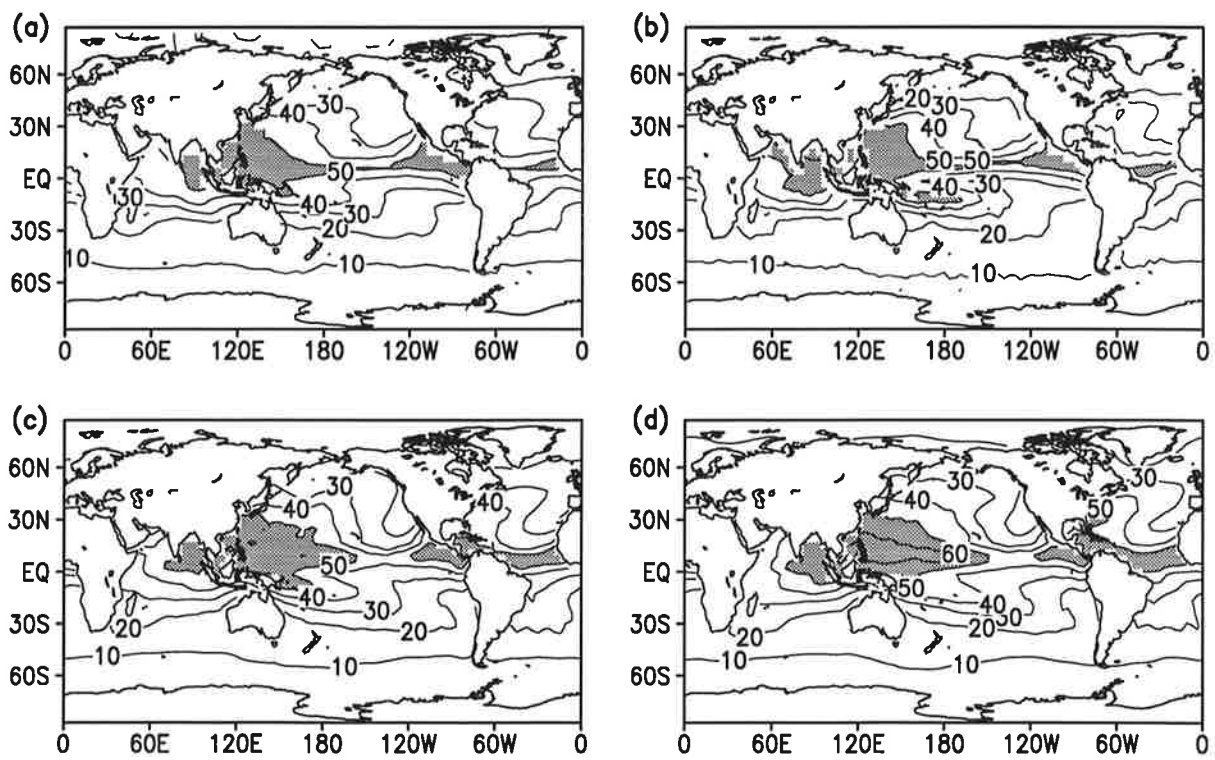


Abbildung 4.5: Wie Abb. 4.4, nur für die Julimittel.

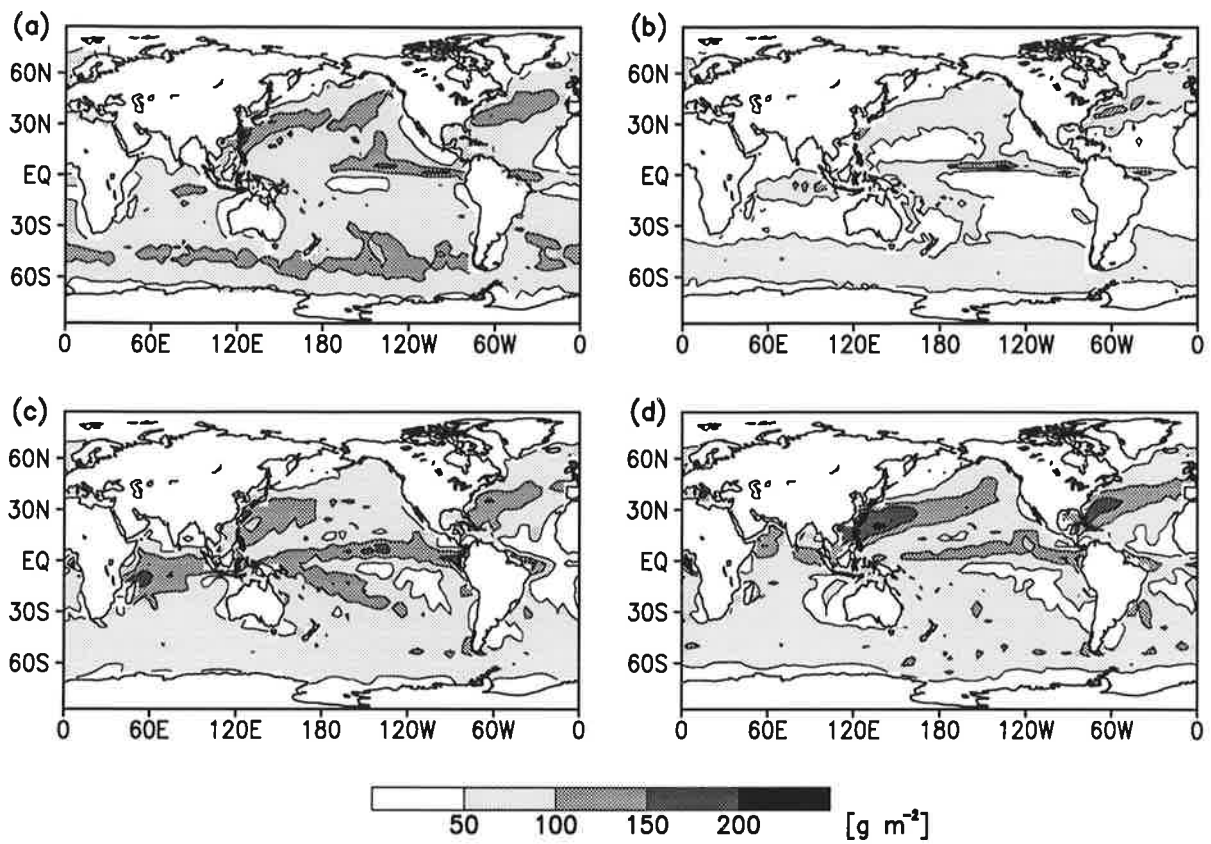


Abbildung 4.6: Geographische Verteilungen der Januarmittel des Flüssigwasserweges für SSM/I-Daten nach Greenwald et al. (1993) (a), Weng und Grody (1994) (b), CTL (c) und PCI (d).

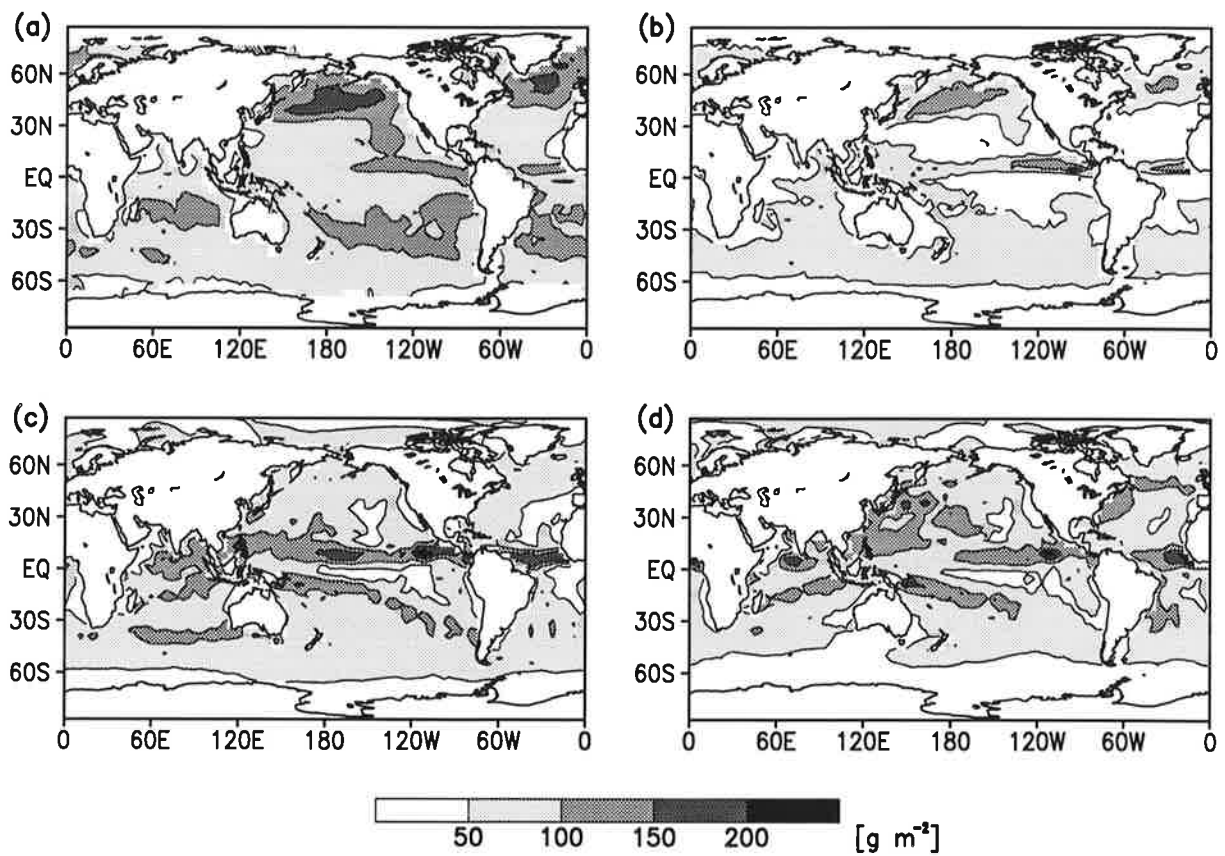


Abbildung 4.7: wie Abb. 4.6, nur für die Julimittel.

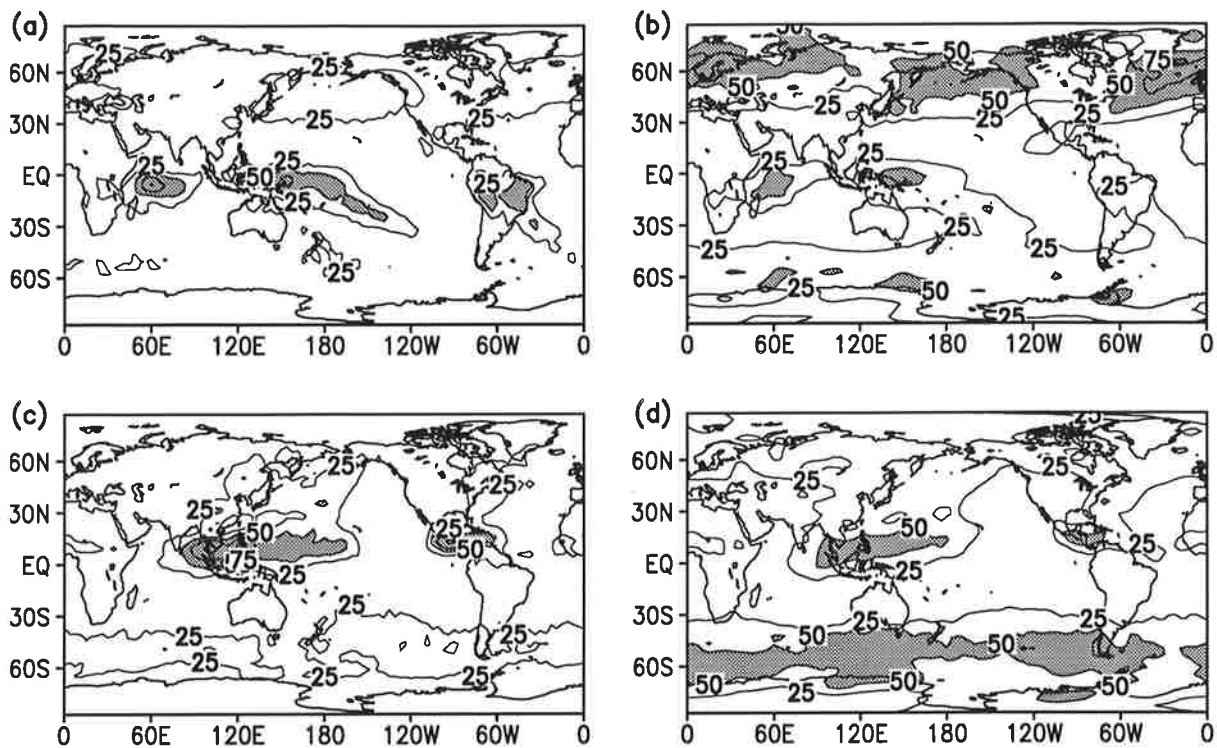


Abbildung 4.8: Geographische Verteilungen der Januar- und Julimittel des Eiswasserweges für CTL (a,c) und PCI (b,d). Isolinienabstand: 25 g m^{-2} . Werte oberhalb von 50 g m^{-2} sind grau schraffiert.

SSM/I-Daten für Januar 1993 über dem westlichen Nordatlantik jedoch Flüssigwasserwege über 300 g m^{-2} ab, die deutlich höher als die von *Greenwald et al.* und *Weng und Grody* angegebenen und mit PCI simulierten sind. Im Juli (Abb. 4.7) werden Maxima des Flüssigwasserweges im Nordpazifik und Nordatlantik beobachtet. In CTL liegen die höchsten Werte des Flüssigwasserweges weiterhin in der ITCZ und SPCZ, und es werden keine sekundären Maxima in den Extratropen der Nordhemisphäre simuliert. In PCI erscheinen hohe Flüssigwasserwege in der Nordhemisphäre, allerdings liegen sie südlicher als beobachtet.

Satellitendaten des Eiswasserweges stehen bisher nicht zur Verfügung, so daß nur solche Datensätze zur Modellvalidierung benutzt werden können, die aus Meßkampagnen, wie FIRE, ICE oder CEPEX, gewonnen wurden. Darauf wird in Kapitel 5 näher eingegangen. In Abb. 4.8 sind Januar- und Julimittel des Eiswasserweges von CTL und PCI dargestellt. In CTL sind Eiswasserwege $>50 \text{ g m}^{-2}$ auf die tropischen Konvektionszentren beschränkt. In PCI werden die höchsten Eiswasserwege in den Extratropen der jeweiligen Winterhemisphäre simuliert, während der Eiswasserweg in den Tropen geringer als in CTL ist. Sekundäre Maxima sind in der jeweiligen Sommerhemisphäre sichtbar.

Abb. 4.9 und 4.10 stellen Januar- und Julimittel des Bedeckungsgrades dar. Die Informationsdichte der Bodenbeobachtungen ist über den Ozeanen und in der Südhemisphäre gering. Beide

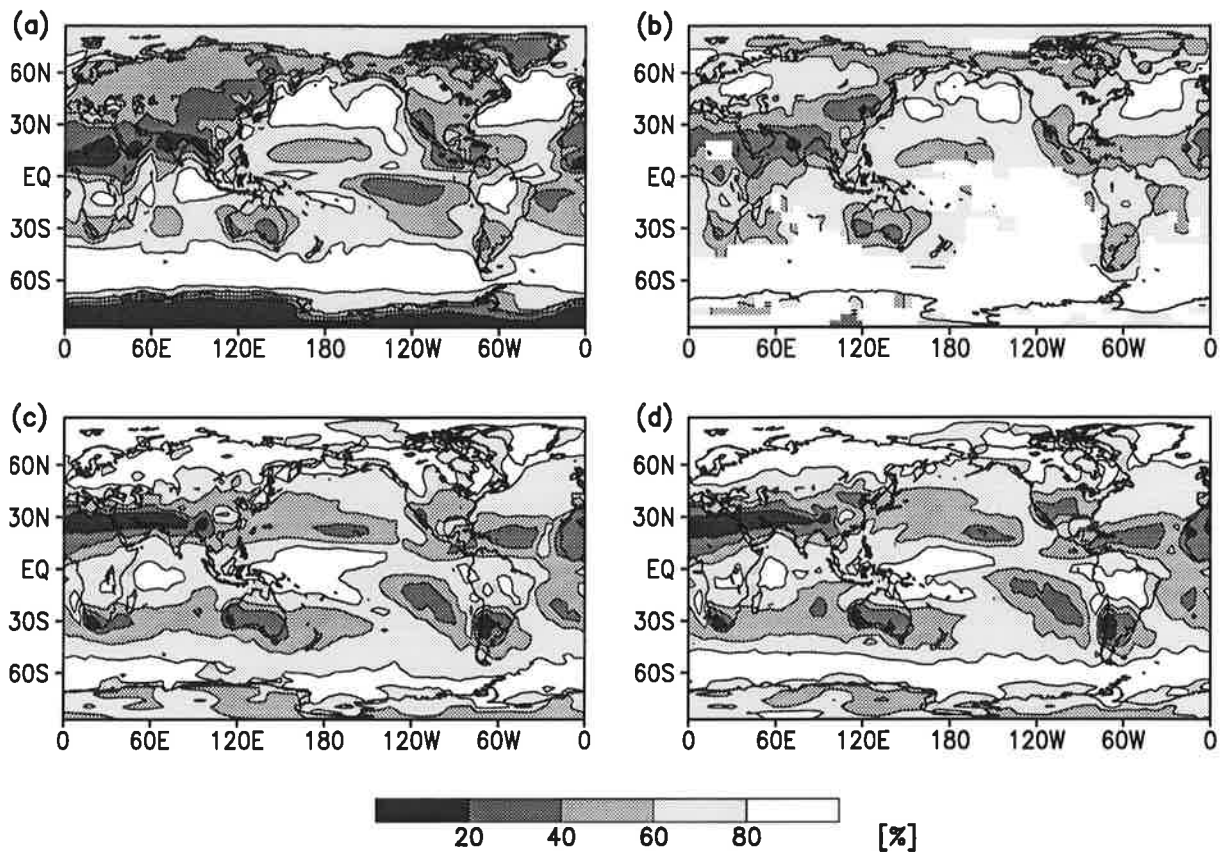


Abbildung 4.9: Geographische Verteilungen der Januarmittel des Bedeckungsgrades für ISCCP-Daten (a), Bodenbeobachtungen nach Hahn et al. (1994) (b), CTL (c) und PCI (d).

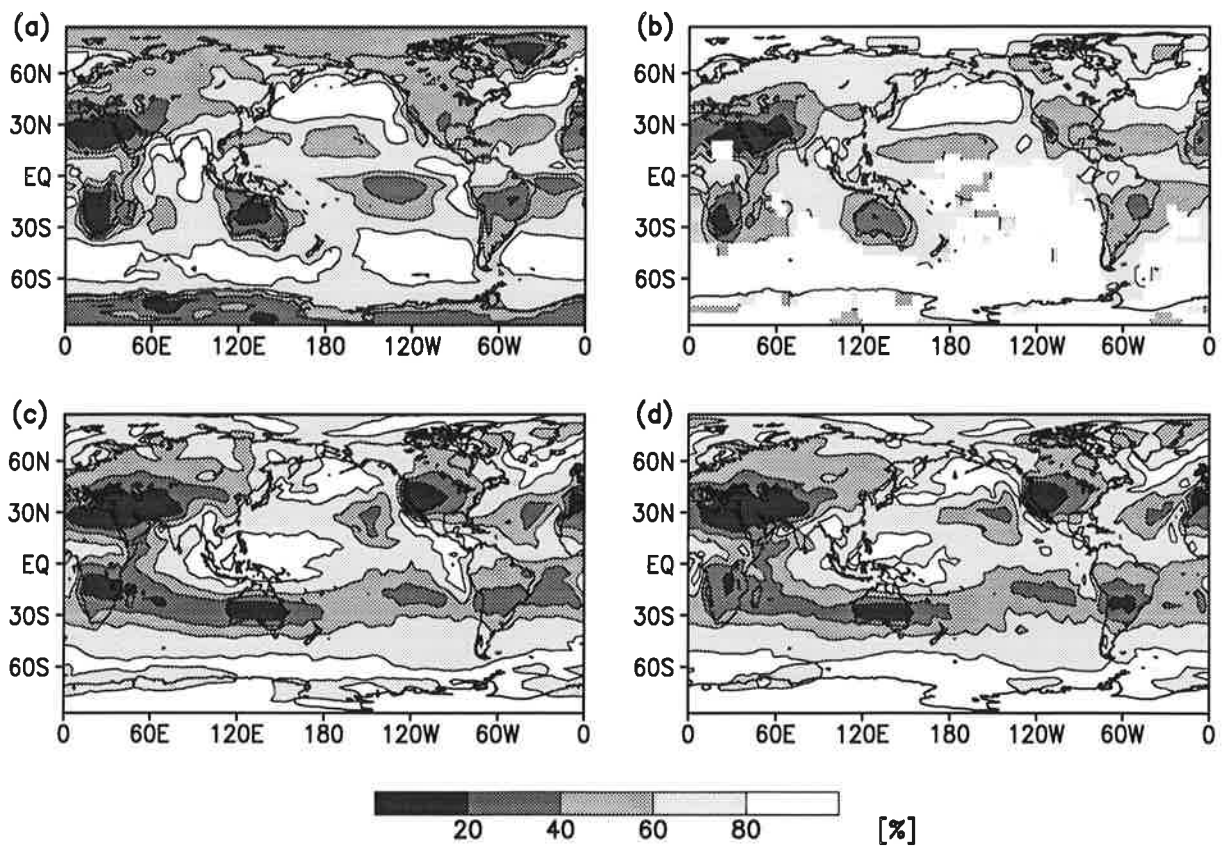


Abbildung 4.10: Wie Abb. 4.9, nur für die Julimittel.

Beobachtungsdatensätze stimmen weitgehend gut überein, außer über den Kontinenten der Nordhemisphäre, wo die ISCCP-Daten einen bis zu 10% geringeren Bedeckungsgrad angeben (Rossow *et al.*, 1993). Über der Arktis ergeben Satellitendaten bis zu 43% geringere Bedeckungsgrade als die Bodenbeobachtungen von Warren *et al.* (1988) (Schweiger und Key, 1992). Maxima im beobachteten Bedeckungsgrad sind mit tropischer Konvektion und außertropischen Zyklonen verbunden, die beide Simulationen reproduzieren. Minima sind über den Wüsten und subtropischen Absinkgebieten in beiden Beobachtungsdatensätzen und Simulationen sichtbar. Beide Simulationen unterschätzen den Bedeckungsgrad über dem Nordatlantik und Nordpazifik, im Januar stärker als im Juli. Überschätzt wird der Bedeckungsgrad in beiden Simulationen im Januar über den Kontinenten der Nordhemisphäre, selbst in bezug auf die Bodenbeobachtungen. In PCI ist der Bedeckungsgrad über dem südlichen Ozean etwas höher als in CTL und damit näher am beobachteten. Der Bedeckungsgrad maritimer Stratocumuli, der vor den Westküsten Nord- und Südamerikas maximal ist, wird in beiden Simulationen unterschätzt. Diese Unterschätzung wird in vielen numerischen Modellen beobachtet und der zu geringen vertikalen Auflösung in der Grenzschicht zugeschrieben. Im Juli wird durch den asiatischen Sommermonsun hohe Bewölkung über Südostasien verursacht, was in beiden Beobachtungsdatensätzen und Simulationen wiedergegeben wird. In PCI ist in beiden Monaten die Überschätzung des Bedeckungsgrades über Indonesien im Vergleich zu CTL reduziert.

In Abb. 4.11 ist der stratiforme Niederschlag dargestellt. Er unterscheidet sich in den Extratropen geringfügig in beiden Experimenten. Maxima mit mehr als 4 mm d^{-1} sind im Januar über dem Nordatlantik und Nordpazifik, verursacht durch rege Zyklonenaktivität, und an den Rocky Mountains, verursacht durch orographische Niederschlagsbildung, zu finden. In den Tropen fällt in PCI im Januar- und Julimittel weniger stratiformer Niederschlag als in CTL. Es gibt jedoch Hinweise, daß in tropischen mesoskaligen Wolkenkomplexen bis zu 50% des Gesamtniederschlags aus den stratiformen Ambossen fällt (Gamache und Houze, 1983). Dieser Prozentsatz wird auch in CTL nicht erreicht. Da mesoskalige Wolkenkomplexe im Klimamodell nur grob parameterisiert sind, läßt sich nicht entscheiden, ob dafür Defizite des stratiformen oder konvektiven Wolkenschemas verantwortlich sind. Gamache und Houze (1983) geben weiterhin an, daß bis zu 30% des Kondensats in die Ambosse fließt. Dieser Anteil ist in CTL und PCI deutlich geringer.

Der Anteil des Gesamtniederschlags, der im Januar als Schnee die Erdoberfläche erreicht, ist in Abb. 4.12 dargestellt. Die geographische Verteilung ist in beiden Experimenten sehr ähnlich, nur fällt in PCI 18% weniger Schnee (siehe Tabelle 4.1). Maxima im Schneefall sind ent-

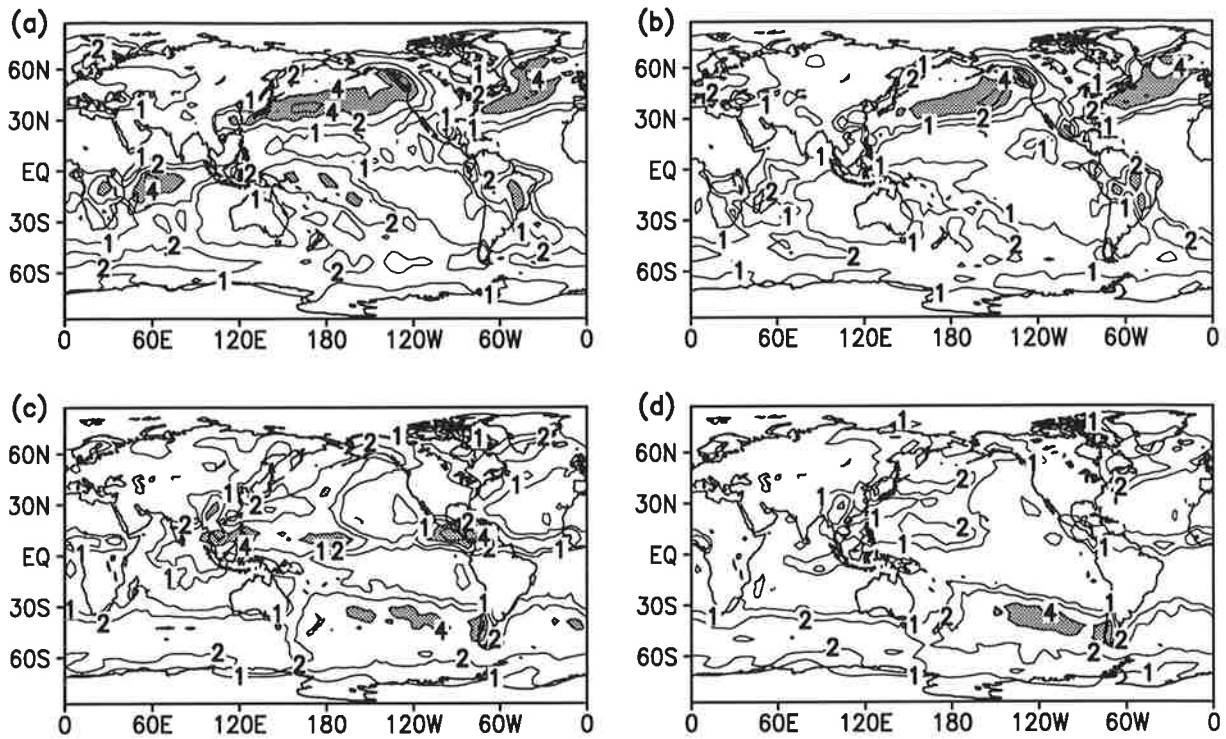


Abbildung 4.11: Geographische Verteilungen der Januar- und Julimittel des stratiformen Niederschlags für CTL (a,c) und PCI (b,d). Isolinienabstand: 1, 2, 4, 6 mm d⁻¹. Werte oberhalb von 4 mm d⁻¹ sind grau schraffiert.

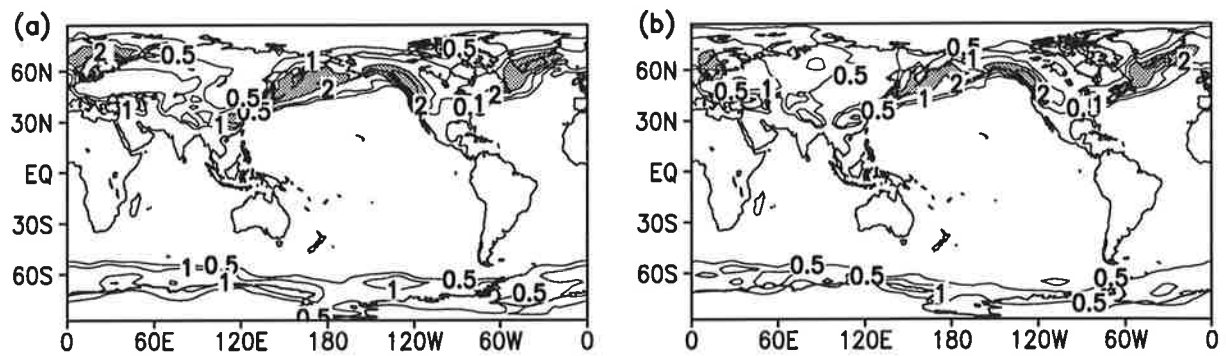


Abbildung 4.12: Geographische Verteilungen der Januarmittel des Schneefalls für CTL (a) und PCI (b). Isolinienabstand: 0,5, 1, 2, 4 mm d⁻¹. Werte oberhalb von 2 mm d⁻¹ sind grau schraffiert.

lang der Zugbahnen der Zyklonen im Nordatlantik und Nordpazifik und an den Gebirgszügen der Rocky Mountains, des Himalajas und Skandinaviens erkennbar.

4.3.4 Geographische Verteilung des „cloud forcings“

Im vorherigen Abschnitt sind die wesentlichen Größen, die die optischen Eigenschaften der Wolken bestimmen (Flüssig-, Eiswasserweg und Bedeckungsgrad), diskutiert worden. Sie stimmen in beiden Experimenten im wesentlichen mit den Beobachtungsdaten überein. Im folgenden wird der Einfluß der Wolken auf die Strahlungsbilanz anhand von SCF und LCF für Januar und Juli diskutiert. Im Januarmittel ist SCF, dargestellt in Abb. 4.13, mit Werten bis zu -200 Wm^{-2} über den Ozeanen der Südhemisphäre südlich von 50°S maximal, wie aus den ERBE-Daten hervorgeht. Sekundäre Maxima treten in Verbindung mit tropischer Konvektion auf. In beiden Simulationen ist SCF über dem südlichen Ozean niedriger als beobachtet, in PCI stärker unterschätzt als in CTL. In CTL ist SCF über der SPCZ und im Indischen Ozean höher als beobachtet. In PCI ist die Überschätzung geringer. Im Julimittel ist SCF dem Jahresgang der Einstrahlung folgend über dem Nordpazifik und Nordatlantik maximal (Abb. 4.14). Sekundäre Maxima sind mit Gebieten maritimer Stratocumuli vor den Westküsten Amerikas und mit dem asiatischen Sommermonsun verbunden. In beiden Simulationen sind die Gebiete maritimer Stratocumuli in Ansätzen erkennbar, jedoch weder in ihrem geographischen Ausmaß noch in der beobachteten Stärke, da der Bedeckungsgrad tiefer Wolken zu gering ist. In CTL werden wiederum die Extratropen besser simuliert als in PCI. Durch die Reduzierung des Flüssigwasserweges und des Bedeckungsgrades in den Tropen ist in PCI die Überschätzung von SCF verringert.

Januar- und Julimittel von LCF sind in Abb. 4.15 und 4.16 dargestellt. Im Gegensatz zu SCF, das hauptsächlich durch die Verteilung der tiefen Wolken bestimmt ist, wird LCF durch das Vorhandensein hoher Wolken dominiert. Je weniger Wolkenschichten unter den hohen Wolken liegen und je höher die Wolken sind, desto größer ist LCF. Maxima sind über den tropischen Konvektionszentren im Januar und Juli zu erkennen. Die groben Strukturen werden von beiden Simulationen reproduziert, sie differieren aber im Detail. Während das Gebiet maximalen LCFs in den ERBE-Daten im Januar vom Indischen Ozean bis zum Westpazifik reicht, ist es in CTL über Indonesien unterbrochen. In PCI sind die Konvektionszentren nicht so deutlich getrennt wie in CTL, aber LCF ist über Indonesien zu gering. Da die Maxima im Eiswassergehalt in PCI in größeren Höhen als in CTL liegen, ist LCF über dem südlichen Ozean höher als beobachtet (vgl. Abb. 4.2). Im Juli ist in den ERBE-Daten eine ausgeprägte pazifische ITCZ sichtbar. Sie ist unterbrochen in CTL, und LCF ist zu hoch über Indonesien und Mittelamerika, was auf eine zu intensive Walkerzirkulation zurückzuführen ist (*Chen und Roeckner, 1996a*). In PCI ist die ostpazifische ITCZ leicht angedeutet, aber schwächer als in den ERBE-Daten.

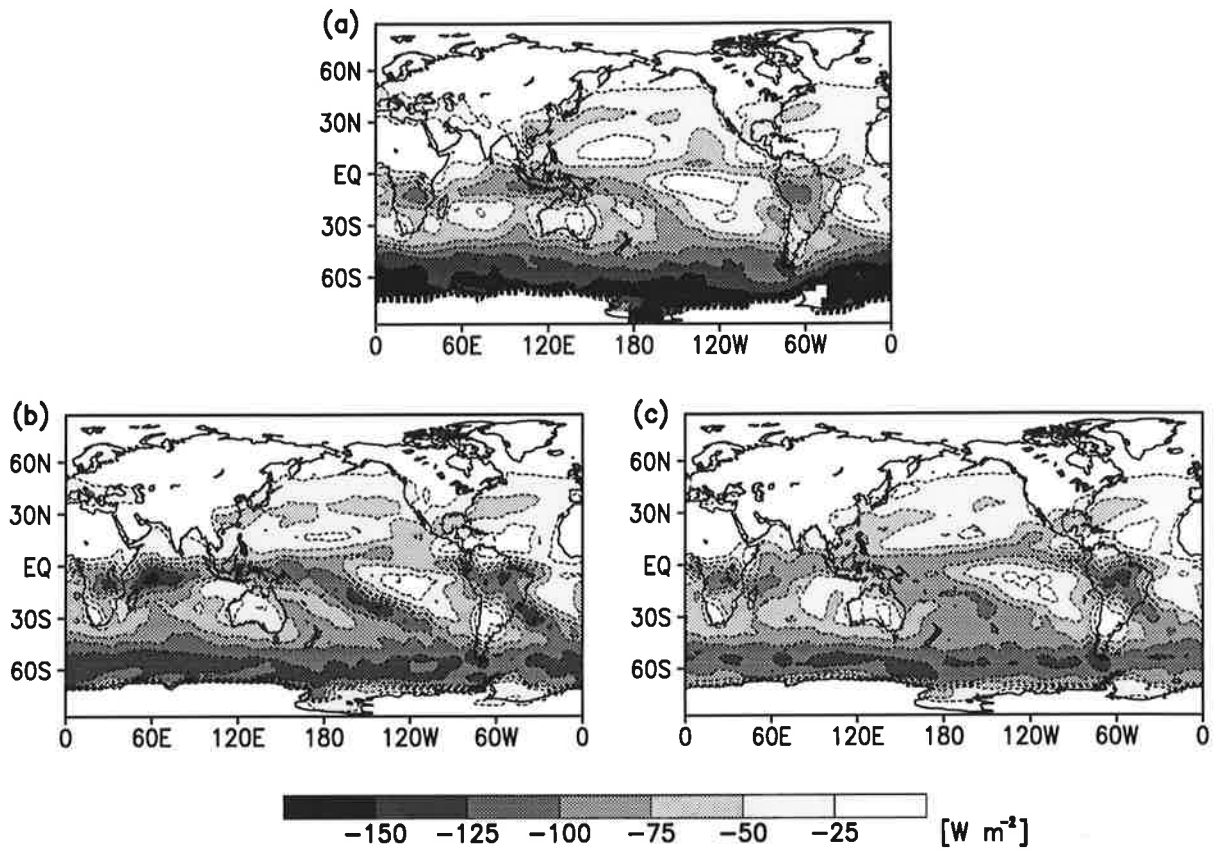


Abbildung 4.13: Geographische Verteilungen der Januarmittel des kurzwelligen cloud forcings für ERBE-Daten (a), CTL (b) und PCI (c).

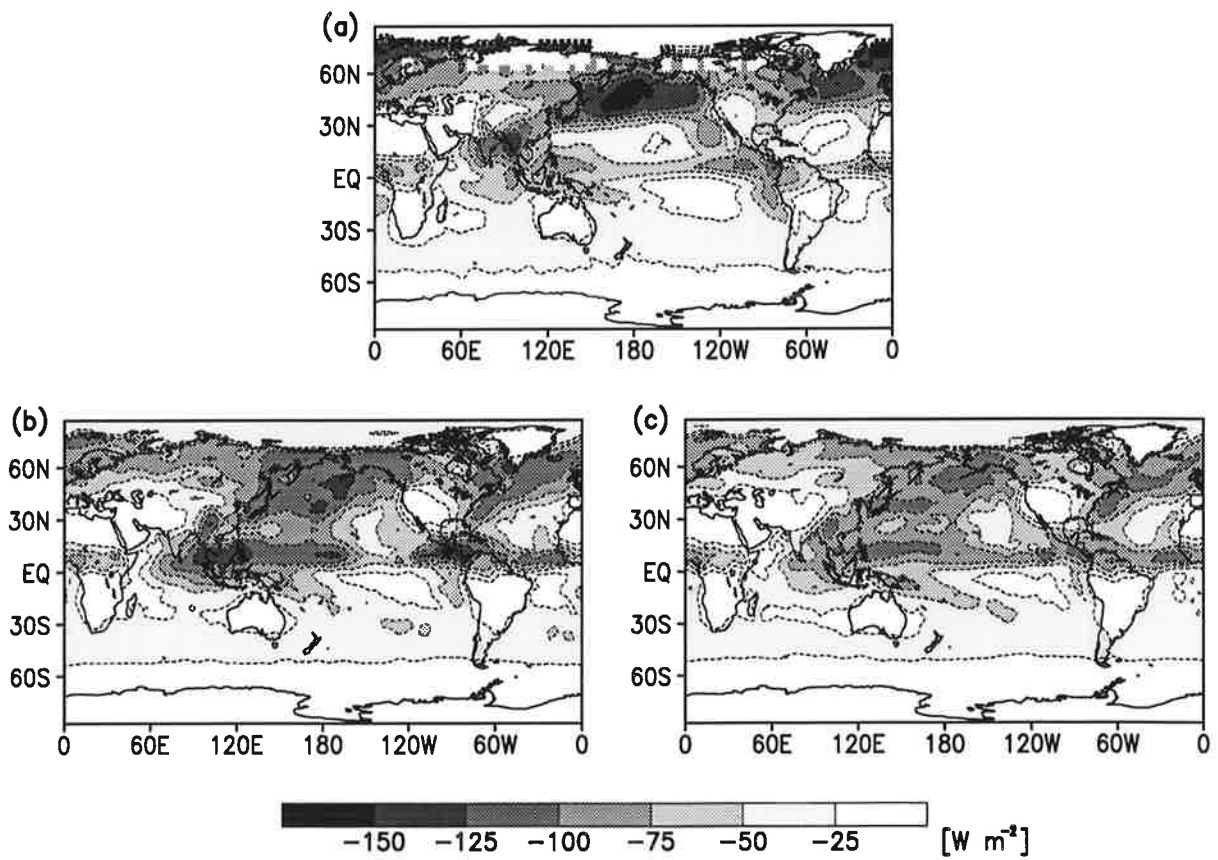


Abbildung 4.14: wie Abb. 4.13, nur für die Julimittel.

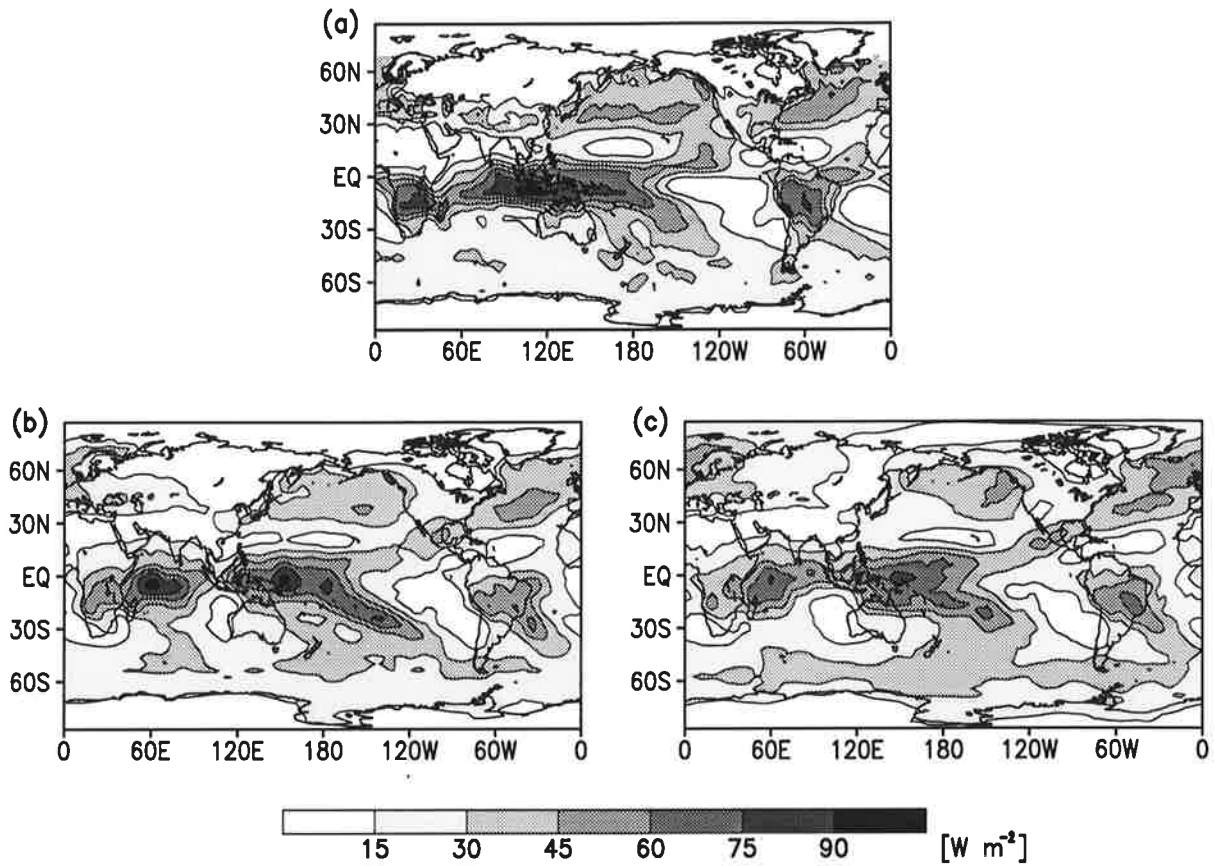


Abbildung 4.15: Geographische Verteilungen der Januarmittel des langwelligen cloud forcings für ERBE-Daten (a), CTL (b) und PCI (c).

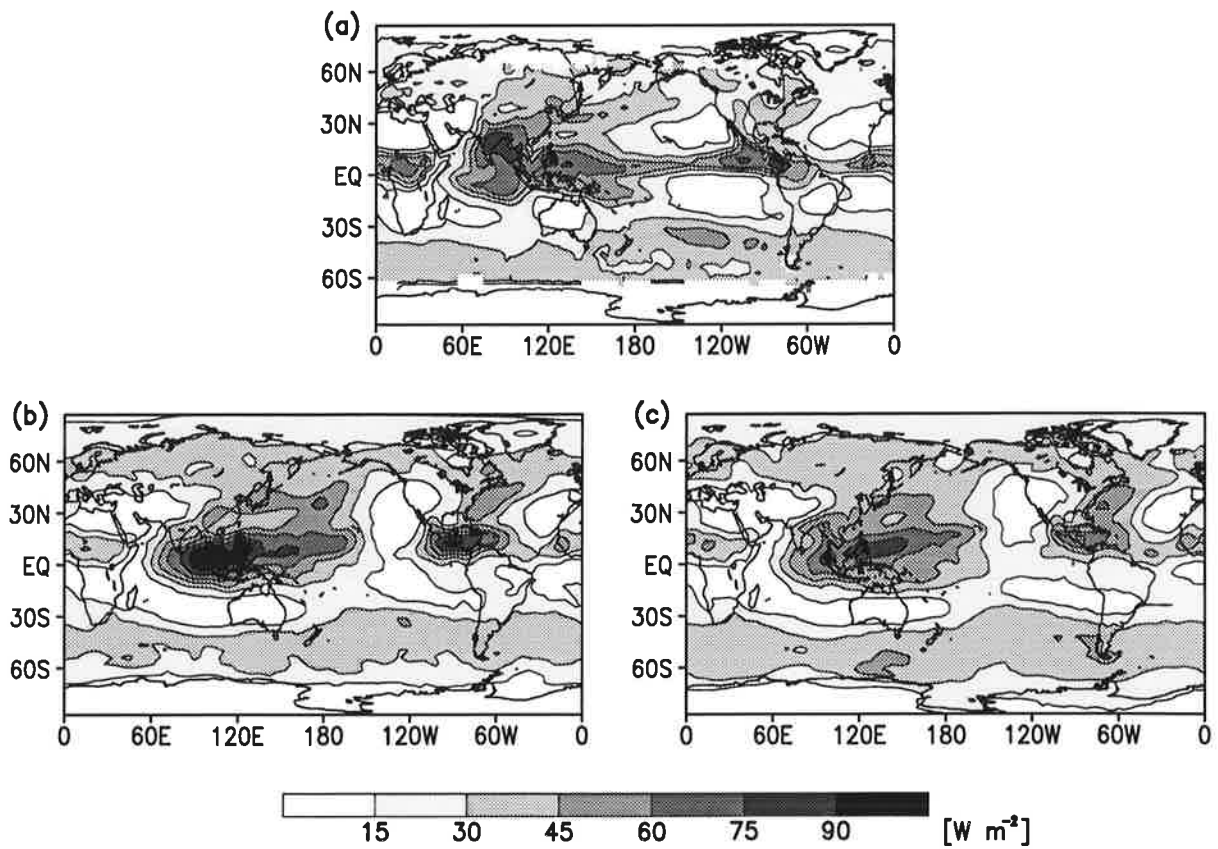


Abbildung 4.16: Wie Abb. 4.15, nur für die Julimittel.

Die Maximalwerte von LCF über aktiven Konvektionszentren stimmen mit den beobachteten überein, und die Walkerzirkulation ist etwas schwächer ausgeprägt als in CTL.

4.3.5 Einfluß der neuen Wolkenparameterisierung auf die atmosphärische Dynamik

Modellstudien haben gezeigt, daß die Erwärmung der Atmosphäre durch die Absorption langwelliger Strahlung beim Vorhandensein von Wolken (atmosphärisches langwelliges cloud forcing, im folgenden LCF(A)) die atmosphärische Zirkulation stark antreibt (z. B. *Slingo und Slingo*, 1988; *Randall et al.* 1989; *Sherwood et al.* 1994). Obwohl diese Erwärmungsraten erheblich kleiner sind als die, die durch Freisetzung latenter Wärme in konvektiven Wolken auftreten, kann die Walkerzirkulation durch die Abwesenheit von LCF(A) um 50% geschwächt werden (*Lohmann und Roeckner*, 1995). Insofern könnte die neue Parameterisierung die atmosphärische Zirkulation beeinflussen. Abb. 4.17 und 4.18 zeigen Januar- und Julimittel des zonalgemittelten Zonalwindes. Die EZMW-Analysen ergeben im Januar maximale Windstärken des Westwindes bei 50°S in 250 hPa und bei 30°N in 200 hPa. Im Juli ist der Westwind im Subtropenjet bei 30°S in 200 hPa und im antarktischen stratosphärischen Jetstream maximal. In beiden Fällen sind die Windgeschwindigkeiten auf der jeweiligen Winterhemisphäre am höchsten. Beide Simulationen überschätzen die Windgeschwindigkeiten in der oberen Troposphäre, was in PCI stärker ausgeprägt ist. Da in PCI LCF am Atmosphärenoberrand 2 Wm^{-2} höher ist als in CTL, ist durch die starke Kopplung von LCF am Atmosphärenoberrand, LCF in der Atmosphäre und der atmosphärischen Dynamik in PCI ein geringfügig stärkerer Wind zu erwarten. Der Meridionalwind differiert kaum zwischen beiden Experimenten und stimmt im wesentlichen mit dem aus EZMW-Analysen abgeleiteten überein (ohne Abb.).

4.3.6 Zeitliche Variation von Wolken und ihrer optischen Eigenschaften

Zusätzlich zur Validierung mittlerer Größen ist eine Überprüfung ihrer Variabilität besonders wichtig und wird durch die Betrachtung des Tagesganges des Bedeckungsgrades und der interannualen Variabilität des cloud forcings realisiert.

Tagesgang der Wolkenbedeckung

Systematische Variationen in der Bewölkung wie der Tagesgang beeinflussen die Strahlungsbilanz der Erde durch Wechselwirkungen der Wolken mit der Solarstrahlung und der bodenna-

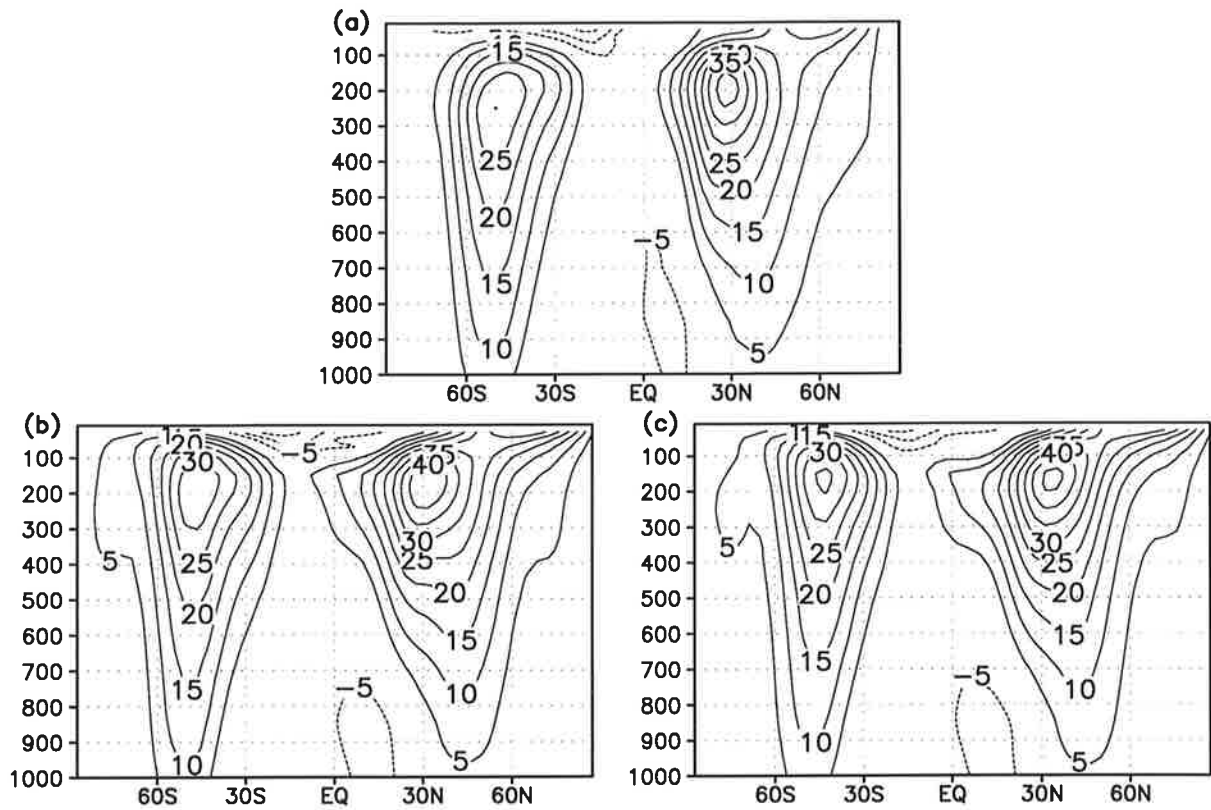


Abbildung 4.17: Zonal-Vertikalschnitte (Druck in hPa) der Januarmittel des Zonalwindes für EZMW-Analysen (a), CTL (b) und PCI (c). Isolinienabstand: 5 m s^{-1} .

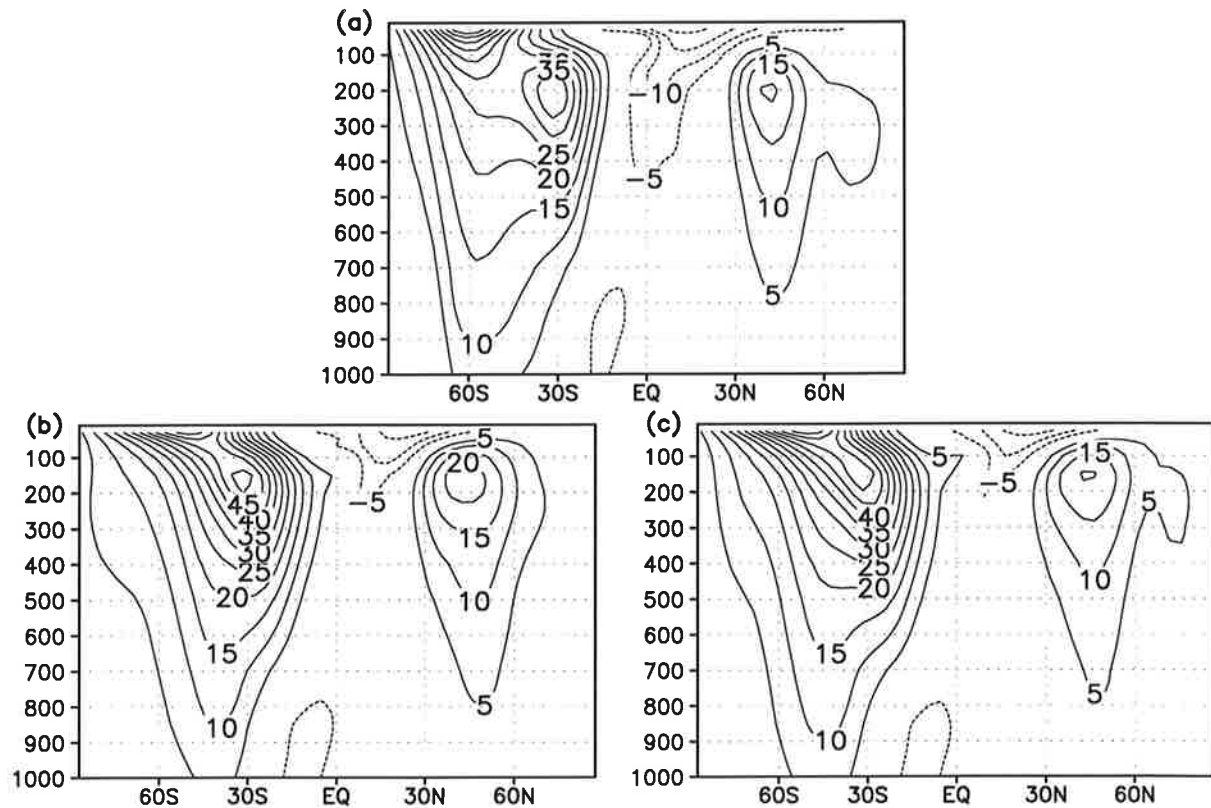


Abbildung 4.18: wie Abb. 4.17, nur für die Julimittel.

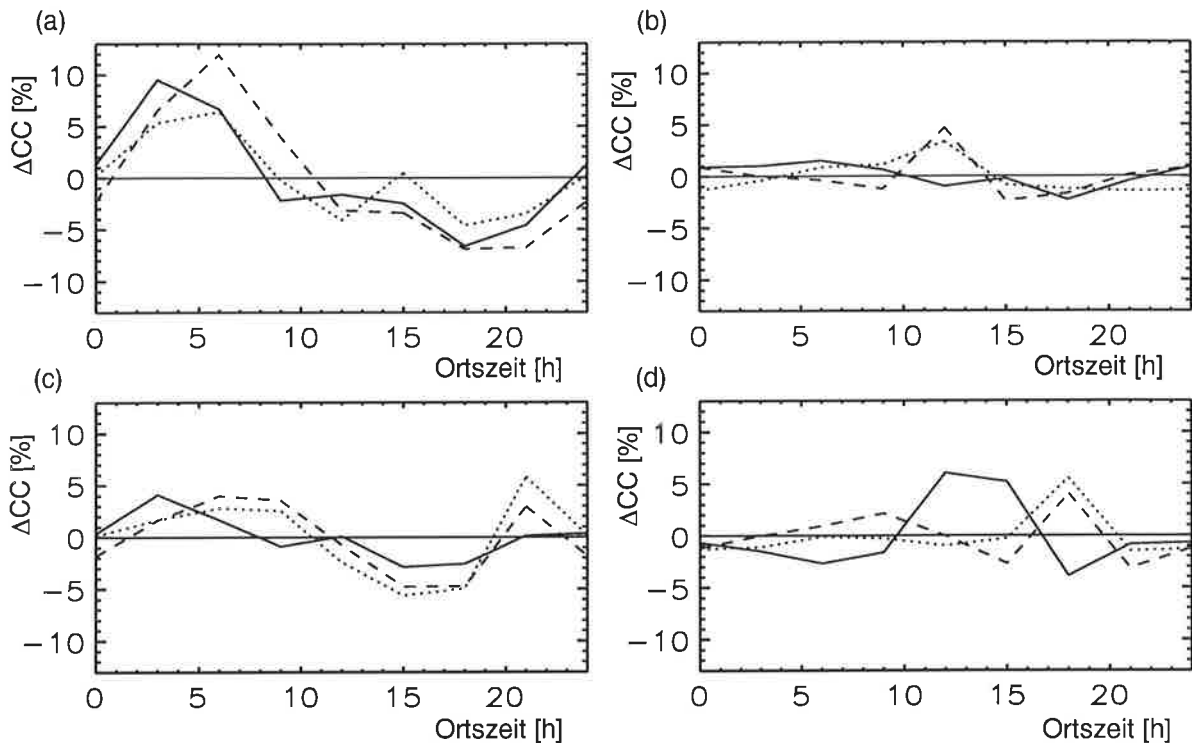


Abbildung 4.19: Tagesgang der Anomalien des Bedeckungsgrades (ΔCC) als Funktion der Ortszeit (Dreistundenmittel) für Januar 1989 (a) im südlichen subtropischen Pazifik ($120^{\circ}W-105^{\circ}W, 20^{\circ}S-5^{\circ}S$), (b) Nordpazifik ($150^{\circ}E-165^{\circ}E, 40^{\circ}N-50^{\circ}N$), (c) Amazonasgebiet ($60^{\circ}W-45^{\circ}W, 20^{\circ}S-5^{\circ}S$) und (d) östliche USA ($90^{\circ}W-75^{\circ}W, 30^{\circ}N-45^{\circ}N$) jeweils für ISCCP (—), CTL (---) und PCI (...).

hen Temperatur. Sie modulieren auch die Bodenflüsse, indem sie den Strahlungsgewinn an der Erdoberfläche regulieren. Da ECHAM den Tagesgang simuliert, kann dieser mit dem beobachteten verglichen werden (vgl. *Chen und Roeckner, 1996b*).

Die Meeresoberflächentemperatur zeigt durch die große Wärmespeicherkapazität der Ozeane kaum einen Tagesgang. Maritime Stratocumuli bilden sich unter der Inversionsschicht aus, da großskaliges Absinken die vertikale Entwicklung der Wolken begrenzt. Sie treten maximal vor Sonnenaufgang auf, weil sie im Laufe des Tages durch Absorption solarer Strahlung dissipieren (*Minnis und Harrison, 1984; Rozendaal et al., 1995*). In Abb. 4.19a sind die aus ISCCP-Daten abgeleiteten und mit CTL und PCI simulierten Anomalien des Tagesganges des Bedeckungsgrades für Januar 1989 als Dreistundenmittel im südlichen subtropischen Pazifik dargestellt. Die Amplitude des aus ISCCP-Daten abgeleiteten Tagesganges beträgt 16 Prozentpunkte, und das Maximum der Bewölkung ist gegen 3 h Ortszeit erreicht. In beiden Simulationen wird der beobachtete Tagesgang gut wiedergegeben. In CTL ist das Maximum und Minimum etwas zeitversetzt zu späteren Tageszeiten und die Amplitude ist etwas größer als beobachtet. In PCI ist die Amplitude etwas kleiner als beobachtet, aber in Phase mit den

ISCCP-Daten. Im Nordpazifik ist der Tagesgang des Bedeckungsgrades im Winter ziemlich schwach ausgeprägt (Abb. 4.19b). CTL und PCI simulieren ein geringes Maximum um 12 h, das in den ISCCP-Daten nicht sichtbar ist.

Der Tagesgang des Bedeckungsgrades über dem Amazonasgebiet ist demjenigen über dem südlichen subtropischen Pazifik ähnlich, nur schwächer ausgeprägt und wird von beiden Simulationen wiedergegeben (Abb. 4.19c). Das Maximum in den frühen Morgenstunden wird durch mittelhohe und hohe Bewölkung verursacht (Kondragunta und Gruber, 1994; Cairns, 1995).

In kontinentalen Regionen führen Variationen der bodennahen Temperatur durch sensible Wärmeflüsse zur Erwärmung der unteren Troposphäre, die die Grenzschicht destabilisiert und zur Entwicklung eines Maximums des Bedeckungsgrades am späten Nachmittag führt (Rossow, 1993; Kondragunta und Gruber, 1994). In den ISCCP-Daten tritt das Maximum der Bewölkung über den östlichen USA zwischen 12 und 15 h auf, während es in CTL und PCI um 18 h auftritt (Abb. 4.19d). Ebenso sind die Minima beider Simulationen zeitversetzt und die Amplituden etwas unterschätzt (vgl. Chen und Roeckner, 1996b). Gründe für die Zeitverschiebung der simulierten Amplituden können mit der atmosphärischen Zirkulation, der Konvektionsparameterisierung, der Parameterisierung der Landoberflächenprozesse wie Wärmeflüsse oder mit der Vertikaldiffusion von Feuchte verbunden sein.

Interannuale Variation des „cloud forcings“

Sowohl Beobachtungsdaten als auch Modellergebnisse zeigen, daß ein Großteil der interannualen Variabilität in den Tropen durch die warmen und kalten Phasen des „El Niño/Southern Oscillation“ (ENSO) Phänomens erklärt werden kann. Beobachtungsdaten von 1981-1988 ergeben eine gute Übereinstimmung der SST-Anomalien, des Zonalwindes und des langwelligen Nettostrahlungsflusses am Atmosphärenoberrand (Rasmussen, 1991), wie sie auch von atmosphärischen Zirkulationsmodellen, mit beobachteter SST angetrieben, in groben Zügen wiedergegeben werden (Lau, 1985; Barnett et al., 1991; Bengtsson et al., 1996).

Abb. 4.20 zeigt ein Hovmöllerdiagramm der SST-Anomalien von Februar 1985 bis Januar 1990 im äquatorialen Pazifik, gemittelt über 5°N-5°S. Charakteristisch für diese Periode ist ein warmes El Niño-Ereignis in 1986/87 mit positiven SST-Anomalien von 2 K und ein kaltes La Niña-Ereignis gleicher Amplitude in 1988/89. Diese Anomalien spiegeln sich in den ERBE-Daten mit positiven LCF-Anomalien bis 50 Wm^{-2} und negativen SCF-Anomalien bis -50 Wm^{-2} wider (Abb. 4.21). In den La Niña Jahren 1985 und 1988/89 ist das Vorzeichen der Anomalien entgegengesetzt, und die Anomalien sind schwächer. Ursache für die zeitlich zu

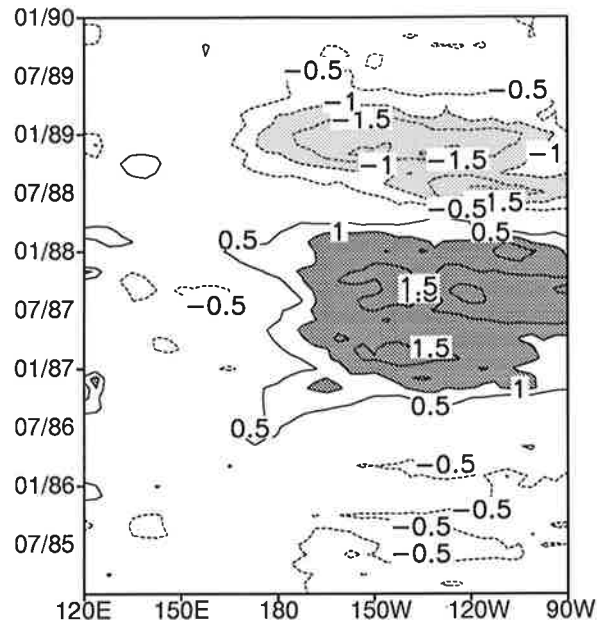


Abbildung 4.20: Hovmöllerdiagramm der SST-Anomalien von Februar 1985 bis Januar 1990 (Differenz zum Mittelwert von 1985-1989) im äquatorialen Pazifik gemittelt über 5°N-5°S des AMIP-Datensatzes. Isolinienabstand: 0.5 K. Werte unterhalb von -1 K sind hellgrau schraffiert und oberhalb von 1 K dunkelgrau.

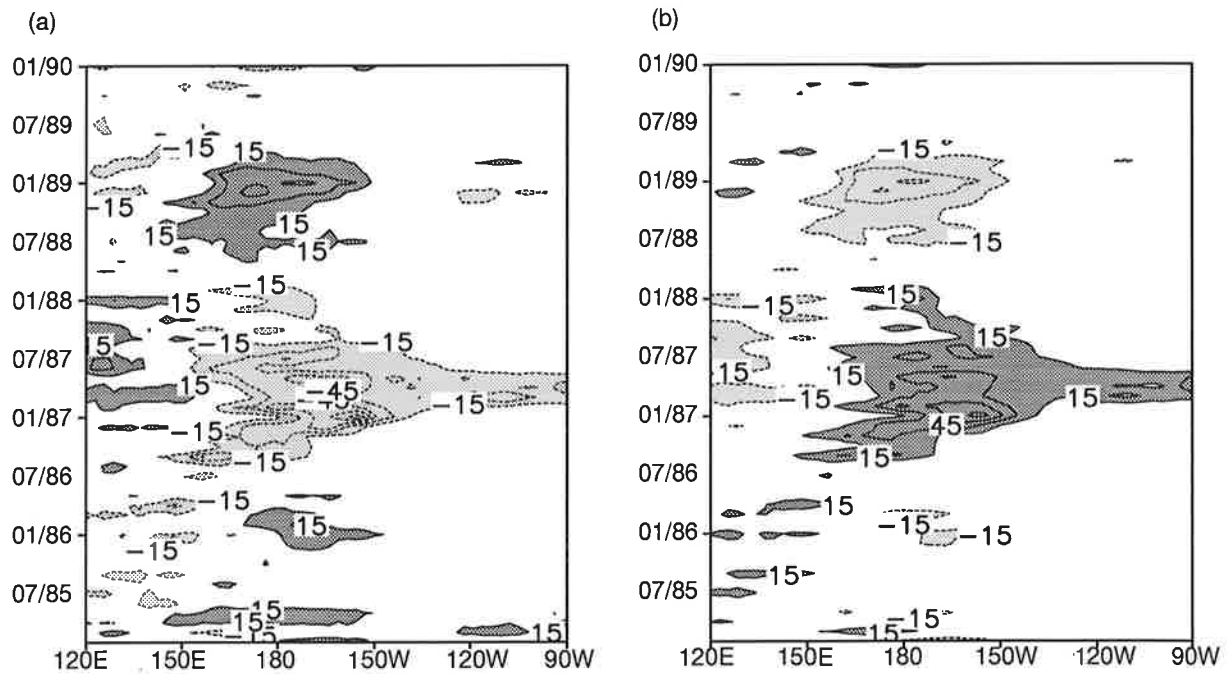


Abbildung 4.21: Hovmöllerdiagramm der SCF-Anomalien (a) und der LCF-Anomalien (b) im äquatorialen Pazifik, gemittelt über 5°N-5°S aus ERBE-Daten. Isolinienabstand: 15 Wm⁻². Werte unterhalb von -15 Wm⁻² sind hellgrau schraffiert und oberhalb von 15 Wm⁻² dunkelgrau.

den SST-Anomalien kurz versetzten SCF- und LCF-Anomalien ist, daß sich die konvektive Aktivität rapide erhöht, wenn die SST höher als ca. 300 K wird (*Graham und Barnett, 1987*). Damit erhöht sich das Auftreten von Wolken in allen Schichten der Troposphäre, das von *Kent*

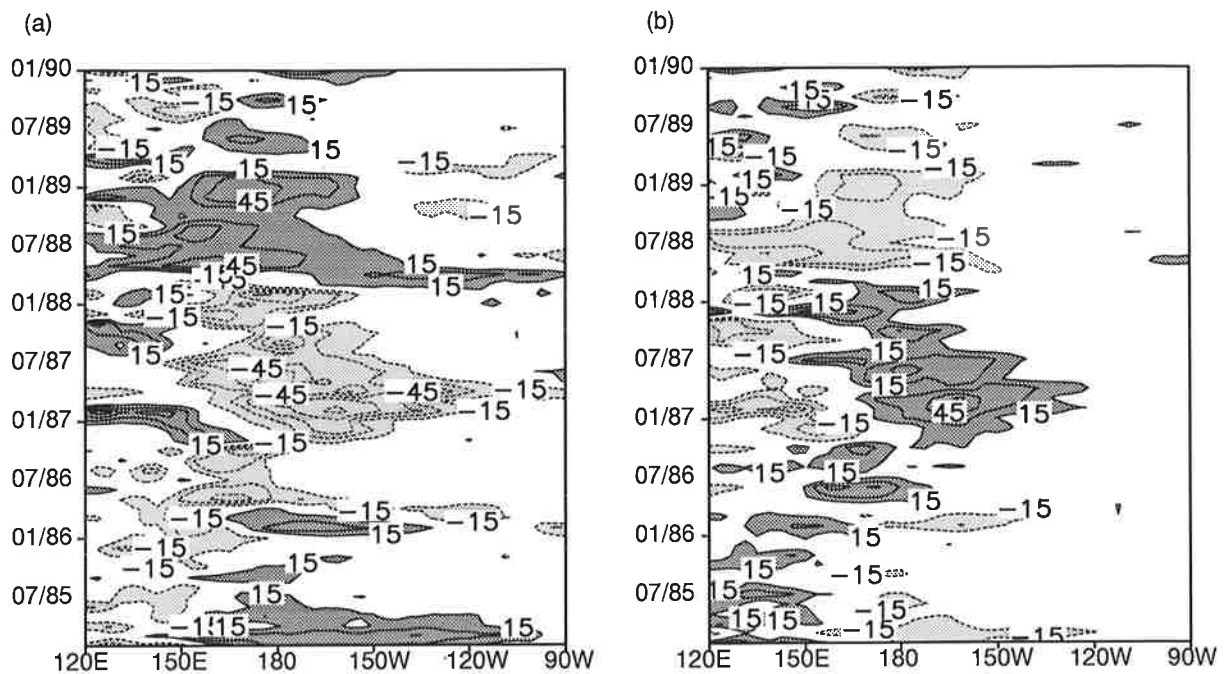


Abbildung 4.22: Wie Abb. 4.21, nur für Daten von CTL.

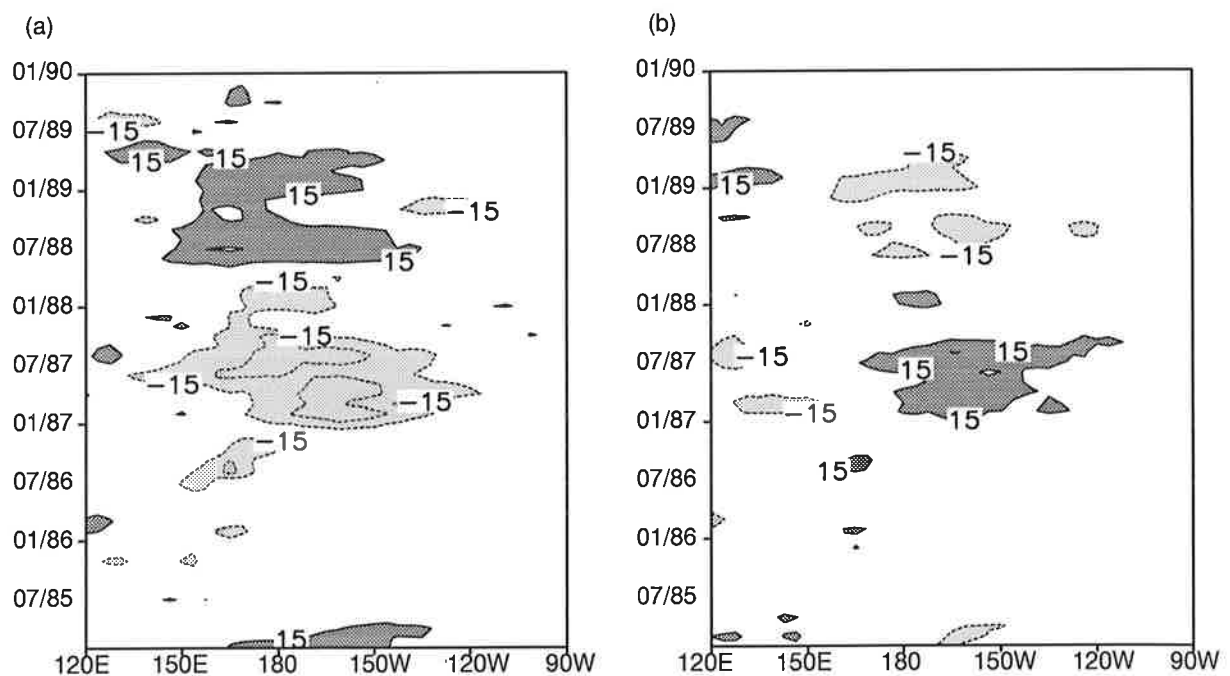


Abbildung 4.23: Wie Abb. 4.21, nur für Daten von PCI.

et al. (1995) mit einem Anstieg von 13% pro 1 K Temperaturzunahme abgeschätzt wurde. Ihrer Meinung nach ist die gute Übereinstimmung von SST-Anomalien und tropischen Wolken eher auf die SST-Anomalien zurückzuführen als auf die großräumige Zirkulation. Andererseits führen Änderungen in der Walkerzirkulation, die mit ENSO-Ereignissen einhergehen, zu Änderungen der geographischen Verteilung der Wolkenbildung und ihrer Strahlungseigen-

schaften, was wiederum zur Aufrechterhaltung der anomalen Zirkulation beiträgt (*Sherwood et al.*, 1994; *Lohmann und Roeckner*, 1995). Durch die veränderte Wolkenbildung, die auch in den ISCCP-Daten sichtbar ist (*Chen und Roeckner*, 1996a), erhöhen sich LCF und SCF.

Abb. 4.22 und 4.23 zeigen die entsprechenden SCF- und LCF-Anomalien von CTL und PCI. Die Muster der Anomalien decken sich in beiden Experimenten gut mit denen der ERBE-Daten. In CTL stimmen die Amplituden der LCF-Anomalien mit den beobachteten überein, während die Amplituden der SCF-Anomalien zu hoch sind (vgl. *Chen und Roeckner*, 1996a). Während der La Niña-Ereignisse sind die SCF-Anomalien in CTL zu weit nach Osten ausgedehnt. In PCI sind die SCF-Anomalien gut wiedergegeben, wenn auch niedriger als beobachtet. Hingegen ist die Amplitude der LCF-Anomalien nur halb so groß wie beobachtet. Die zu hohe SCF-Anomalie in CTL geht mit einem zu hohen Mittelwert in dieser Region einher, ebenso wie der geringere Mittelwert von SCF in PCI mit einer geringeren Anomalie verbunden ist. Dasselbe gilt für LCF. Im Gegensatz dazu sind im Klimamodell des „National Center for Atmospheric Research“ *Chen et al.* (1995) SCF und LCF im Mittel zu hoch, aber die Anomalien sind zu gering, was auf die Unterschätzung der Anomalie hoher Wolken zurückgeführt wird.

4.4 Diskussion

In den vorangegangenen Abschnitten wurde der Einfluß der neuen Wolkenparameterisierung auf das Modellklima in bezug auf Wolken, Strahlung und atmosphärische Dynamik dargestellt. Die wichtigsten Unterschiede hängen mit der Simulation des Wolkeneises zusammen. PCI simuliert ca. 40% mehr Wolkeneis, das im Unterschied zu CTL hauptsächlich in mittleren und hohen Breiten der jeweiligen Winterhemisphäre lokalisiert ist (vgl. Abb. 4.2 und 4.8). Ursache hierfür ist, daß in PCI kleinere Eisteilchen nicht effektiv zu Schneeflocken aggregieren und die Kollektionseffizienz von Schneeflocken mit Eisteilchen bei niedrigen Temperaturen geringer ist. So können in PCI bei kalten Temperaturen, wie z. B. in der oberen tropischen Troposphäre und in mittleren und hohen Breiten im Winter, langlebige Eiswolken auftreten. Neuere Meßdaten haben in Übereinstimmung damit ergeben, daß kleine Eisteilchen sehr langsam verdunsten, also extrem langlebig sind (*Peter und Baker*, 1996).

Vergleiche des Flüssigwasserweges im Januar- und Julimittel von CTL und PCI haben gezeigt, daß in PCI einerseits die Überschätzung des Flüssigwasserweges über tropischen Konvektionszentren verringert ist (vgl. Abb. 4.6 und 4.7). Das wird durch tropische stratiforme Wolken, die in PCI durch eine geringere Anzahldichte von Wolkentröpfchen (N_1) gekennzeichnet sind

und deshalb schneller Niederschlag bilden, verursacht. Andererseits werden in PCI im Januar zu hohe Werte des Flüssigwasserweges im westlichen Teil des Nordatlantiks und Nordpazifiks simuliert. Ursache hierfür ist, daß diese Wolken hohe Werte von N_1 aufweisen und somit langsam Niederschlag bilden.

N_1 wird empirisch aus der Masse der Sulfat-Aerosole erhalten. Die dabei auftretenden Unsicherheiten ergeben sich einerseits aus der Beziehung von N_1 zur Konzentration der Kondensationskerne (CCN) und andererseits aus der Beziehung der CCN zur Masse der Sulfat-Aerosole. Die Konzentration der aktivierten CCN ($=N_1$) resultiert aus dem zur Verfügung stehenden Wasserdampf und dem Verbrauch von Wasserdampf durch Kondensationswachstum auf den CCN (*siehe auch Hobbs, 1993*). Die Anzahl der aktivierten CCN hängt von der chemischen Zusammensetzung (vor allem den wasserlöslichen Substanzen) und der Größe der Aerosole ab (*siehe auch Graßl, 1988*). Zusätzlich hängt sie nichtlinear von der Aufwindgeschwindigkeit ab, die wiederum die maximale Übersättigung bestimmt. N_1 nimmt nichtlinear mit der Anzahl der CCN zu. Während in Wolken, die sich in Reinluftgebieten bilden, fast alle CCN aktiviert werden, stellt sich bei höheren CCN-Konzentrationen (Summe aus Aerosolen im Akkumulationsmode und Wolkentropfchen $>800 \text{ cm}^{-3}$) ein Sättigungseffekt ein (*Gillani et al., 1995*). Das liegt daran, daß hohe CCN-Konzentrationen ihrerseits die Übersättigung verringern und damit die Aktivierung von weiteren CCN verhindern.

Sulfat-Aerosole stellen einen großen Anteil der Aerosole im Akkumulationsmode (Radius $\sim 0.1 - 1 \mu\text{m}$) dar, also derjenigen Aerosole, die zu Wolkentropfchen aktiviert werden können. Sie sind stark hygroskopisch und werden deshalb als effektive CCN angesehen. Sulfat-Aerosole entstehen durch Oxidation von SO_2 (*Langner und Rodhe, 1991; Feichter et al., 1996*), wobei die relative Bedeutung der Oxidationspfade von SO_2 zu Sulfat mit Unsicherheiten behaftet ist. SO_2 kann in der Gasphase zu Sulfat oxidieren und dann entweder auf schon bestehenden Aerosolen kondensieren oder durch homogene Nukleation neue Partikel bilden. Die Neubildung von Aerosolen ist schwer vorherzusagen, da ihr Anteil kleiner wird, je mehr Aerosole vorhanden sind. Der überwiegende Teil der Sulfat-Aerosole entsteht jedoch durch Oxidation von SO_2 in der Wolke. Das ändert die Größenverteilung hin zu größeren Teilchen und erhöht die Wahrscheinlichkeit, daß sie als CCN fungieren. Folglich führt eine Erhöhung der Masse der Sulfat-Aerosole nicht zwangsläufig zu einer Erhöhung der CCN-Konzentration. Des Weiteren bilden andere Aerosole, wie Nitrat-Aerosole (*Wurzler et al., 1995*) oder organische Substanzen (*Novakov und Penner, 1993; Andreae, 1995*) ebenfalls CCN. Seesalz macht hingegen über abgelegenen ozeanischen Gebieten (*Fouquart und Isaka, 1992; Andreae et al., 1995*)

sowie an der Ostküste der USA nur einen kleinen Teil der CCN aus.

Eine weitere implizite Annahme bei der empirischen Beziehung zwischen der Masse der Sulfat-Aerosole und N_1 ist, daß Sulfate immer den gleichen Prozentsatz der Masse aller Aerosole ausmachen. Die Verweildauer von Aerosolen in der Atmosphäre beträgt jedoch nur einige Tage, und verschiedene Aerosole haben verschiedene Quellverteilungen, so daß obige Annahme stark vereinfacht ist. Die Beobachtungsdaten ergeben einen Anteil der Sulfat-Aerosole an der Masse aller Aerosole von 14% bis 69% über den USA (*Malm et al.*, 1994), von 20% bis 100% über der Ostküste der USA (*Hegg et al.*, 1995), von 23% für maritime Aerosole über dem Atlantik, von 22% bis 45% für kontinentale Aerosole und 75% in der Arktis (*Warneck*, 1988).

Obwohl der mittlere Sulfatanteil an der Masse aller Aerosole zwischen 0.2 und 1.9 μm 62% über der Ostküste der USA beträgt (*Hegg et al.*, 1995), ergaben simultane Messungen, daß die meisten CCN kein Sulfat enthalten. Nach *Hegg et al.* (1995) sind Sulfat-Aerosole keine effektiven CCN, was im Widerspruch zur herkömmlichen Meinung vieler Wolkenphysik-Lehrbücher (*Pruppacher und Klett*, 1978; *Rogers und Yau*, 1991; *Young*, 1993) steht. Um den hier gewählten Ansatz zu rechtfertigen, sei gesagt, daß Sulfat-Aerosole die global am besten studierten Aerosole sind. Bis heute existieren keine globalen Verteilungen von Nitrat-Aerosolen oder organischen Aerosolen. Außerdem liegen weniger simultane Meßdaten von Nitrat-Aerosolen oder organischen Substanzen und CCN als von Sulfat-Aerosolen und CCN vor. Somit ist der hier gewählte Ansatz ein erster Schritt in Richtung einer Kopplung von N_1 und Aerosolen. Eine zukünftige Perspektive ist es, N_1 an ein Aerosolphysik-Schema, wie es derzeit von *Keup-Thiel* (1995) entwickelt wird, zu koppeln.

Der Flüssigwasserweg über dem südlichen Ozean ist in beiden Simulationen geringer als der von *Greenwald et al.* (1993) angegebene, der in den Extratropen gut mit unabhängigen Bodenmessungen übereinstimmt. Möglicherweise transportiert die großräumige Zirkulation zu wenig Feuchte aus den Tropen in die Extratropen. Der simulierte Wasserdampfsäulengehalt deckt sich jedoch in den Extratropen gut mit Meßdaten (vgl. Abb. 4.4 und 4.5), so daß entweder aus lokaler Verdunstung oder durch großräumige Zirkulation genug Wasserdampf zur Verfügung stehen müßte. In dem Klimamodell der „Colorado State University“ ist die Simulation von Wasserwolken über dem südlichen Ozean eng an die Grenzschichtparameterisierung geknüpft (*Randall, persönliche Mitteilung*). Ein zu geringer Feuchtetransport aus der Grenzschicht in die freie Atmosphäre liefert zu wenig Kondensat für die sich bildenden Wolken.

Eine weitere Möglichkeit ist, daß sich zwar genug Wasserwolken bilden, diese aber zu schnell

ausregnen. Im Fall von PCI könnte dies durch eine zu geringe Konzentration von N_1 verursacht sein. So könnten hier andere Aerosole als Sulfate stärker zur Bildung von Wolkentröpfchen beitragen. Der Niederschlag in CTL und PCI ist über dem südlichen Ozean geringer als es die Niederschlagsklimatologie des WZN (*Stendel und Arpe, 1996*) nahelegt (ohne Abb.). Diese wird aber über dem südlichen Ozean weitgehend durch EZMW-Vorhersagen bestimmt, und spiegelt somit nur Modellergebnisse wider. Das würde dafür sprechen, daß gar nicht erst genug Wolken gebildet werden, also eventuell der Schwellenwert der relativen Feuchte nicht oft genug überschritten wird, da auch die Wolkenbedeckung niedriger ist als in den ISCCP-Daten (vgl. *Chen und Roeckner, 1996a*). Des weiteren kann Bereifen von Schneeflocken oder Gefrieren von Wolkentröpfchen eine zu große Senke darstellen. So haben Sensitivitätsexperimente mit PCI mit verschiedenen Bereifungsraten ergeben, daß der Flüssigwasserweg über dem südlichen Ozean erhöht werden kann, wenn die Bereifungsrate niedriger ist (ohne Abb.). Er wird ebenfalls höher, wenn der Flüssigwasseranteil im Mischphasenbereich erhöht wird (siehe Abschnitt 6.5).

Als Folge einer oder mehrerer dieser möglichen Fehlerquellen, ist SCF in diesen Breitenkreisen unterschätzt. Die Abweichung von den ERBE-Daten ist in PCI höher als in CTL, obwohl der Bedeckungsgrad größer ist als in CTL und der Flüssigwasserweg gleich ist. Der höhere Bedeckungsgrad in PCI ist hauptsächlich auf die Erhöhung des Wolkeneises zurückzuführen (Abb. 4.2 und Abb. 4.3). Wasserwolken haben sich in höhere Schichten verlagert, wobei der Flüssigwasserweg unverändert bleibt. Da N_1 in PCI in allen Schichten niedriger liegt als in CTL, ist bei gleichem Flüssigwassergehalt der effektive Wolkentröpfchenradius größer und die optische Dicke nach Gl. (2.19) und Gl. (2.20) niedriger. Folglich reflektieren die Wolken weniger Solarstrahlung, so daß die Wolkenalbedo und damit SCF in PCI geringer ausfällt als in CTL.

Chen und Roeckner (1996a) argumentieren, daß die Überschätzung von SCF in den Tropen höchstwahrscheinlich durch die Vernachlässigung der Inhomogenitäten von Wolken und nicht durch einen zu hohen Flüssigwasserweg verursacht wird. Im Gegensatz dazu ist der zonalgemittelte Flüssigwasserweg in PCI in den Tropen im Januar bis zu 20% geringer als in CTL, und SCF ist ähnlich stark reduziert, wodurch sich das Argument fehlender Wolkeninhomogenitäten erübrigt. In den Subtropen überschätzen beide Simulationen den Flüssigwasserweg im Vergleich zu dem Algorithmus von *Weng und Grody (1994)* und, so kann man argumentieren, damit muß notwendigerweise SCF zu hoch sein. Hingegen ist der Flüssigwasserweg im Vergleich zu dem Algorithmus von *Greenwald et al. (1993)* unterschätzt, und die Überschätzung

von SCF könnte an den Inhomogenitäten liegen. Deshalb sind mehr Beobachtungsdaten des Flüssigwasserweges und mehr Kenntnisse über Inhomogenitäten nötig, bevor ihr Effekt in Klimamodellen berücksichtigt werden kann. Gerade die dreidimensionale Strahlungsmodellierung steckt aber noch in den Anfängen (Schulz, 1995).

Um zu testen, ob die höheren Windgeschwindigkeiten in PCI im Vergleich zu CTL von dem um 2 Wm^{-2} höheren LCF verursacht worden sind, wurde ein Sensitivitätsexperiment durchgeführt, in dem die mikrophysikalische Konstante γ_3 so erhöht wurde, daß LCF im Fünfjahresmittel um 2 Wm^{-2} auf 28 Wm^{-2} , wie in CTL, erniedrigt wurde. Der damit simulierte Zonalwind ist in Abb. 4.24 dargestellt. Im Vergleich zu PCI ist das Westwind-Maximum im Januar in 250 hPa bei 50°S reduziert und genauso groß wie in CTL (Abb. 4.17). Im Juli ist in diesem Experiment, wie in CTL und den EZMW-Analysen (Abb. 4.18), wieder eine Trennung des Subtropenjetstreams vom antarktischen stratosphärischen Jetstream erkennbar. Damit wird die These, daß LCF(A), LCF und die atmosphärische Zirkulation eng miteinander verknüpft sind, auch mit dem physikalisch höherwertigen Wolkenmikrophysik-Schema (PCI) untermauert.

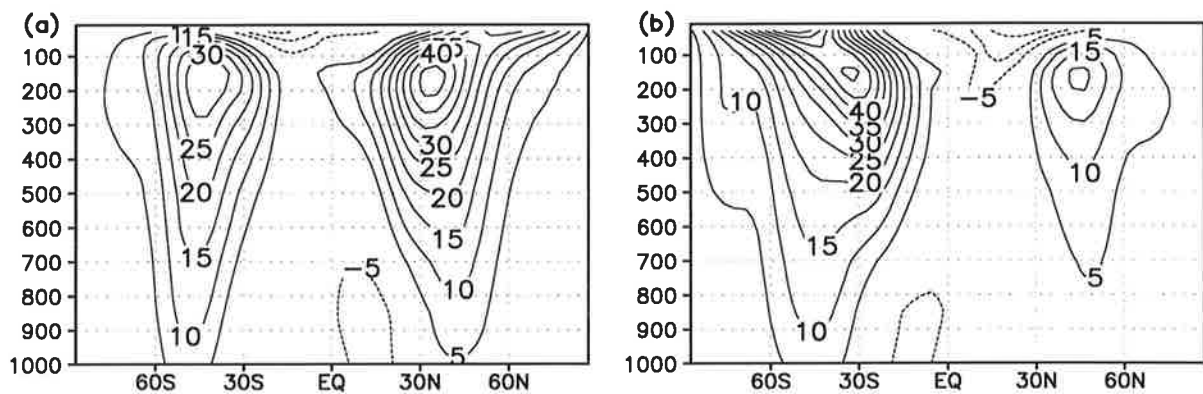


Abbildung 4.24: Zonal-Vertikalschnitte (Druck in hPa) des Zonalwindes für das Experiment mit kleinerem LCF im Januar (a) und im Julimittel (b).

5. Statistische Vergleiche der Modellsimulationen mit Daten von Feldexperimenten

Die in diesem Kapitel diskutierten Vergleiche von Modellsimulationen mit Beobachtungsdaten umfassen den Flüssigwasseranteil in Wolken im Mischphasenbereich (Temperatur zwischen 233.2 K und 273.2 K) und den Wolkenwassergehalt als Funktion der Wolkentemperatur in den Tropen und Extratropen. Die relative Feuchte wird in Abhängigkeit von SST und infraroter Helligkeitstemperatur und SCF als Funktion von LCF mit Meßdaten, die während des „Central Equatorial Pacific Experiments“ (CEPEX) gewonnen wurden, verglichen.

5.1 Häufigkeit des Auftretens von Mischwolken und deren Flüssigwasseranteil

Da keine global überdeckenden Datensätze von Wolkeneis oder der Anteile von Wolkenflüssigwasser und Wolkeneis in Mischwolken zur Verfügung stehen, müssen zur Verifikation solcher Größen Daten aus Feldexperimenten oder von punktuellen Routinebeobachtungen benutzt werden.

In Abb. 5.1 ist die Häufigkeit des Auftretens von Eis-, Misch- und unterkühlten Wasserwolken zwischen 273.2 K und 233.2 K aus Routinebeobachtungen über der ehemaligen Sowjetunion dargestellt (*Matveev*, 1984). Unterkühlte Wasserwolken sind eine übliche Erscheinung in der Atmosphäre, besonders wenn die Temperatur an der Wolkenoberkante wärmer als 263 K ist (*Pruppacher und Klett*, 1978). Mit abnehmender Temperatur steigt die Wahrscheinlichkeit des Vereisens so an, daß bei 253 K nur noch weniger als 20% der Wolken reine unterkühlte Wasserwolken sind. Mischwolken treten in maximal 42% aller Fälle zwischen 258 K und 262 K auf. Dieselbe Häufigkeitsverteilung ist zusätzlich aus Modelldaten eines Jahres von PCI über der ehemaligen Sowjetunion in Abb. 5.1 eingezeichnet. Eiswolken erscheinen in PCI häufiger und unterkühlte Wasserwolken seltener als beobachtet im gesamten Temperaturbereich. Mischwolken treten in maximal 38% aller Fälle auf, allerdings bei wärmeren Temperaturen als beobachtet. Hingegen werden in CTL im gesamten Temperaturintervall immer Mischwolken angenommen.

Der prozentuale Flüssigwasseranteil im Mischphasenbereich von CTL und PCI ist in Abb. 5.2 dargestellt. Für CTL ist dieser Anteil in Gl. (2.9) nach *Rockel et al.* (1991) berechnet. Interessanterweise ist der Flüssigwasseranteil in PCI dem in CTL sehr ähnlich. Im Unterschied zu CTL, wo kleine Flüssigwasseranteile bis ca. 230 K auftreten, gefriert in PCI alles unterkühlte Wolkenflüssigwasser nach Gl. (3.15) unterhalb von 238.2 K. Oberhalb von 258 K ist der Flüssigwasseranteil in PCI geringer als in CTL, was auf die effektiven Gefrierprozesse (Gl. (3.12))

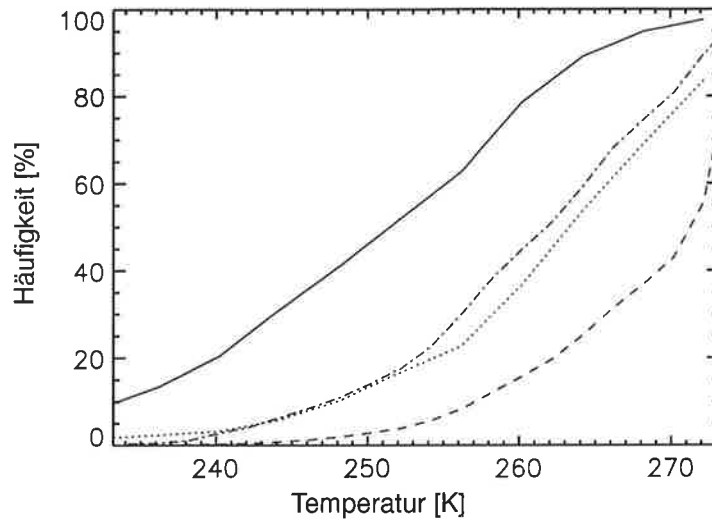


Abbildung 5.1: Häufigkeit des Auftretens von Eis-, Misch- und unterkühlten Wasserwolken zwischen 273.2 K und 233.2 K über der ehemaligen Sowjetunion: Trennlinie zwischen Eis- und Mischwolken (—) bzw. Misch- und Wasserwolken (...) aus Beobachtungsdaten (*Matveev*, 1984), und (-.-) und (- -) aus PCI.

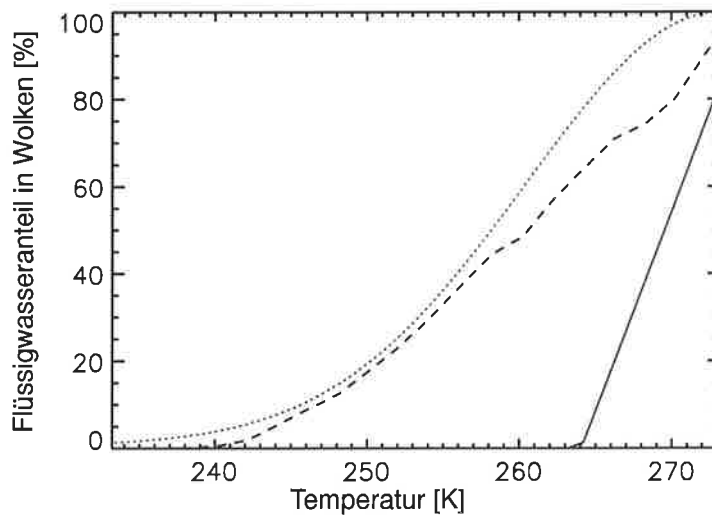


Abbildung 5.2: Prozentualer Flüssigwasseranteil in Wolken zwischen 273.2 K und 233.2 K über der ehemaligen Sowjetunion für CTL (...) und PCI (- -). Zusätzlich sind Meßdaten von *Moss und Johnson* (1994) über den britischen Inseln eingezeichnet (—).

und Gl. (3.13)) mit anschließendem Depositionswachstum von Wasserdampf auf Eisteilchen zurückzuführen ist. Unterkühlte Wasserwolken werden bei sehr viel tieferen Temperaturen simuliert, als es Beobachtungsdaten des „Meteorological Research Flight“ (*Moss und Johnson*, 1994) im Gebiet der britischen Inseln nahelegen. Diese Daten differieren erheblich mit den beobachteten prozentualen Phasenzusammensetzungen von *Matveev* (1984) (Abb. 5.1), so daß PCI innerhalb der Spanne der Meßdaten liegt.

5.2 Wolkenwassergehalt als Funktion der Temperatur

Gemessene Daten des Eiswassergehalts stehen von der CEPEX-Meßkampagne zur Verfügung, die im März und Anfang April 1993 im äquatorialen Zentralpazifik (20°N - 20°S , 140°E - 140°W) stattfand. Während dieses Experiments sind Meßflüge in Eiswolken mit dem „Aeromet Learjet“ zwischen 20°S und 2°N und zwischen 165°E und 170°W durchgeführt worden. Der Learjet durchflog Amboßwolken in verschiedenen Stadien unterhalb von 13.5 km, wobei insgesamt 12000 10s-Mittelwerte des Eisteilchen-Größenspektrums gemessen wurden. Eisteilchenmessungen wurden mit einer optisch abbildenden, zweidimensionalen Wolkensonde (2D-C) vorgenommen, die zuverlässig Eisteilchen mit Durchmessern $>100\ \mu\text{m}$ ermittelt (Arnott *et al.*, 1994). Eine detaillierte Beschreibung der mikrophysikalischen Wolkenmessungen ist in McFarquhar und Heymsfield (1996) zu finden.

Um die Stichprobenanzahl in den Simulationen von CTL und PCI für den Vergleich mit Beobachtungsdaten zu erhöhen, sind diese Simulationen für die CEPEX-Periode in der horizontalen Auflösung T106 integriert worden (vgl. Lohmann *et al.*, 1995). Auf Unterschiede zwischen dieser Simulation und PCI in der Horizontalauflösung T30 wird in Abschnitt 6.2 eingegangen. Abb. 5.3 zeigt den mittleren Eiswassergehalt als Funktion der Wolkentemperatur aus Beobachtungsdaten und Modellsimulationen. Unter der Annahme, daß die Learjet-Daten unterkühlte Wolkenröpfchen beinhalten, ist für diesen Vergleich die Summe aus Flüssig- und Eiswassergehalt (Wolkenwassergehalt) innerhalb des wolkenbedeckten Teils der Gitterbox gebildet worden. Die vertikalen Linien verbinden die 25% und 75% Quartile der Learjet-Daten. Der mittlere Wolkenwassergehalt wird durch einige Fälle hohen Wolkenwassergehalts dominiert. Da der Wolkenwassergehalt pro Temperaturintervall eine positive Schiefe aufweist, kann er größer als das 75% Quartil sein. Beide Simulationen geben den beobachteten Anstieg des Wolkenwassergehalts mit zunehmender Temperatur wieder. Obwohl der Wolkenwassergehalt in PCI weiter von dem beobachteten entfernt liegt als in CTL, hauptsächlich oberhalb von 253 K, liegt er dennoch oberhalb des beobachteten 25% Quartils. Der geringere Wolkenwassergehalt in PCI bei diesen Temperaturen in den Tropen ist auch aus Abb. 4.1 und 4.2 ersichtlich.

Als ein Maß für die Variabilität des Wolkenwassergehalts pro Temperaturintervall sind in Abb. 5.4 die beobachteten und simulierten 5% und 95% Perzentile des Wolkenwassergehalts gegenübergestellt. Aufgrund der relativ groben Auflösung des Modells werden Extremwerte des Wolkenwassergehalts nur selten simuliert, so daß die simulierte Variabilität kleiner als die beobachtete ist. Der Vergleich der Variabilität von PCI und CTL zeigt, daß die Variabilität in PCI nur bei Temperaturen oberhalb von 253 K höher ist als in CTL und maximal drei Größen-

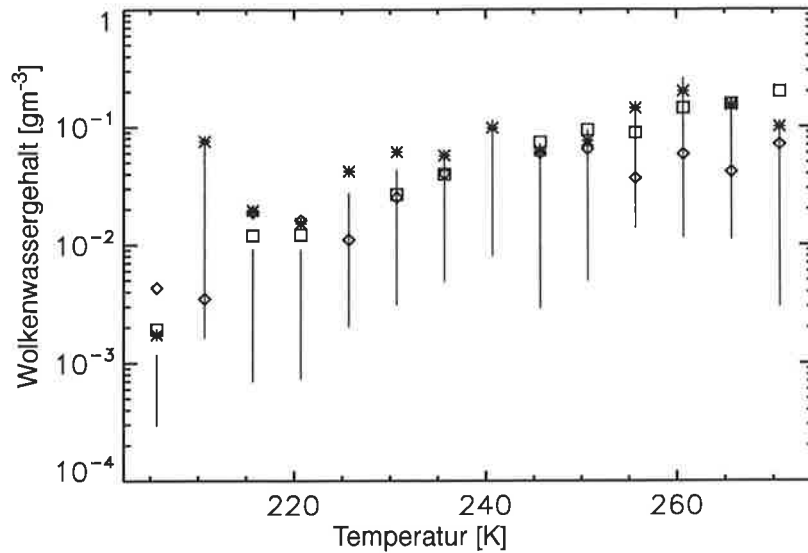


Abbildung 5.3: Mittlerer Wolkenwassergehalt als Funktion der Wolkentemperatur in 5K Temperaturintervallen aus Beobachtungsdaten der 2D-C Sonde während der CEPEX-Meßkampagne (Sterne), für CTL (Quadrate) und PCI (Rhomben). Die vertikalen Linien verbinden die 25% und 75% Quartile der Learjet-Daten.

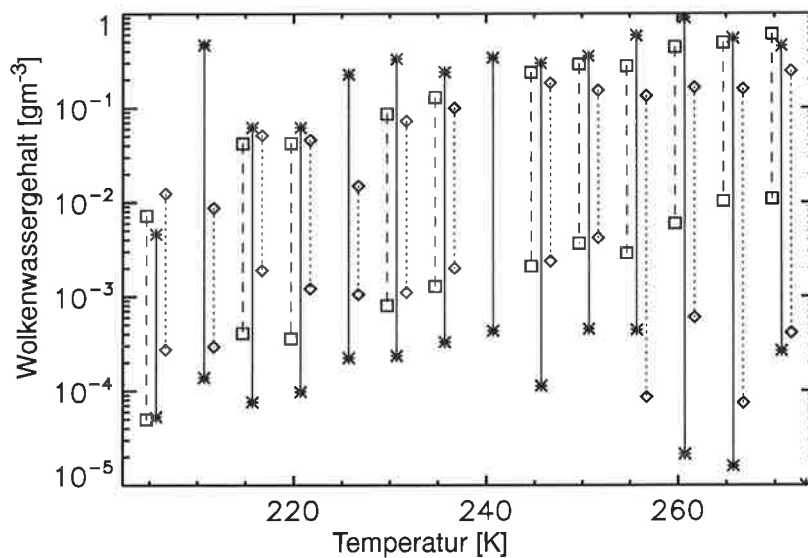


Abbildung 5.4: 5% und 95% Perzentile des Wolkenwassergehalts als Funktion der Wolkentemperatur in 5K Temperaturintervallen aus Beobachtungsdaten der zweidimensionalen Wolkensonde (Sterne), für CTL (Quadrate) und PCI (Rhomben) während der CEPEX-Meßkampagne.

ordnungen umfaßt. Die Spannbreite des Eiswassergehalts alleine ist bis zu einem Faktor 30 größer als die des Wolkenwassergehalts und erreicht damit fast die beobachtete Spannbreite (Abb. 5.5 und 5.4). Der Flüssigwassergehalt umfaßt durchgängig ca. drei Größenordnungen, während die Spannbreite im Eiswassergehalt zwischen zwei und vier Größenordnungen schwankt. Die größten Spannbreiten im Eiswassergehalt treten bei Temperaturen zwischen

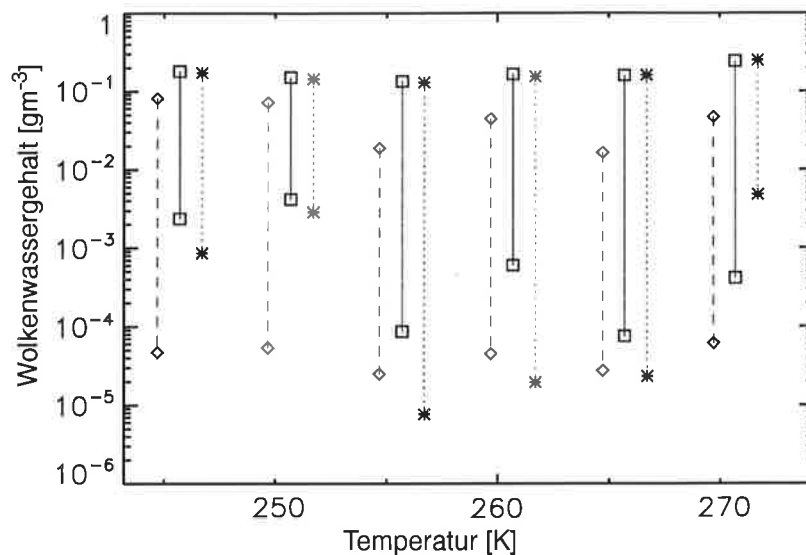


Abbildung 5.5: 5% und 95% Perzentile des Wolkenwasseranteils (Quadrate), des Flüssigwasseranteils (Rhombe) und des Eiswasseranteils (Sterne) für PCI als Funktion der Wolkentemperatur in 5K Temperaturintervallen während der CEPEX-Meßkampagne.

253 K und 268 K auf, also in dem Temperaturbereich, in dem unterkühlte Wolkentröpfchen zu gefrieren beginnen (Abb. 5.5). Beide in PCI berücksichtigten Gefrierprozesse hängen nichtlinear vom Flüssigwasseranteil ab (Gl. (3.12) und Gl. (3.13)), so daß kleine Erhöhungen im Flüssigwasseranteil den Gefrierprozeß rapide beschleunigen können. Das führt zu einer hohen Variabilität im Eiswasseranteil und begrenzt den Flüssigwasseranteil nach oben. So ist das 95% Perzentil des Flüssigwasseranteils immer unterhalb von dem des Eiswasseranteils. Der Eiswasseranteil ist nach oben durch die schnelle Aggregation für große Eisteilchen nach Gl. (3.16), was hohen Eiswasseranteilen nach Gl. (3.26) entspricht, begrenzt. Zusätzlich ist die Akkreszenz von Schneeflocken mit Eisteilchen bei höheren Temperaturen effektiver (Gl. (3.22)).

Über der ehemaligen Sowjetunion wurde der Wolkenwasseranteil als Funktion der Temperatur von *Feigelson* (1978) aus langjährigen Beobachtungsreihen abgeleitet. Zusammen mit seiner Standardabweichung ist er in Abb. 5.6 dargestellt. Die Modelldaten sind aus den T30-Integrationen für ein Jahr im selben Gebiet gewonnen und bilden wieder die Summe aus Flüssig- und Eiswasseranteil. Der Wolkenwasseranteil nimmt von 0.09 gm^{-3} bei 250 K auf 0.25 gm^{-3} bei 285 K zu. Oberhalb von 260 K liegen die simulierten Wolkenwasseranteile innerhalb der beobachteten Variabilität, wobei die mit CTL simulierten Werte den Beobachtungsdaten ähnlicher sind als die mit PCI simulierten. Allerdings fällt der Wolkenwasseranteil in CTL unterhalb von 260 K steiler ab als beobachtet. In PCI ist der geringere Anstieg unter-

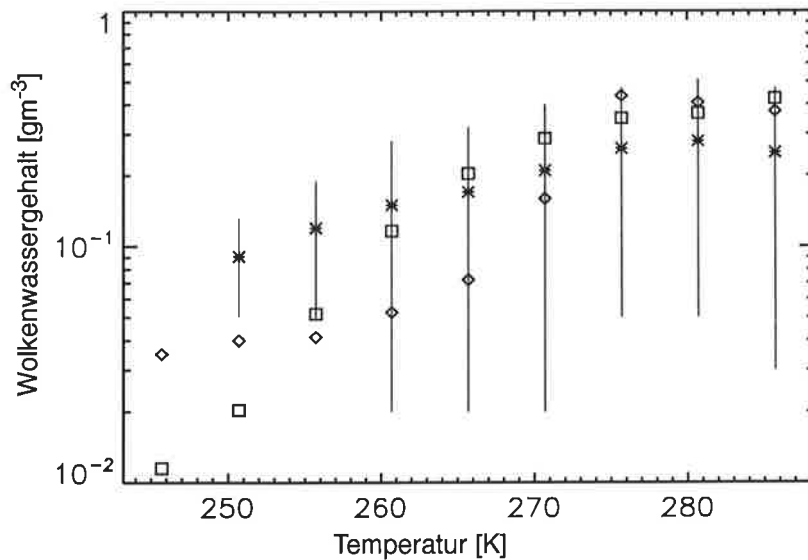


Abbildung 5.6: Mittlerer Wolkenwassergehalt als Funktion der Wolkentemperatur in 5K Temperaturintervallen aus langjährigen Beobachtungszeitreihen über der ehemaligen Sowjetunion *Feigelson* (1978) (Sterne), für CTL (Quadrate) und PCI (Rhomben). Die vertikalen Linien sind die Standardabweichungen der Beobachtungsdaten.

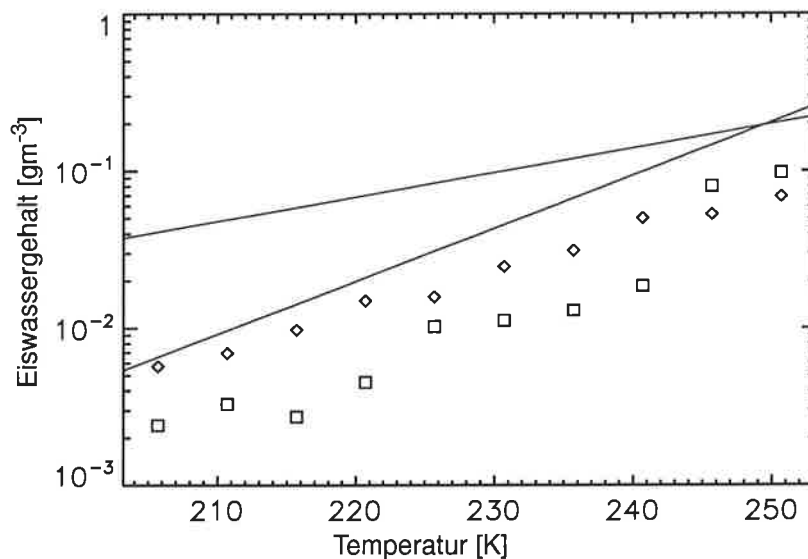


Abbildung 5.7: Mittlerer Eiswassergehalt als Funktion der Wolkentemperatur in 5K Temperaturintervallen von zwei Meßflügen während der Meßkampagne Arktis93 (*Koch*, 1996) (—), für CTL (Quadrate) und PCI (Rhomben).

halb von 270 K besser getroffen. Die geringeren Absolutwerte sind hauptsächlich auf die zu effektive Niederschlagsbildung über die Eisphase zurückzuführen, wie der Sprung im Wolkenwassergehalt zwischen 265 K und 275 K nahelegt.

Die Exponentialfunktion, die durch den beobachteten Eiswassergehalt arktischer Cirren als Funktion der Wolkentemperatur von zwei Meßflügen im Experiment Arktis93 (*Koch*, 1996)

gelegt wurde, ist in Abb. 5.7 dargestellt. Dieses Experiment hat im März 1993 westlich von Spitzbergen stattgefunden (Brümmer, 1993). Die Ergebnisse stammen von Meßflügen im Gebiet $76^{\circ}\text{N}-78^{\circ}\text{N}$, $0^{\circ}-10^{\circ}\text{W}$ aus kombinierten Messungen mit der „Forward Scattering Spectrometer Probe“ (FSSP) und 2D-C Sonde. Die Meßunsicherheiten für den Eiswassergehalt werden auf 35% aus den Daten der 2D-C Sonde geschätzt (Koch, 1996). Die Modelldaten sind aus den beiden hochaufgelösten T106-Integrationen im selben Gebiet gewonnen. Beide Experimente spiegeln den beobachteten Anstieg des Eiswassergehalts mit zunehmender Temperatur bei geringeren Absolutwerten wider, wobei PCI näher an den Beobachtungsdaten liegt.

5.3 Vergleich der simulierten relativen Feuchte mit CEPEX-Daten

Lohmann *et al.* (1995) haben die Simulation von Feuchte und Konvektion im Klimamodell mit Beobachtungsdaten von CEPEX verglichen. Dabei zeigten sich Unzulänglichkeiten des Klimamodells bei der Simulation der relativen Feuchte. In Abb. 5.8 ist die relative Feuchte von Routinebeobachtungen der Inselstationen im CEPEX-Gebiet und beiden Simulationen dargestellt. Analysen der Radiosondendaten haben ergeben, daß die relative Feuchte in der Nähe der Erdoberfläche bis zu 10% zu niedrig ist (Meywerk und Sherwood, persönliche Mitteilungen). Die Unterschiede zwischen den Simulationen sind geringer als zwischen Meßdaten und Simulation. In diesem durch Konvektion geprägten Gebiet wird die relative Feuchte durch das neue Wolkenmikrophysik-Schema in der unteren Troposphäre erhöht und damit den Beobachtungsdaten ähnlicher. Die Konvektionsparameterisierung hat sich in PCI nicht geändert. Das Detrainment von konvektivem Wolkenflüssigwasser und Wolkeneis ist in beiden Experimenten eine Quelle in der Bilanzgleichung für das stratiforme Wolkenflüssigwasser und Wolkeneis und nimmt somit an der stratiformen Niederschlagsbildung teil. Durch eine höhere Verdunstung von stratiformem Regen in PCI wird die relative Feuchte in der unteren Troposphäre erhöht.

Des weiteren wurde in Lohmann *et al.* (1995) die relative Feuchte in Abhängigkeit von der SST (oberhalb / unterhalb 301.5 K) und infraroter Helligkeitstemperatur (IRBT) (oberhalb / unterhalb 250 K) im Subgebiet $160^{\circ}\text{W}-160^{\circ}\text{E}$, $5^{\circ}\text{S}-0^{\circ}$ studiert. Diese Wahl der Schwellenwerte ist durch lange Beobachtungszeiträume tropischer konvektiver Systeme angeregt, die einen steilen Anstieg der konvektiven Aktivität oberhalb von ca. 301.5 K zeigt (Graham und Barnett, 1987; Waliser und Graham, 1993), wie sie auch während CEPEX beobachtet worden ist. Der IRBT-Schwellenwert separiert konvektive von nicht-konvektiven Ereignissen (Weaver *et al.*, 1994). Die Meßdaten und Modellergebnisse repräsentieren den gesamten Zeitraum der

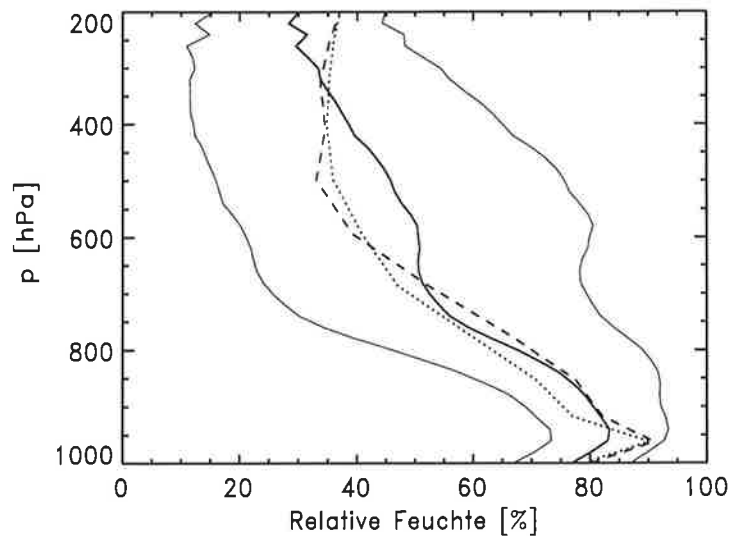


Abbildung 5.8: Vertikalprofile der relative Feuchte (Sättigung bezüglich Wasser) gemittelt über 20°N bis 20°S und 140°E bis 140°W aus Radiosondenaufstiegen der Inseln innerhalb des CEPEX-Gebietes (—) mit Standardabweichung, für CTL (...) und PCI (---).

CEPEX-Meßkampagne. Die Radiosondenbeobachtungen zeigen relative Feuchten $>75\%$ von der Erdoberfläche bis 350 hPa für den Fall mit hoher SST und niedriger IRBT (Abb. 5.9 a,b). Oberhalb von 350 hPa nimmt die relative Feuchte rapide auf 50% in 200 hPa ab. Die Standardabweichung nimmt mit der Höhe zu und ist zwischen 600 hPa und 300 hPa mit 20 Prozentpunkten maximal. Im entgegengesetzten Fall (niedrige SST und hohe IRBT) wird die Atmosphäre durch großräumiges Absinken trockener. Die relative Feuchte nimmt oberhalb der Inversion nahe der Erdoberfläche rasch ab, hat ein sekundäres Maximum zwischen 700 hPa und 550 hPa und sinkt bis auf 20% in 200 hPa. Studien über längere Zeiträume zeigen ebenfalls, daß konvektive Regionen durchschnittlich feuchter sind als nichtkonvektive Regionen (Inamdar und Ramanathan, 1994; Soden und Fu, 1995).

In CTL (Abb. 5.9 c,d) springen die systematischen Fehler der zu trockenen unteren und mittleren Troposphäre und der zu feuchten oberen Troposphäre ins Auge, was zu einem „C-förmigen“ Profil der relativen Feuchte führt. Das beobachtete Verhalten, daß konvektive Regionen feuchter sind und die maximale Variabilität in der mittleren Troposphäre auftritt, wird jedoch wiedergegeben. In PCI (Abb. 5.9 e,f) ist die untere und mittlere Troposphäre weniger trocken. So ist im Fall hoher SST und niedriger IRBT die relative Feuchte, wie in den Beobachtungsdaten, immer höher als die Referenzlinie, die einen linearen Abfall der relativen Feuchte mit zunehmender Höhe annimmt. Nur zwischen 700 hPa und 400 hPa ist die relative Feuchte signifikant niedriger als beobachtet. Bei kälterer SST und höherer IRBT ist die relative Feuchte, wie in CTL und wie beobachtet, durchgängig geringer.

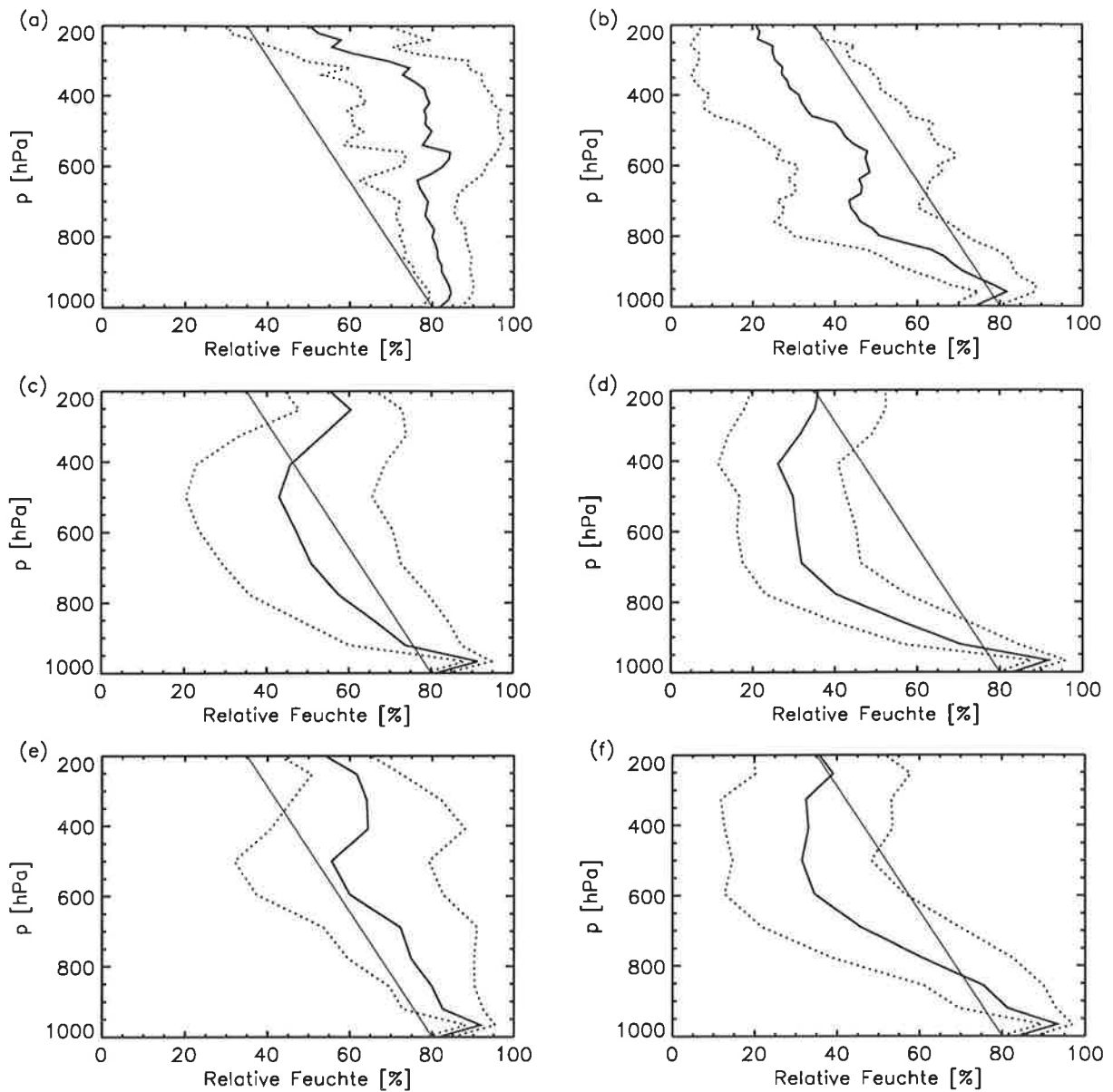


Abbildung 5.9: Vertikalprofile der relative Feuchte (Sättigung bezüglich Wasser) aus Radionsonden-Messungen für SST > 301.5 K, IRBT < 250 K (a) und SST < 301.5 K, IRBT > 250 K (b), für CTL (c,d) und PCI (e,f) mit Standardabweichung (...) und Referenzlinie (—) im Gebiet 0° bis 5°S und 160°E bis 160°W.

In Abb. 5.10 ist die mittlere relative Feuchte dieses Subgebietes dargestellt. Sie ist in PCI unterhalb von 700 hPa bis zu 15 Prozentpunkten höher als in CTL, was in dem mittleren Profil über das gesamte CEPEX-Gebiet mit einer 5 Prozentpunkte höheren relativen Feuchte schon angedeutet war. Die beobachtete relative Feuchte nimmt von der Erdoberfläche bis 600 hPa um 20 Prozentpunkte ab und oberhalb davon um 40 Prozentpunkte bis 200 hPa. Hingegen nimmt sie in PCI von der Erdoberfläche bis 600 hPa um 40 Prozentpunkte ab und variiert oberhalb davon um nur 10 Prozentpunkte. So ist sie zwischen 700 hPa und 400 hPa bis zu 20 Prozentpunkten geringer und oberhalb von 400 hPa 20 Prozentpunkte höher als beobachtet.

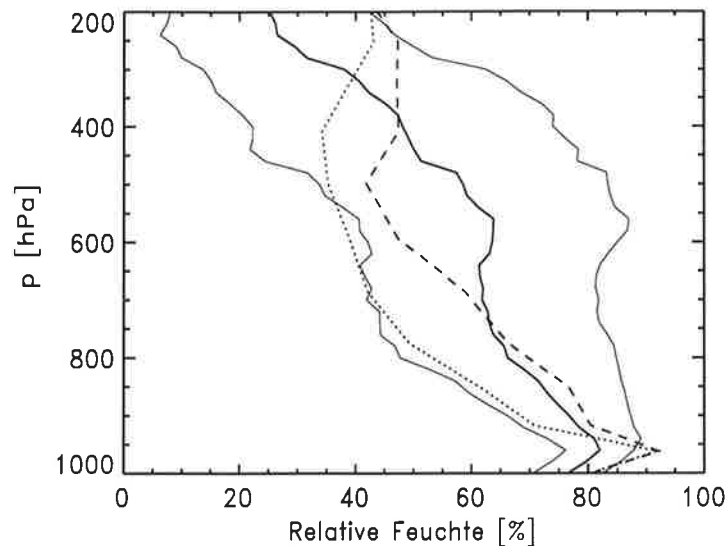


Abbildung 5.10: Vertikalprofile der relativen Feuchte (Sättigung bezüglich Wasser), gemittelt über das Gebiet 0° bis 5°S und 160°E bis 160°W aus Radiosonden-Messungen (—) mit Standardabweichung, von CTL (...) und PCI (---).

In CTL ist der systematische Fehler einer zu geringen relativen Feuchte in der mittleren Troposphäre stärker und der einer zu hohen relativen Feuchte in der oberen Troposphäre schwächer ausgeprägt als in PCI. Dennoch liegen beide Simulationen innerhalb der gemessenen Standardabweichung.

Die simulierte großräumige Zirkulation stimmt gut mit den EZMW-Analysen während der CEPEX-Meßkampagne überein und scheidet daher als Ursache für die Feuchtefehler aus. Außerdem ist die andere Form des Profils der relativen Feuchte nicht auf die CEPEX-Meßkampagne beschränkt (Lohmann *et al.*, 1995). Da dieses Gebiet räumlich eng begrenzt ist, könnte das Auftreten von konvektiven Ereignissen und damit die relative Feuchte in PCI zufällig besser getroffen sein als in CTL. Variationen in der Stichprobennahme von CTL haben jedoch keine signifikante Verbesserung ergeben. Die wahrscheinlichste Ursache der Feuchtefehler liegt in der Konvektionsparameterisierung. Obwohl das hier verwendete Konvektionsschema (Nordeng, 1996) organisiertes Detrainment von einem Wolkenspektrum und somit verschiedenen Wolkenhöhen annimmt, ist dieses Wolkenspektrum idealisiert und kann die volle Komplexität tropischer Wolkensysteme nicht erklären. So sind Emanuel und Pierrehumbert (1996) zu der Schlußfolgerung gelangt, daß es bislang keine Konvektionsparameterisierung gibt, die die Feuchteflüsse adäquat beschreiben kann.

5.4 Vergleich des simulierten „cloud forcings“ mit CEPEX-Daten

Der Einfluß der Konvektionswolken auf die Strahlung während CEPEX wurde in Collins *et al.*

(1996) untersucht. Neu dabei ist, daß sich SCF und LCF in den Tropen nicht nur im Monatsmittel, sondern auch im Tagesmittel kompensieren. Die Strahlungsflüsse im Tropopausenniveau sind aus Strahlungsmessungen mit einem „Radiation Measurement System“ (RAMS) und einem Lidar, das Wolken erfaßt, abgeleitet worden. In den ersten zwei Wochen der Meßkampagne (7.3. - 21.3.93) war der Pazifik östlich der Datumslinie (160°W-180°, 3°S-3°N, im folgenden östliches Gebiet) durch eine trockene, wolkenfreie Region gekennzeichnet. Das Gebiet westlich der Datumslinie (160°E-180°, 3°S-3°N, im folgenden westliches Gebiet) ist von hochreichender Konvektion, wärmerer SST und höherer Feuchte geprägt. Für SCF wurden Tagesmittel gebildet, die den Zenitwinkel der Sonne berücksichtigen. Die beobachteten und simulierten Strahlungsflüsse sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt.

Größe	Beobachtungen		CTL		PCI	
	WG	ÖG	WG	ÖG	WG	ÖG
F_s^{cs}	410	410	392	392	392	392
F_l^{cs}	286	292	289	291	289	292
SCF	-53	-27	-69	-56	-62	-45
LCF	58	22	68	54	71	44
CF	5	-5	-1	-2	9	-1

Tabelle 5.1: Mittelwerte einiger Strahlungsgrößen [Wm^{-2}] über dem westlichen Gebiet (WG: 160°E-180°, 3°N-3°S) und östlichen Gebiet (ÖG: 160°W-180°, 3°N-3°S) aus Beobachtungsdaten nach *Collins et al.* (1996) und CTL und PCI: kurzwelliger und langwelliger Nettostrahlungsfluß der wolkenfreien Referenzatmosphäre (F_s^{cs} bzw. F_l^{cs}), SCF, LCF und CF.

Die Nettostrahlungsflüsse der wolkenfreien Referenzatmosphäre variieren um weniger als $7 Wm^{-2}$ zwischen beiden Gebieten, sowohl in den Beobachtungsdaten als auch in beiden Simulationen. Kleine Abweichungen in den Absolutwerten können daher rühren, daß die simulierten Strahlungsflüsse am Atmosphärenoberrand angegeben werden, während die gemessenen vom Tropopausenniveau stammen. Auffälligstes Merkmal in den Beobachtungsdaten ist der Anstieg von SCF und LCF von $26 Wm^{-2}$ bzw. $36 Wm^{-2}$ vom trockenen, fast wolkenfreien östlichen Gebiet zum feuchteren konvektiven westlichen Gebiet. In PCI und CTL sind beide Gebiete stärker bewölkt als beobachtet und somit auch SCF und LCF größer, besonders in CTL. So beträgt die Zunahme von SCF von Ost nach West nur $13 Wm^{-2}$ in CTL und $17 Wm^{-2}$ in PCI, und die von LCF $14 Wm^{-2}$ in CTL und $27 Wm^{-2}$ in PCI. SCF und LCF kompensieren sich bis auf $5 Wm^{-2}$ in den Beobachtungsdaten, bis auf $1-2 Wm^{-2}$ in CTL und bis

auf $1-9 \text{ Wm}^{-2}$ in PCI.

Werden die Einzelmessungen von SCF und LCF, gemittelt über den gesamten Meßflug (unter Berücksichtigung der Zenitwinkel und daraus gebildeter Tagesmittel), gegeneinander aufgetragen (Abb. 5.11), so fällt auf, daß die Kompensation von SCF und LCF fast für jeden Meßflug erfüllt ist. Die Werte streuen nur wenig um die Regressionsgerade ($\text{SCF} = -\text{LCF} + 4[\text{Wm}^{-2}]$). Da viele Meßflüge entlang eines Breitenkreises (2°S) durchgeführt wurden, sind in CTL und PCI Tagesmittel und Mittel über 160°W bis 160°E für jeden Breitenkreis zwischen 3°N und 3°S gebildet worden, um den Meßflügen zu entsprechen.

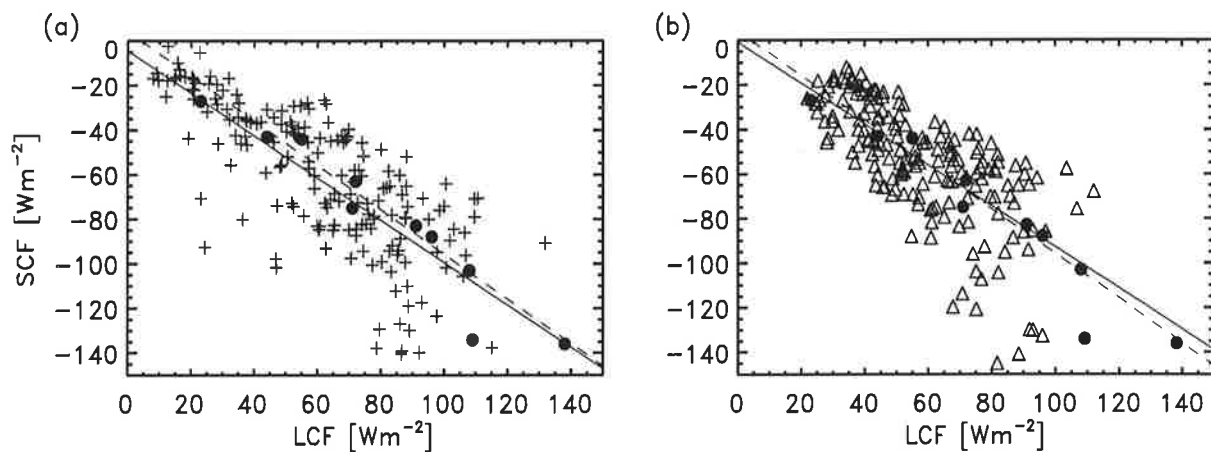


Abbildung 5.11: SCF als Funktion von LCF für (a) CTL (Pluszeichen) und (b) PCI (Dreiecke) mit dazugehöriger Regressionsgeraden (—) während der ersten zwei Wochen von CEPEX. Beobachtungsdaten nach *Collins et al.* (1996) (Kreise) mit dazugehöriger Regressionsgerade (---) sind zusätzlich eingezeichnet.

In CTL und PCI ist die Streuung höher, wobei beide Simulationen dazu tendieren, SCF für Werte von $\text{LCF} > 70 \text{ Wm}^{-2}$ zu überschätzen. In PCI wird häufig ein höheres LCF als SCF, besonders für kleine Werte von SCF, simuliert, was durch zu hoch liegende Cirren verursacht sein könnte. In CTL streuen die Punkte gleichverteilter um die Regressionsgerade. Beide simulierten Regressionsgeraden sind der beobachteten sehr ähnlich. Die gegenseitige Kompensation von SCF und LCF im statistischen Mittel wird von beiden Simulationen mit Korrelationskoeffizienten von $r=0.75$ (CTL) und $r=0.7$ (PCI) wiedergegeben.

5.5 Diskussion

Zusammenfassend kann festgehalten werden, daß der mit PCI simulierte Wolkenwassergehalt verglichen mit Daten des tropischen Experiments CEPEX und Daten über der ehemaligen Sowjetunion stärker von den Beobachtungsdaten abweicht als der mit CTL simulierte. Andererseits ist der Anstieg des Wolkenwassergehalts über der ehemaligen Sowjetunion mit zuneh-

mender Temperatur unterhalb von 270 K in PCI geringer als in CTL, was besser zu den Meßdaten paßt. In der Arktis hingegen ist der mit PCI simulierte Eiswassergehalt in besserer Übereinstimmung mit den Beobachtungsdaten als der mit CTL simulierte. In PCI ist die Variabilität des Eiswassergehalts, gemessen an den 5% und 95% Perzentilen während CEPEX, bis zu einem Faktor 30 höher als die des Wolkenwassergehalts und erreicht damit fast die beobachtete Variabilität.

Vor allem zwischen 255 K und 270 K sind die Wolkenwassergehalte sowohl in der CEPEX-Region als auch über der ehemaligen Sowjetunion in PCI geringer als in CTL und in den Beobachtungsdaten. Das ist der Temperaturbereich, wo unterkühlte Wolkenröpfchen zu gefrieren anfangen. Der resultierende Eiswassergehalt ist nach oben durch die schnelle Aggregation für große Eisteilchen nach Gl. (3.16), was hohen Eiswassergehalten nach Gl. (3.26) entspricht, begrenzt. Zusätzlich ist die Akkreszenz von Schneeflocken mit Eisteilchen bei höheren Temperaturen effektiver (Gl. (3.22)). Die Abhängigkeit des Kollektionskoeffizienten (Gl. (3.22)) von der Temperatur beruht auf theoretischen Überlegungen und Messungen (*Pruppacher und Klett, 1978*). Kalte Eisteilchen und Schneeflocken verhalten sich beim Zusammenstoß fast wie elastische Kugeln und bleiben nicht aneinander haften, während bei höheren Temperaturen die Wahrscheinlichkeit des Aneinanderhaftens steigt. Ebenso ist anschaulich klar, daß größere aggregierende Eisteilchen schneller die Größe von Schneekristallen erreichen als kleine Eisteilchen.

Der unterschätzte Wolkenwassergehalt im Mischphasenbereich kann ein Problem der Stichprobennahme sein. Deshalb ist in Abb. 5.12 der globale Wolkenwassergehalt eines simulierten Monats von PCI zusammen mit Meßdaten von CEPEX, Arktis93 sowie über der ehemaligen Sowjetunion und weiteren aus Meßdaten abgeleiteten Zusammenhängen zwischen dem Eiswassergehalt und der Temperatur aus tropischen und extratropischen Meßkampagnen dargestellt. Der mit PCI simulierte Wolkenwassergehalt nimmt über den gesamten Temperaturbereich mit unterschiedlicher Steigung zu. Der größte Sprung im Wolkenwassergehalt tritt zwischen 270 K und 275 K auf, was ein Indikator für eine zu effiziente Niederschlagsbildung über die Eisphase ist. Ein solcher Sprung spiegelt sich in den Beobachtungsdaten über der ehemaligen Sowjetunion nicht wider. Der Quotient aus Eiswasserweg und der vertikal integrierten Niederschlagsbildungsrate des Wolkeneises ergibt eine Lebensdauer von 40 Minuten für Wolkeneis, wohingegen selbiger Quotient für Wolkenflüssigwasser anderthalb Stunden beträgt, was den simulierten Sprung erklärt.

Im gesamten Temperaturbereich liegen die Daten von PCI jedoch innerhalb der Spannweite

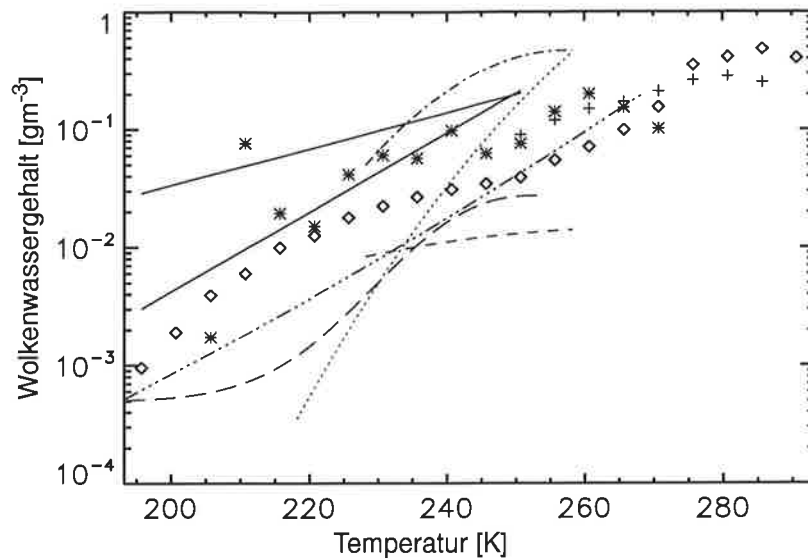


Abbildung 5.12: Mittlerer Wolkenwassergehalt als Funktion der Wolkentemperatur in 5K Temperaturintervallen für einen Monat für PCI (Rhomben) zusammen mit Beobachtungsdaten von CEPEX (Sterne), über der ehemaligen Sowjetunion nach *Feigelson* (1978) (Pluszeichen) und verschiedenen empirischen Beziehungen zwischen Eiswassergehalt und Temperatur nach *Heymsfield* (1993): EDP (...), FIRE (- - -), CCOPE (. -.), Kwajalein (...-), nach *Liou* (1986) (- -) und aus Arktis93 nach *Koch* (1996) (—).

der Meßdaten. Die Spannbreite gibt einerseits die Unsicherheiten der Meßdaten an, und andererseits ist sie ein Indikator dafür, daß der mittlere Wolkenwassergehalt pro Temperaturintervall nicht alleine durch die Temperatur bestimmt ist, wie auch die 5% und 95% Perzentile während CEPEX zeigen. Zusätzlich bestimmen die einsetzende Niederschlagsbildung, Turbulenz und Höhe über der Wolkenbasis den Wolkenwassergehalt. Für alle Kurvenabschnitte gibt es einen Beobachtungsdatensatz, der den von PCI simulierten Anstieg vom Wolkenwassergehalt als Funktion der Temperatur wiedergibt. Daraus ist schlußzufolgern, daß wesentlich mehr Messungen nötig sind, um Modelldaten zu verifizieren und die Meßunsicherheiten zu reduzieren.

6. Sensitivitätsexperimente

6.1 Methodik und Experimente

Im folgenden werden Sensitivitätsexperimente mit PCI zu der Horizontalauflösung und einigen Schließungsannahmen vorgestellt. Sie beinhalten Änderungen in der Parameterisierung von N_1 , r_{ie} , des Bedeckungsgrades und in der Aufspaltung des Kondensations- und Depositionswachstums im Mischphasenbereich.

Da die Prozesse der Niederschlagsbildung über die flüssige Phase und Eisphase als Gesamtpaket übernommen wurden, steht nicht der Test einzelner Prozesse im Vordergrund, sondern derjenigen Schließungsannahmen, die besonders unsicher sind. Mit der Implementierung dieser komplexeren Umwandlungsraten ergeben sich weitere Freiheitsgrade. So muß die Anzahl-dichte der Wolkenröpfchen in der Parameterisierung der Autokonversionsrate spezifiziert werden. Ebenso muß der mittlere Volumenradius der Eisteilchen in der Parameterisierung der Aggregationsrate spezifiziert werden. Über beide liegen keine globalen Datensätze vor, so daß die getroffenen Annahmen sehr ungewiß sind. Deshalb werden in Abschnitt 6.3 Experimente zu verschiedenen Annahmen von N_1 und in Abschnitt 6.4 zu verschiedenen Annahmen von r_{ie} vorgestellt. In Abschnitt 6.5 folgt ein Experiment, in dem der Anteil des Kondensationswachstums auf Kosten des Depositionswachstums im Mischphasenbereich erhöht wird. Darüber hinaus werden in Abschnitt 6.6 Sensitivitätsexperimente zur Parameterisierung des Bedeckungsgrades vorgestellt, der als makroskopische Größe den Ort der Wolkenbildung bestimmt.

Alle Experimente sind über denselben Fünfjahres-Zeitraum wie CTL und PCI (1985 bis 1989) integriert worden, mit Ausnahme von PCI106, das nur über die CEPEX-Periode (1.3.93 bis 6.4.93) integriert wurde. Die durchgeführten Experimente sind in Tabelle 6.1 zusammen mit den Fünfjahresmitteln von SCF, LCF, des Bedeckungsgrades, des Flüssig- und Eiswasserweges sowie den Konstanten γ_1 und γ_3 tabelliert.

Alle Sensitivitätsexperimente sind mit realistischen Alternativen zur Schließung der oben genannten Parameter durchgeführt worden. In CTL und PCI sind die globalen Fünfjahresmittel von SCF und LCF an die ERBE-Daten angepaßt worden, da es für Klimamodelle unerlässlich ist, die Strahlungsbilanz richtig zu simulieren. Dieser Vorgang ist für alle Sensitivitätsexperimente wiederholt worden. Um die Anpassung von SCF und LCF an die ERBE-Daten zu gewährleisten, wird ausschließlich die Niederschlagseffizienz der Wasser- und Eiswolken durch Änderung der Konstanten γ_1 und γ_3 verändert. Sind beispielsweise die Wolkenröpfchen

Experiment	Beschreibung	SCF	LCF	CC	LWP	IWP	γ_1	γ_3
CTL	Kontrollexperiment mit ECHAM4	-51	28	62	78	18	-	-
PCI	Kontrollexperiment mit dem neuen Wolkenmikrophysik-Schema (T30)	-47	30	62	78	25	15	220
PCI42	wie PCI, nur in T42-Auflösung	-48	30	62	81	27	15	220
PCI106	wie PCI, nur in T106-Auflösung	-	-	-	-	-	15	220
CAUT	wie CTL, nur Autokonversion und Akkreszenz aus PCI (inkl. N_1 aus Sulfat-Aerosolen)	-50	28	62	78	19	100	-
PNLK	wie PCI, nur konstante Werte von N_1 über Land ($N_1=135 \text{ cm}^{-3}$) und Ozean ($N_1=80 \text{ cm}^{-2}$)	-48	30	63	86	25	15	220
PNLR	wie PCI, nur gleiche Regressionsgerade von N_1 zu mSO_4^{2-} für maritime und kontinentale Wolken: Gl. (6.1)	-48	30	62	80	25	30	220
PRIE	wie PCI, nur r_{ie} wie in ECHAM: Gl. (2.17) und Gl. (2.18)	-49	30	61	47	10	400	1000
PRIS	wie PCI, nur r_{ie} nach <i>Sun und Shine</i> (1995): Gl. (6.2)	-49	30	61	83	11	15	700
PRIO	wie PCI, nur r_{ie} nach <i>Ou und Liou</i> (1995): Gl. (6.3)	-48	30	61	79	15	20	400
PDEP	wie PCI, nur Depositionswachstum im Mischphasenbereich nur bei Wolkeneis-Mischungsverhältnissen $> 0.1 \text{ mg kg}^{-1}$	-50	30	63	72	19	80	270
PCCL	wie PCI, nur Schwellenwert des Bedeckungsgrades auf 0.3 in höheren Schichten reduziert	-49	29	64	62	18	100	400
PCCX	wie PCI, nur Bedeckungsgrad nach <i>Xu und Randall</i> (1996): Gl. (6.4) und Gl. (6.5)	-49	31	59	70	25	100	220

Tabelle 6.1: Sensitivitätsexperimente, wobei die Werte des Flüssigwasserweges (LWP) [gm^{-2}] und des Eiswasserweges (IWP), wie in Tabelle 4.1, nur auf Ozeangebiete äquatorwärts von 60° beschränkt sind. SCF und LCF sind in Wm^{-2} und die Wolkenbedeckung (CC) ist in % angegeben. γ_1 (Gl. (3.7)) bestimmt die Niederschlagseffizienz über die flüssige Phase und γ_3 (Gl. (3.16)) die über die Eisphase.

oder Eisteilchen durch eine geänderte Schließungsannahme kleiner geworden, wird die Wolkenalbedo höher und die Niederschlagsbildungsrate geringer, so daß sich SCF oder/und LCF erhöhen. Um diese wieder an die ERBE-Daten anzupassen, muß die Niederschlagsbildungsrate beschleunigt, folglich γ_1 oder/und γ_3 erhöht werden. Eine höhere Niederschlagsbildungsrate bewirkt einen geringeren Flüssig- oder Eiswasserweg im Gleichgewichtszustand. Aus der Abweichung von γ_1 und/oder γ_3 des Sensitivitätsexperiments gegenüber PCI kann gefolgert werden, wie empfindlich das Klima auf Änderungen dieses Schließungsansatzes reagiert. In PRIE, wo die effektiven Eisteilchenradien durchschnittlich halb so groß sind wie in PCI, mußten γ_1 und γ_3 drastisch erhöht werden, um SCF und LCF wieder mit den beobachteten Größen in Einklang zu bringen (Tabelle 6.1). Hingegen haben die Sensitivitätsexperimente zu den Schließungsannahmen in der warmen Phase nur einen geringen Einfluß auf die Misch- und Eisphasenprozesse, so daß höchstens γ_1 geringfügig geändert werden muß.

Da die Strahlungsbilanz an die ERBE-Klimatologie angepaßt wurde, schlagen sich die Änderungen am stärksten in einigen Größen des hydrologischen Kreislaufs nieder. Eine vollständige Analyse aller in Kapitel 4 und 5 beschriebenen atmosphärischen Größen für alle Sensitivitätsexperimente würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen. Deshalb werden in den folgenden Abschnitten nach der Begründung und Beschreibung der jeweiligen Experimente exemplarisch diejenigen Größen vorgestellt, auf die das jeweilige Experiment einen entscheidenden Einfluß hat. Eine abschließende Diskussion in Abschnitt 6.7 beendet dieses Kapitel.

6.2 Experimente zur Horizontalauflösung

In einer besser auflösenden Simulation kann sich die Dynamik ändern, da mehr Wellen aufgelöst werden, was die Wolkenbildung beeinflussen kann. Zum anderen kann beispielsweise eine Parameterisierung in nur grob aufgelösten Versionen gute Ergebnisse erzielen, nicht jedoch in höher aufgelösten oder umgekehrt. Deshalb ist ein Fünfjahres-Experiment in T42 Auflösung, was im Gauß'schen Gitter ca. $2.8^\circ \times 2.8^\circ$ entspricht, mit einem Zeitschritt von $\Delta t = 24$ min durchgeführt worden. Bei gleichen Konstanten γ_1 und γ_3 haben der Flüssig- und Eiswasserweg so geringfügig zugenommen, daß SCF und LCF im globalen Fünfjahresmittel fast unverändert bleiben (Tabelle 6.1).

Da durch Änderung der Horizontalauflösung keine bestimmte wolkenphysikalische Variable beeinflußt wird, sind in Abb. 6.1 und 6.2 Jahresmittel der für Klimasimulationen wichtigsten Einflußgrößen der Wolken, SCF und LCF, dargestellt. In der höherauflösenden Version PCI42 sind Maxima von SCF in der ITCZ, SPCZ und im westlichen Nordpazifik etwas stärker ausge-

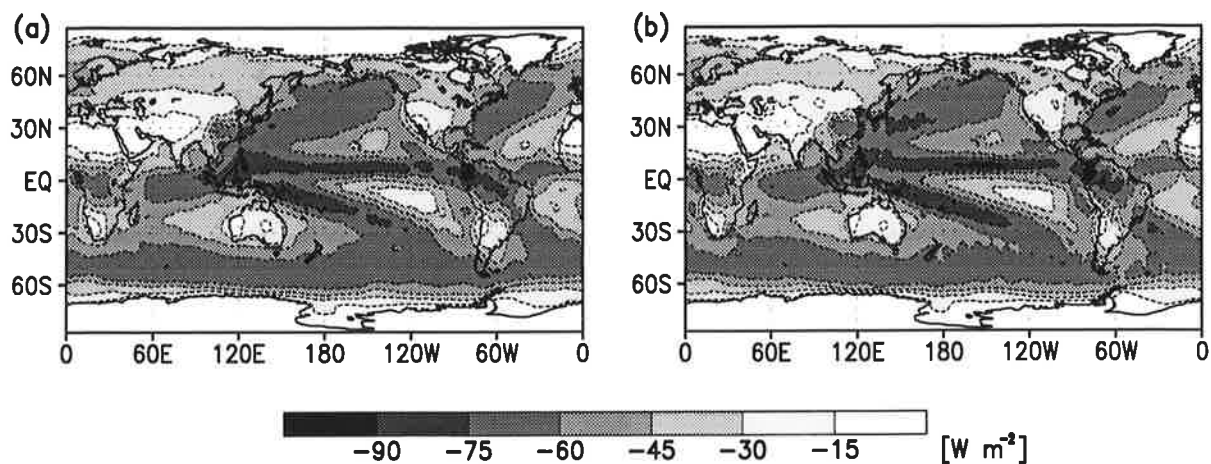


Abbildung 6.1: Geographische Verteilungen der Jahresmittel von SCF für PCI (a) und PCI42 (b).

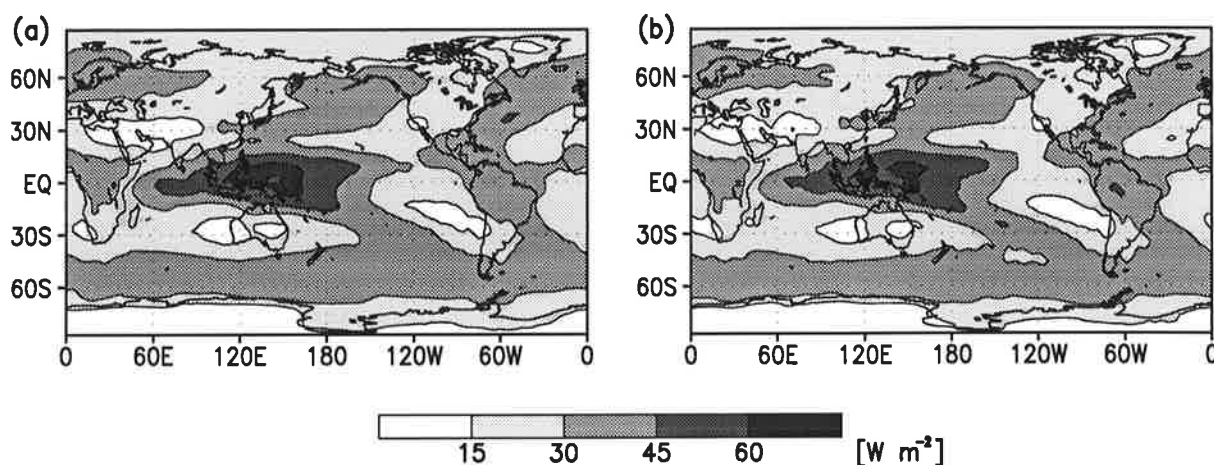


Abbildung 6.2: Wie Abb. 6.1, nur für LCF.

prägt als in PCI. Die Unterschätzung von SCF über dem südlichen Ozean ist unabhängig von der Horizontalaufösung. Maritime Stratocumuli vor der Westküste Südamerikas sind in PCI42 etwas deutlicher als in PCI sichtbar. Im Jahresmittel von LCF sind zwei Maxima über dem Westpazifik und Indonesien in PCI42 erkennbar, während in PCI ein breites Maximum simuliert wird. Abgesehen davon sind die Simulationen sehr ähnlich.

In Abschnitt 5.2 ist für den Vergleich des simulierten Wolkenwassergehalts als Funktion der Wolkentemperatur mit CEPEX-Daten die horizontal besser auflösende Version T106 verwendet worden. In Abb. 6.3 ist der mittlere Wolkenwassergehalt als Funktion der Wolkentemperatur zusammen mit den 5% und 95% Perzentilen für PCI und PCI106 während der CEPEX-Meßkampagne dargestellt. Der mittlere Wolkenwassergehalt pro Temperaturintervall ist in beiden Simulationen ähnlich. Er nimmt bis etwa 245 K zu und bleibt oberhalb davon relativ konstant. Entgegen der Vermutung, daß sich die Spannbreite des Wolkenwassergehalts

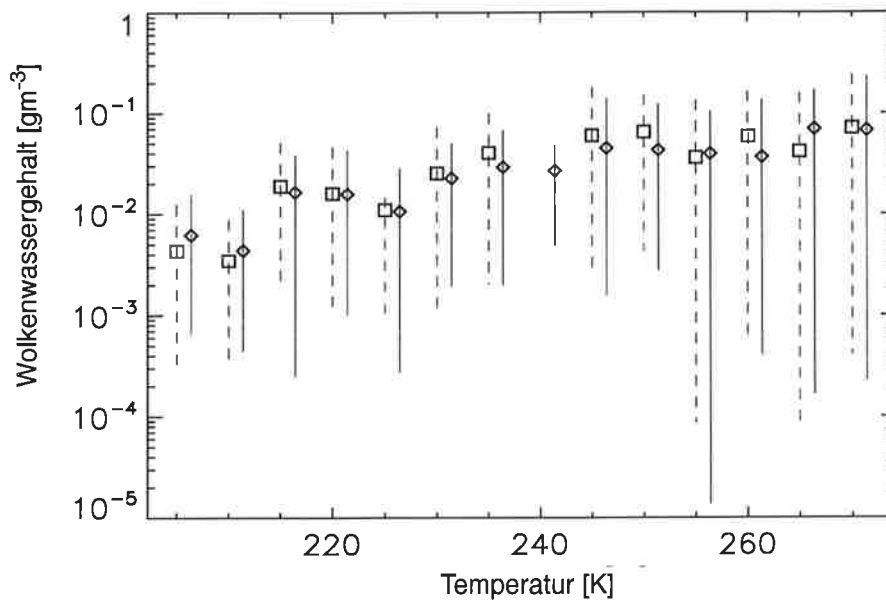


Abbildung 6.3: Mittlerer Wolkenwassergehalt als Funktion der Wolkentemperatur in 5K Temperaturintervallen für PCI (Rhomben) und PCI106 (Quadrate) während der CEPEX-Meßkampagne. Die vertikalen Geraden verbinden jeweils die 5% und 95% Perzentile.

mit zunehmender Horizontalaufösung vergrößert, ist sie in PCI106 nicht durchgängig größer als in PCI. Allerdings werden mit PCI106 oberhalb von 230 K leicht höhere Spitzenwerte simuliert.

6.3 Experimente mit verschiedenen Schließungsannahmen in der Warmphase

In CTL wird Eisteilchen eine Sedimentationsgeschwindigkeit zugeordnet, während Eisteilchen in PCI keine Sedimentationsgeschwindigkeit besitzen, sondern zu Schneekristallen aggregieren, die dann sedimentieren. Aufgrund dieser unterschiedlichen Behandlung der Misch- und Eisphasenprozesse in CTL und PCI ist ein schrittweiser Vergleich zum Einfluß einzelner Prozesse schwierig. Allerdings kann die Mikrophysik warmer Wolken weitestgehend isoliert betrachtet werden. So ersetzt im Experiment CAUT die Parameterisierung der Autokonversions- und Akkreszenzrate aus PCI inklusive der Kopplung von N_1 an die Masse der Sulfat-Aerosole diejenige aus CTL.

Die größten Unsicherheiten in der Mikrophysik warmer Wolken sind mit der Parameterisierung von N_1 verbunden, da die Kopplung von N_1 an die Masse der Sulfat-Aerosole ein stark vereinfachender Ansatz ist (siehe Abschnitt 4.4). Deshalb ist ein Experiment (PNLK) durchgeführt worden, das N_1 nur zwischen maritimen und kontinentalen Wolken unterscheidet, analog der Behandlung optischer Eigenschaften von Wasserwolken in CTL. In der planetaren Grenz-

schicht wird über Land $N_1=135 \text{ cm}^{-3}$ und über Ozeanen $N_1=80 \text{ cm}^{-3}$ angenommen, was den aus der Masse der Sulfat-Aerosole berechneten Mittelwerten von N_1 entspricht. Oberhalb der Grenzschicht ist eine graduelle Reduktion auf $N_1=50 \text{ cm}^{-3}$, wie in CTL, angesetzt.

Zudem ist die Trennung der Beobachtungsdaten in kontinentale und maritime Wolken in Küstennähe willkürlich, da keine Trajektorien der Luftmassen berücksichtigt werden. Eine Luftmasse ändert jedoch nicht schlagartig bei der Überquerung der Küstenlinie ihren Charakter. Deshalb ist ein Experiment (PNLR) durchgeführt worden, das über Land und Ozean die gleiche Abhängigkeit von N_1 zur Masse der Sulfat-Aerosole annimmt, indem die Regression für alle Beobachtungsdatensätze durchgeführt worden ist:

$$N_l = 10^6 \cdot 10^{2.13+0.41 \log(mSO_4^{2-})} \quad (6.1)$$

Die globalen Mittelwerte von SCF, LCF, des Bedeckungsgrades sowie des Flüssig- und Eiswasserweges über ozeanischen Gebieten differieren in PNLK kaum von denen in PCI, ebenso wie die von CAUT denen von CTL ähneln (Tabelle 6.1). Durch Einführung derselben Regressionsgeraden für maritime und kontinentale Wolken erhöht sich N_1 über den Ozeanen und somit die Lebensdauer maritimer Wolken; umgekehrt wird N_1 über Land reduziert. Da der Flüssigwasserweg und SCF über Ozeanen generell höher sind als über Land, führt die längere Lebensdauer von maritimen Wolken zur Erhöhung beider Größen. Um SCF wieder in Einklang mit den ERBE-Daten zu bringen, ist γ_1 um einen Faktor zwei erhöht worden. Zum Vergleich sei gesagt, daß eine solche Erhöhung in PCI zu einer Reduzierung des ozeanischen Flüssigwasserweges im Jahresmittel um 12% führt, während sich SCF um nur 1% verringert. In PNLK ist der ozeanische Flüssigwasserweg bei gleichem Mittelwert von N_1 10% höher als in PCI, da N_1 in Gebieten hoher Wolkenbedeckung und geringer Sulfatkonzentration zugenommen hat (vgl. Abb. 3.3), wodurch SCF und der Bedeckungsgrad geringfügig höher sind als in PCI.

Die unterschiedlichen Parameterisierungen von N_1 führen zu einer unterschiedlichen geographischen Verteilung von langlebigeren Wolken mit vielen kleinen Tröpfchen und Wolken mit größeren Tröpfchen, die schneller Niederschlag bilden, wie in Abb. 6.4 anhand der Jahresmittel des Flüssigwasserweges von CTL, PCI, PNLK und CAUT dargestellt ist. In CTL sind Maxima des Flüssigwasserweges hauptsächlich auf die tropischen Konvektionszentren beschränkt (Abb. 6.4a). In PCI hingegen sind Maxima im Flüssigwasserweg über dem Nordatlantik und Nordpazifik sowie über Brasilien und Zentralafrika sichtbar, während die ITCZ und SPCZ nicht so stark ausgeprägt sind (Abb. 6.4b). Der hohe Flüssigwasserweg über den tropi-

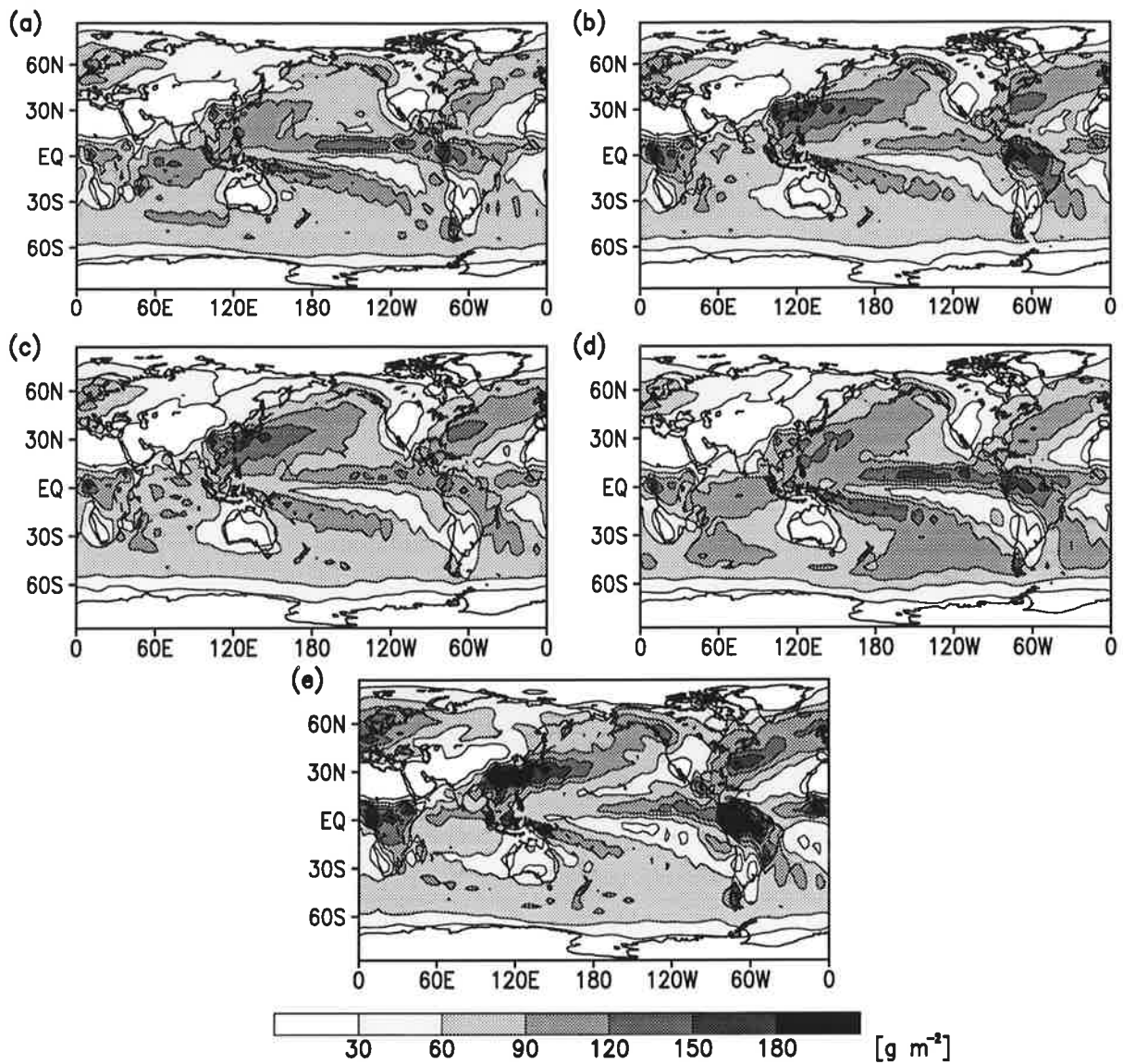


Abbildung 6.4: Geographische Verteilungen der Jahresmittel des Flüssigwasserweges für CTL (a), PCI (b), PNLR (c), PNLK (d) und CAUT (e).

schen Kontinenten wird durch hohe Sulfatkonzentrationen und damit hohe Werte von N_1 verursacht. Er ist geringer, wenn dieselbe Regressionsgerade auf maritime und kontinentale Wolken (Experiment PNLR) angewendet wird (Abb. 6.4c). So entspricht $1 \mu\text{g m}^{-3}$ Sulfat-Aerosole über Land $174 \text{ Wolkentropfchen cm}^{-3}$ in PCI, aber nur $135 \text{ Wolkentropfchen cm}^{-3}$ in PNLR. Werden konstante Werte von N_1 über Land und Ozean angenommen (Experiment PNLK), zeichnen sich die ITCZ, SPCZ und Teile des Indischen Ozeans ähnlich stark ab wie in CTL (Abb. 6.4d), weil N_1 über diesen Gebieten höher ist als in PCI. Umgekehrt ist N_1 über dem westlichen Nordpazifik und Nordatlantik in PNLK niedriger als in PCI, so daß der Flüssigwasserweg wie in CTL niedriger als in PCI ist.

Die Muster des Flüssigwasserweges in CAUT sind denen in PCI sehr ähnlich. So ist der Flüssig-

sigwasserweg in CAUT über dem westlichen Nordatlantik und Nordpazifik wie in PCI höher als in CTL und über der ITCZ, SPCZ und Teilen des Indischen Ozeans kleiner (Abb. 6.4e). Der Flüssigwasserweg ist über Afrika, Brasilien und Südostasien in diesem Experiment am höchsten. Daß er über Land höher ist als in CTL, liegt an der Einführung der Autokonversionsrate, die von N_1 abhängt, und daran, daß N_1 über Land generell hoch ist. Der Flüssigwasserweg ist noch höher als in PCI, weil der Eiswasserweg in diesen Gebieten in CAUT höher ausfällt als in PCI, also weniger Schnee gebildet wird und somit weniger Flüssigwasser durch Bereifen verloren geht.

Daraus läßt sich schlußfolgern, daß die geographische Variation in N_1 eine entscheidende Einflußgröße für die Lebensdauer der Wasserwolken und somit für den Flüssigwasserweg darstellt. Die Auswirkung der unterschiedlichen Abhängigkeit der Autokonversionsrate vom Flüssigwassergehalt kann kleinere Unterschiede zwischen den Experimenten erklären. Mischphasenprozesse spielen eine zweitrangige Rolle für die geographische Verteilung des Flüssigwasserweges.

6.4 Experimente mit verschiedenen Schließungsannahmen in der Eisphase

Der effektive Eisteilchenradius (r_{ie}) ist eine aus Messungen nur recht ungenau zu bestimmende Größe. Zweidimensionale Wolkensonden (2D-C Sonden) messen nur Eisteilchen mit $r_{ie} > 50 \mu\text{m}$ zuverlässig. Ein Vergleich von Daten von sechs verschiedenen 2D-C Sonden hat Unterschiede in der Eisteilchenkonzentration bis zu 50% gezeigt (*Gayet et al.*, 1993), und abgeleitete Größen wie der Eiswassergehalt oder r_{ie} sind ebenso ungenau. Für kleinere Eisteilchen gibt es einerseits in Öl abbildende Verfahren („Video Ice Particle Sampler“ (VIPS)), die Eisteilchen zwischen $5 \mu\text{m}$ und $300 \mu\text{m}$ messen können. Deren Auswertung muß jedoch manuell vorgenommen werden und ist zeitaufwendig (*McFarquhar, persönliche Mitteilung*). Andererseits gibt es Messungen mit Streusonden („Forward Scattering Spectrometer Probe“ (FSSP)). *Gardiner und Hallett* (1985) haben gezeigt, daß Eisteilchenkonzentrationen, die mit der FSSP gemessen worden sind, zwei bis drei Größenordnungen höher als die „wirklichen“ Konzentrationen sein können. Wichtigster Grund dafür ist, daß Eisteilchen ermittelt werden, die größer sind, als die FSSP messen kann. Insofern sind empirische Beziehungen zwischen r_{ie} und dem Eiswassergehalt mit großen Unsicherheiten behaftet. Deshalb wurden drei Sensitivitätsexperimente mit verschiedenen Parameterisierungen von r_{ie} durchgeführt (Tabelle 6.1): Erstens wurde eine Integration mit der Parameterisierung von r_{ie} , die in ECHAM4-CTL für die Strahlung verwendet wird (Gl. (2.17) und Gl. (2.18)), durchgeführt (PRIE). Eine zweite Inte-

gration wurde mit der Parameterisierung der optischen Eigenschaften von Wolken nach *Sun und Shine* (1995), gegeben in *Moss et al.* (1996), durchgeführt (PRIS). Sie beschreibt r_{ie} als Funktion der Wolkentemperatur und des Eiswassergehalts:

$$r_{ie} = \frac{10^{-6} \left(45.9 + 382.2 \cdot 10^3 \rho q_{ci} \right)}{1.0 - 0.9 \cdot 10^{-4} (T - T_o) + 0.2 \cdot 10^{-3} (T - T_o)^2 - 0.1 \cdot 10^{-4} (T - T_o)^3} \quad (6.2)$$

Eine dritte Parameterisierung, realisiert im Experiment PRIO, stammt von *Ou und Liou* (1995). Sie haben eine empirische Beziehung zwischen r_{ie} und der Wolkentemperatur, basierend auf Messungen von *Heymsfield und Platt* (1984), abgeleitet:

$$r_{ie} = 0.5 \cdot 10^{-6} \left[326.3 + 12.4 \cdot (T - T_o) + 0.2 \cdot (T - T_o)^2 + 0.001 \cdot (T - T_o)^3 \right] \quad (6.3)$$

r_{ie} ist als Funktion des Eiswassergehalts in Abb. 6.5 dargestellt. Meßdaten, die während der CEPEX-Meßkampagne (*McFarquhar und Heymsfield*, unveröffentlichte Daten) und während des „International Cirrus Experiment“ (ICE) (*Gayet et al.* 1996) gewonnen wurden und die in keiner Parameterisierung Verwendung finden, sind zusätzlich eingezeichnet. Die hier dargestellten Meßdaten von CEPEX wurden nur mit der 2D-C Sonde aufgenommen, die Eisteilchen $<50 \mu\text{m}$ nicht zuverlässig messen kann. Die Daten von ICE wurden in natürlichen Cirren und Kondensstreifen vom 13.10.1989 mit der FSSP- und 2D-C Sonde gemessen. Es sind Mittelwerte über einen Flugabschnitt (3-14 km), während in CEPEX Mittelwerte über 2 km gebildet wurden. Für die temperaturabhängigen Parameterisierungen von *Sun und Shine* und *Ou und Liou* ist eine Temperatur von 236.2 K zugrunde gelegt worden, die der mittleren, gemessenen Wolkentemperatur während der ICE-Messungen entspricht (*Gayet et al.* 1996).

Die CEPEX-Daten weisen eine große Variation auf (Abb. 6.5). Fast alle dort abgeleiteten Werte von r_{ie} sind höher als die aus den ICE-Daten abgeleiteten. Das könnte einerseits daran liegen, daß die CEPEX-Messungen in den Tropen durchgeführt wurden, während die ICE-Messungen in den Extratropen stattfanden. Andererseits fehlen die kleinen Eisteilchen in den CEPEX-Daten, da diese mit der 2D-C Sonde nicht gemessen werden, wodurch r_{ie} und der Eiswassergehalt überschätzt werden. *Heymsfield und McFarquhar* (1996) zeigen, indem sie VIPS-Daten zu Hilfe nehmen, daß die Eismasse bei Eiswassergehalten $<10^{-4} \text{ gm}^{-3}$ zu 100% aus Eisteilchen mit Radien $<50 \mu\text{m}$ besteht, bei Eiswassergehalten zwischen 10^{-4} und $<10^{-3} \text{ gm}^{-3}$ zu 50% und mehr und bei Eiswassergehalten $\geq 0.01 \text{ gm}^{-3}$ zu weniger als 20%. Daher sind die CEPEX-Daten in Abb. 6.5 als eine obere Abschätzung zu interpretieren. Zudem wurden während der CEPEX-Meßkampagne viel mehr Meßflüge durchgeführt, und die

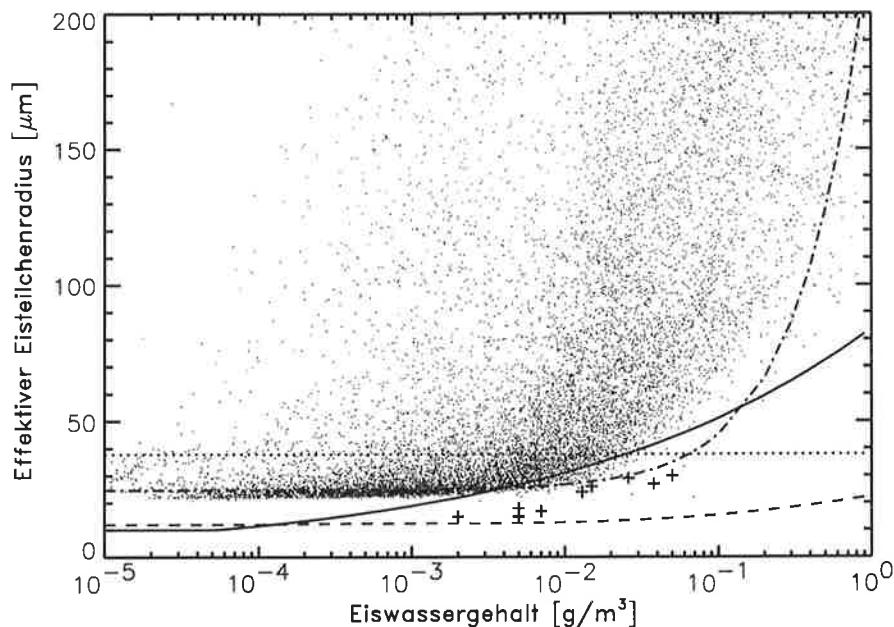


Abbildung 6.5: Effektive Eisteilchenradien als Funktion des Eiswassergehalts der verschiedenen Sensitivitätsstudien: PCI (—), PRIE (---), PRIO (...) und PRIS (-.-) und Beobachtungsdaten von CEPEX nach *McFarquhar und Heymsfield* (Punkte) und ICE nach *Gayet et al. (1996)* (Pluszeichen).

Ergebnisse wurden über kürzere Flugabschnitte gemittelt, so daß die Variabilität im Eiswassergehalt und in der Temperatur größer ist als während der ICE-Meßkampagne.

Die Standardparameterisierung von ECHAM (Experiment PRIE) gibt über den gesamten Bereich des Eiswassergehalts Radien von 12-22 µm an, die unterhalb aller Meßpunkte liegen. Die Parameterisierung von *Ou und Liou* (Experiment PRIO) beschreibt bei der hier verwendeten Temperatur von 236.2 K viele CEPEX-Daten, kann aber keine größeren Radien bei steigendem Eiswassergehalt simulieren. Die Parameterisierungen von r_{ie} nach *Sun und Shine* (Experiment PRIS) und *Moss et al.* (PCI) berücksichtigen eine Abhängigkeit vom Eiswassergehalt. Die Parameterisierung von *Moss et al.* liegt gut zwischen allen Meßdaten, besonders wenn man berücksichtigt, daß CEPEX-Messungen die effektiven Radien und Eiswassergehalte für kleine Eiswassergehalte überschätzen. Die Parameterisierung von *Sun und Shine* berücksichtigt den rapiden Anstieg von r_{ie} bei hohen Eiswassergehalten. Der Anstieg bei kleinen Eiswassergehalten ist jedoch zu gering, wie die ICE-Messungen nahelegen.

In allen Sensitivitätsexperimenten bestehen die Eiswolken aus kleineren Eisteilchen. Damit erhöhen sich die Wolkenalbedo und SCF. Zudem ist die Aggregationsrate geringer für kleinere Eisteilchen, wodurch die Lebensdauer der Eiswolken steigt und sich LCF als auch SCF erhöhen. Werden γ_1 und γ_3 so eingestellt, daß SCF und LCF wieder mit den ERBE-Daten übereinstimmen, betragen die Eiswasserwege in PRIE, PRIO, PRIS mit 10-15 gm⁻² nur 40% bis 60%

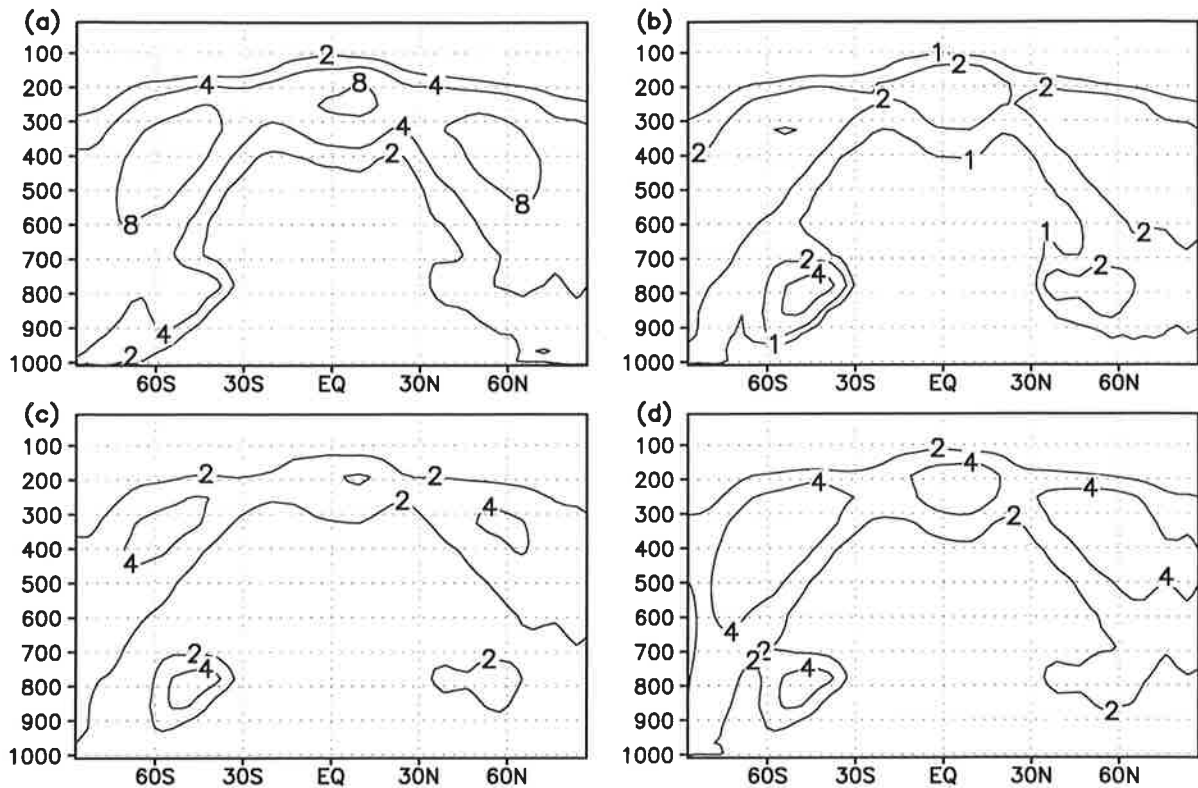


Abbildung 6.6: Zonal-Vertikalschnitte (Druck in hPa) der Jahresmittel des Wolkeneises für PCI (a), PRIE (b), PRIS (c) und PRIO (d). Isolinienabstand: 2, 4, 8, 16 mg kg⁻¹.

des Eiswasserweges in PCI (Tabelle 6.1). In PRIE, wo r_{ie} am kleinsten ist (Abb. 6.5), mußte wegen der optischen Effekte der kleineren Eisteilchen und nichtlinearer Wechselwirkungen zwischen Wasser- und Eiswolken selbst γ_1 , das in erster Linie die Lebensdauer der Wasserwolken bestimmt, so erhöht werden, daß der Flüssigwasserweg nur noch 60% desjenigen in PCI beträgt.

Wie in Abb. 6.6 dargestellt ist, sind die Muster der Jahresmittel des Wolkeneises im Zonal-Vertikalschnitt sehr ähnlich in allen Sensitivitätsexperimenten, nur die Werte selbst differieren. So beträgt das Wolkeneis-Mischungsverhältnis im Jahresmittel in 400 hPa bei 60°S in PCI 10 mg kg⁻¹, in PRIO 7 mg kg⁻¹ und in PRIS und PRIE nur je 4 mg kg⁻¹. Die geringeren Werte des Wolkeneises spiegeln sich auch im statistischen Anstieg des Eiswassergehalts als Funktion der Wolkentemperatur wider, der in diesen drei Sensitivitätsexperimenten noch weiter vom beobachteten entfernt liegt als in PCI (ohne Abb.).

Durch die kleineren Eiswassergehalte in PRIS, PRIO und PRIE hat sich der Flüssigwasseranteil in Wolken zwischen 233.2 K und 273.2 K verschoben (Abb. 6.7). Während in PCI der Flüssigwasseranteil bei 258 K 45% beträgt, sind es 67% in PRIE, 72% in PRIO und 77% in PRIS. Erst bei 247 K ist in PRIS der Flüssigwasseranteil auf 50% gesunken. In PCI wie auch

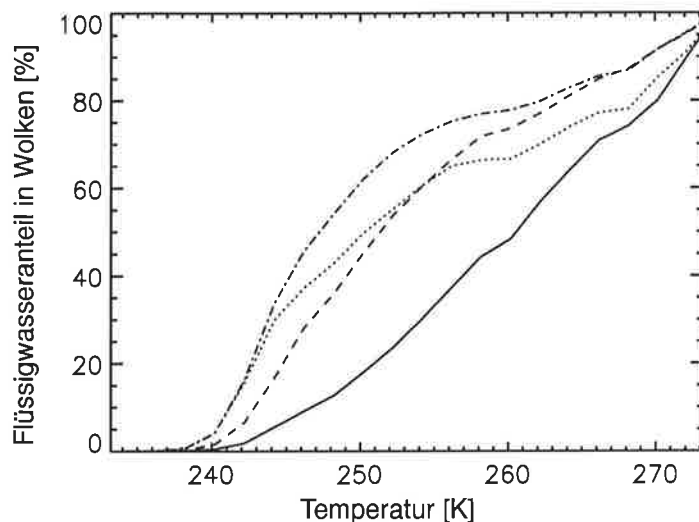


Abbildung 6.7: Prozentualer Flüssigwasseranteil in Wolken zwischen 273.2 K und 233.2 K über Eurasien für PCI (—), PRIE (...), PRIO (--) und PRIS (-.-).

in der den *Matveev*-Daten angepaßten Kurve, die in CTL Verwendung findet (Abb. 5.2), ist der stärkste Anstieg des Eiswasseranteils zwischen 268 K und 248 K, während in den drei Sensitivitätsexperimenten ein rapider Anstieg des Eiswasseranteils erst unterhalb von 255 K einsetzt.

6.5 Experiment zum Depositionswachstum im Mischphasenbereich

In der Aufspaltung des Wasserdampfangebots, das zum Depositions- bzw. Kondensationswachstum im Mischphasenbereich zur Verfügung steht, bzw. in der Aufspaltung der Sättigung bezüglich Wasser und Eis, liegt eine der größten Unsicherheiten bei der Arbeit mit Sättigungsadjustierungs-Verfahren. In CTL beispielsweise wird unterhalb von 273.2 K Sättigung bezüglich Eis angenommen. Eine andere Möglichkeit besteht darin, den Sättigungsdampfdruck mit den Mischungsverhältnissen von Wolkenflüssigwasser und Wolkeneis zu gewichten und die Anteile der Kondensations- und Depositionsrate temperaturabhängig zu beschreiben (*Lord et al.*, 1984; *Jakob*, 1991). Diese Temperaturabhängigkeit umgeht die Parameterisierung von Gefrier- und Nukleationsprozessen, so daß die Unterscheidung in Wolkeneis und Wolkenflüssigwasser vor der Niederschlagsbildung ähnlich festgelegt ist wie in ECHAM4-CTL nach Gl. (2.9). Der Vorteil der hier gewählten Methode, bei der Depositionswachstum erst stattfindet, wenn durch Gefrierprozesse Wolkeneis entstanden ist, besteht in der Berücksichtigung von Gefrierprozessen, die nicht nur temperaturabhängig sind. Nachteilig hierbei ist die Annahme, daß der Bergeron-Findeisen-Prozeß innerhalb eines Zeitschrittes ablaufen muß, um das Kondensationswachstum bei Gegenwart von Eis zu unterbinden und entweder mit Kondensations-

wachstum bei Wasserübersättigung bzw. mit Depositionswachstum bei Eisübersättigung arbeiten zu können.

Um zu testen, wie empfindlich das Modell auf diese Annahme reagiert, wurde ein Experiment durchgeführt, in dem Depositionswachstum von Wasserdampf auf Eisteilchen erst stattfindet, wenn durch Gefrierprozesse das Wolkeneis-Mischungsverhältnis $> 0.1 \text{ mg kg}^{-1}$ ist (Experiment PDEP). Dieses spätere Einsetzen des Depositionswachstums bewirkt einen höheren Anteil von Wolkenflüssigwasser und einen geringeren von Wolkeneis im Mischphasenbereich, wie in Abb. 6.8 dargestellt ist. Das Wolkenflüssigwasser warmer Wolken hat durch eine höhere Autokonversionsrate (Tabelle 6.1) abgenommen.

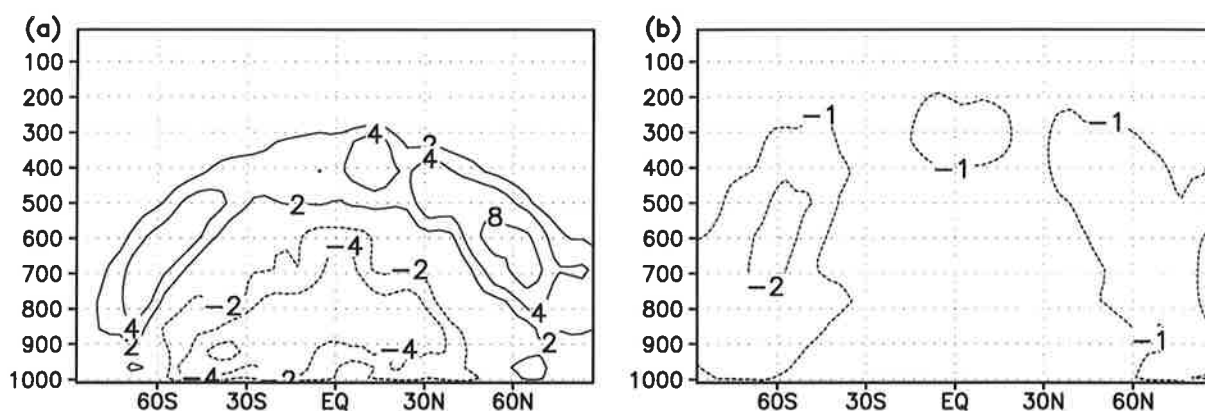


Abbildung 6.8: Zonal-Vertikalschnitte (Druck in hPa) der Differenzen der Jahresmittel des Wolkenflüssigwassers (a) und Wolkeneises (b) zwischen PDEP und PCI. Isolinienabstand: $\pm 2, \pm 4, \pm 8 \text{ mg kg}^{-1}$ (a) und $\pm 1, \pm 2, \pm 4 \text{ mg kg}^{-1}$ (b).

Der global gemittelte ozeanische Flüssigwasserweg in PDEP ist 8% geringer als in PCI, aber dennoch ist SCF 6% höher. Das liegt am höheren Anteil von Wolkenflüssigwasser im Mischphasenbereich, da die simulierte Lebensdauer von Wolkenflüssigwasser mit anderthalb Stunden länger ist als die von Wolkeneis mit 40 Minuten (vgl. Abschnitt 5.5). Damit steigen die Wolkenalbedo und SCF. Dieser Sachverhalt ist in Abb. 6.9 als Zonalschnitt der Differenz des Flüssigwasserweges von PCI bzw. PDEP und dem von *Greenwald et al.* (1993) abgeleiteten für Januar, zusammen mit der Differenz von SCF aus PCI bzw. PDEP und den ERBE-Daten, dargestellt. In besserer Übereinstimmung mit den Beobachtungsdaten hat der Flüssigwasserweg in PDEP zwischen 15°S und 40°N abgenommen und südlich von 40°S zugenommen. Die Auswirkungen des geänderten Flüssigwasserweges auf SCF sind hauptsächlich südlich von 40°S sichtbar, wo ein höherer Flüssigwasserweg zu einem größeren SCF führt. Gemittelt über 50°S bis 60°S hat der Flüssigwasserweg von 84 gm^{-2} auf 90 gm^{-2} zugenommen und SCF ist von -121 Wm^{-2} auf -131 Wm^{-2} betragsmäßig gestiegen, was beides den Beobachtungsdaten

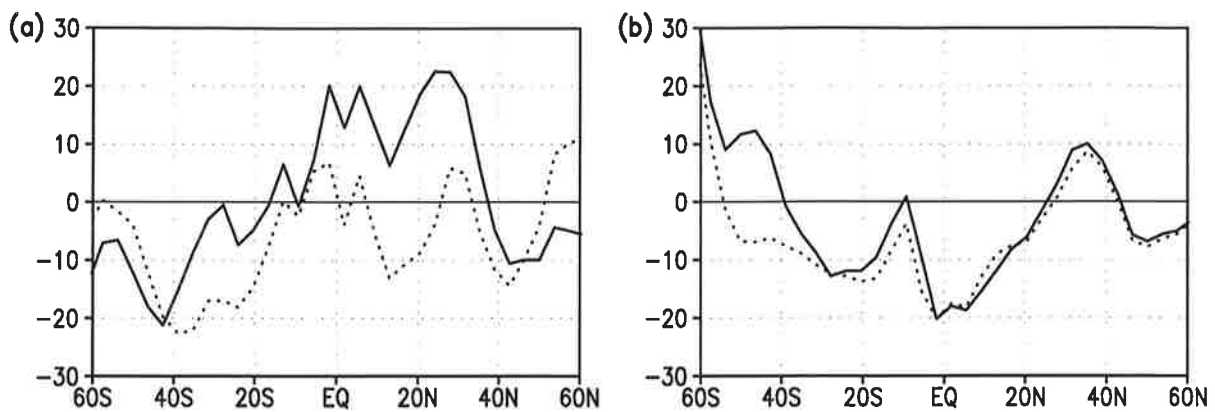


Abbildung 6.9: Zonalschnitte der Differenz der Januarmittel des Flüssigwasserweges [gm^{-2}] (a) und SCF [Wm^{-2}] (b) jeweils zwischen PCI und OBS (—) und zwischen PDEP und OBS (...). Dabei ist OBS der Flüssigwasserweg nach *Greenwald et al.* (1993) bzw. SCF aus den ERBE-Daten.

besser entspricht (Flüssigwasserweg: 92 gm^{-2} ; SCF: -134 Wm^{-2}). Ähnliche Ergebnisse sind mit dem „UK Meteorological Office Unified Model“ erzielt worden, wenn in Mischwolken ein höherer Flüssigwasser- als Eisanteil angenommen wird (*Ballard et al.*, 1995).

Wird hingegen die Bereifungsrate um einen Faktor 10 verringert, beträgt der Flüssigwasserweg zwischen 50°S bis 60°S 99 gm^{-2} , aber SCF beträgt nur -124 Wm^{-2} und ist damit betragsmäßig kaum höher als in PCI. Ursache hierfür ist, daß sich im Mischphasenbereich kaum Veränderungen ergeben und die Wolkenalbedo warmer Wolken bereits so hoch ist, daß eine weitere Erhöhung der optischen Dicke keine entscheidende Erhöhung von SCF bewirkt.

6.6 Experimente zum Bedeckungsgrad

Walcek (1994) hat gezeigt, daß es keinen Schwellenwert der relativen Feuchte gibt, unterhalb dessen der Bedeckungsgrad Null ist. Eine Reduzierung des Schwellenwertes von 0.6 auf 0.3 in der mittleren und oberen Atmosphäre ist im Experiment PCCL verwirklicht worden. Jedoch kann der Schwellenwert in Nähe der Erdoberfläche kaum reduziert werden, da dort unrealistisch hohe Bedeckungsgrade simuliert werden (Abb. 4.3). Ein genereller Nachteil dieses Ansatzes ist, daß die Kopplung zwischen Bedeckungsgrad und Wolkenwassergehalt nur in eine Richtung geht, d. h. der Bedeckungsgrad bestimmt, wo Kondensations- bzw. Depositionswachstum stattfinden kann, ist aber unabhängig vom Wolkenwassergehalt. So treten beispielsweise Maxima im Flüssigwassergehalt in den Tropen durch niedrige Konvektion auf, die im Bedeckungsgrad nur angedeutet sind (Abb. 4.1 und 4.3). Dabei ist es unerheblich, ob die Parameterisierung des Bedeckungsgrades aus heuristischen Ansätzen (z. B. *Sundqvist*, 1978) oder mit statistischen Verfahren (z. B. *Sommeria und Deardorff*, 1977) entwickelt wird. *Tiedtke*

(1993) entwickelte eine prognostische Gleichung für den Bedeckungsgrad, die sich formal aus der Integration der Kontinuitätsgleichung über den wolkenerfüllten Raum des Gitterboxvolumens ergibt.

Xu und Randall (1996) haben aus Beobachtungsdaten des „Global Atmospheric Research Program's (GARP) Atlantic Tropical Experiment“ (GATE) und von ASTEX eine Parameterisierung des Bedeckungsgrades b abgeleitet, die nicht nur von der relativen Feuchte r , sondern auch vom Wolkenwassergehalt q_w abhängt:

$$b = r^{0.25} [1 - \exp(-\beta q_w)] \quad (6.4)$$

mit

$$\beta = 250 [(1 - r) q_{vs}]^{-0.45} \quad (6.5)$$

Ist die relative Feuchte größer 99.9%, ist in jedem Fall der Bedeckungsgrad $b=1$. Diese Parameterisierung ist im Experiment PCCX berücksichtigt. Für maritime Grenzschichtwolken unterhalb einer Inversion ist der Ansatz aus PCI mit erniedrigtem Schwellenwert der relativen Feuchte beibehalten worden.

Während in allen anderen Sensitivitätsexperimenten der Bedeckungsgrad im Fünfjahresmittel nahezu unverändert bleibt, ist er in PCCL 3% höher und in PCCX 5% niedriger als in PCI. Durch die Erniedrigung des Schwellenwertes der relativen Feuchte in PCCL in oberen Niveaus bilden sich mehr Misch- und Eiswolken, die länger in der Atmosphäre verweilen. So mußten γ_1 und γ_3 in PCCL so stark erhöht werden, daß der Flüssig- und Eiswasserweg 20% bzw. 28% geringer sind als in PCI. In PCCX ist der Eiswasserweg unverändert und der Flüssigwasserweg 10% kleiner als in PCI.

In Abb. 6.10 sind Zonal-Vertikalschnitte der Jahresmittel des Bedeckungsgrades dargestellt. In PCCL hat vor allem der Bedeckungsgrad mittelhoher und hoher Wolken bis über 5 Prozentpunkte zugenommen, was dem Design des Experiments entspricht. In PCCX hingegen hat der Bedeckungsgrad in allen Niveaus abgenommen, wobei die Abnahmen in der unteren tropischen Troposphäre bis zu 7.5 Prozentpunkten und die im Cirrusniveau bis zu 5 Prozentpunkten betragen. Die maximale Wolkenbedeckung tropischer Cirren hat sich von 100 hPa am Äquator in PCI auf 190 hPa bei 10°N in PCCX verlagert. Die unrealistisch hohen Werte des Bedeckungsgrades in Polnähe, die aus der hohen relativen Feuchte in PCI resultieren, sind in PCCX reduziert.

Wie in Abb. 6.11 dargestellt, hat in PCCL der Bedeckungsgrad hauptsächlich über den Regio-

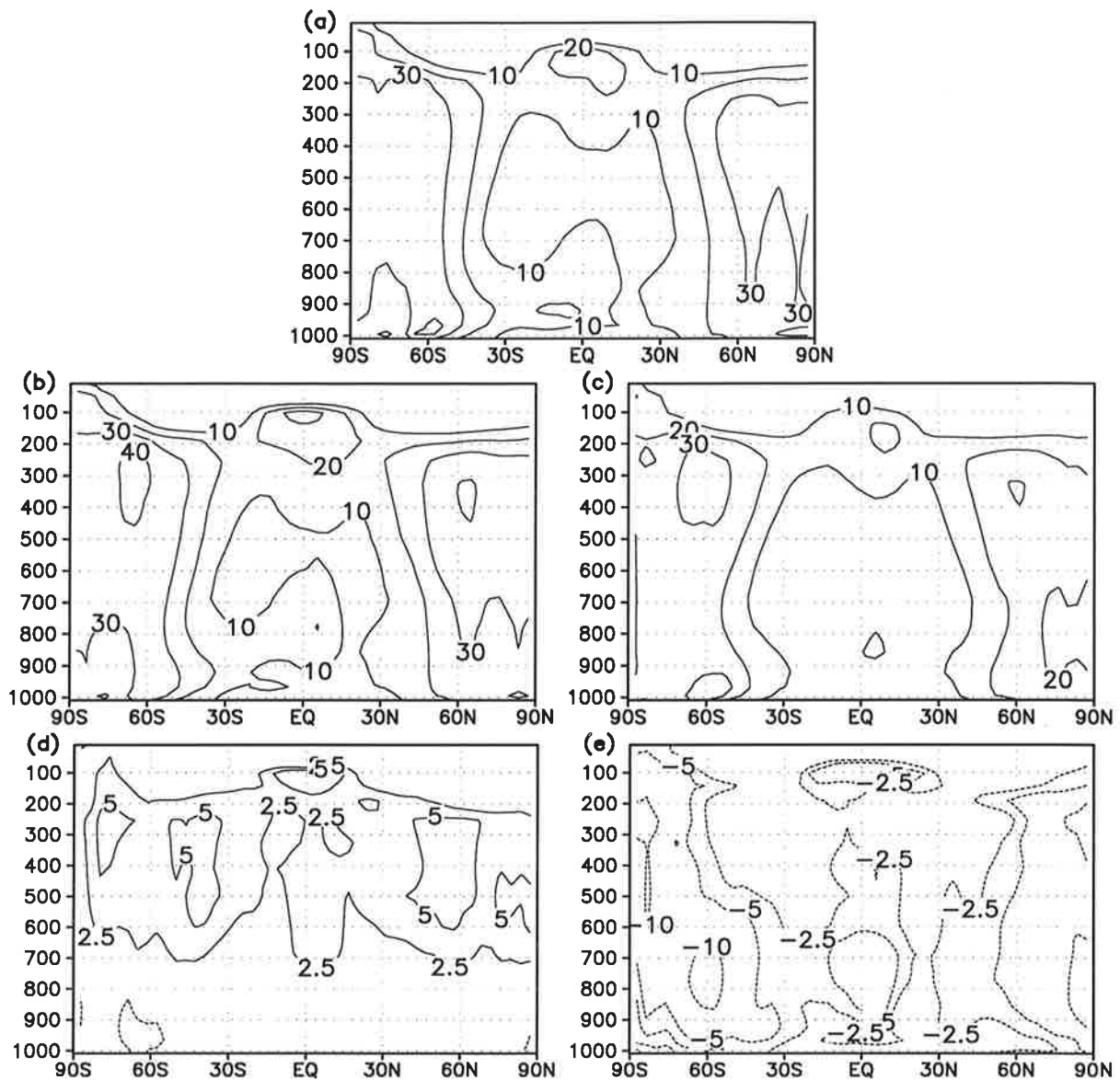


Abbildung 6.10: Zonal-Vertikalschnitte (Druck in hPa) der Jahresmittel des Bedeckungsgrades für PCI (a), PCCL (b) und PCCX (c) und der Differenzen zwischen PCCL-PCI (d) und PCCX-PCI (e). Isolinienabstand: 10% für (a)-(c) und $\pm 2.5\%$, $\pm 5\%$, $\pm 10\%$, $\pm 15\%$.

nen zugenommen, die sich in PCI durch geringe Wolkenbedeckung, wie die Sahara oder subtropische Absinkgebiete, auszeichnen, was eine Folge des niedrigen Schwellenwertes der relativen Feuchte ist. Somit werden die Kontraste zwischen Tropen und Subtropen in der Wolkenbedeckung reduziert und, verglichen mit Beobachtungsdaten, unterschätzt. So kann festgehalten werden, daß ein niedrigerer Schwellenwert in der relativen Feuchte für die Wolkenbildung, obwohl er den Beobachtungsdaten von Walcek (1994) besser entspricht, hauptsächlich die Wolkenbedeckung in den Subtropen erhöht, was nicht in Einklang mit den ISCCP-Daten ist.

In PCCX ist der Bedeckungsgrad in den Tropen gegenüber PCI reduziert (Abb. 6.11d). West-

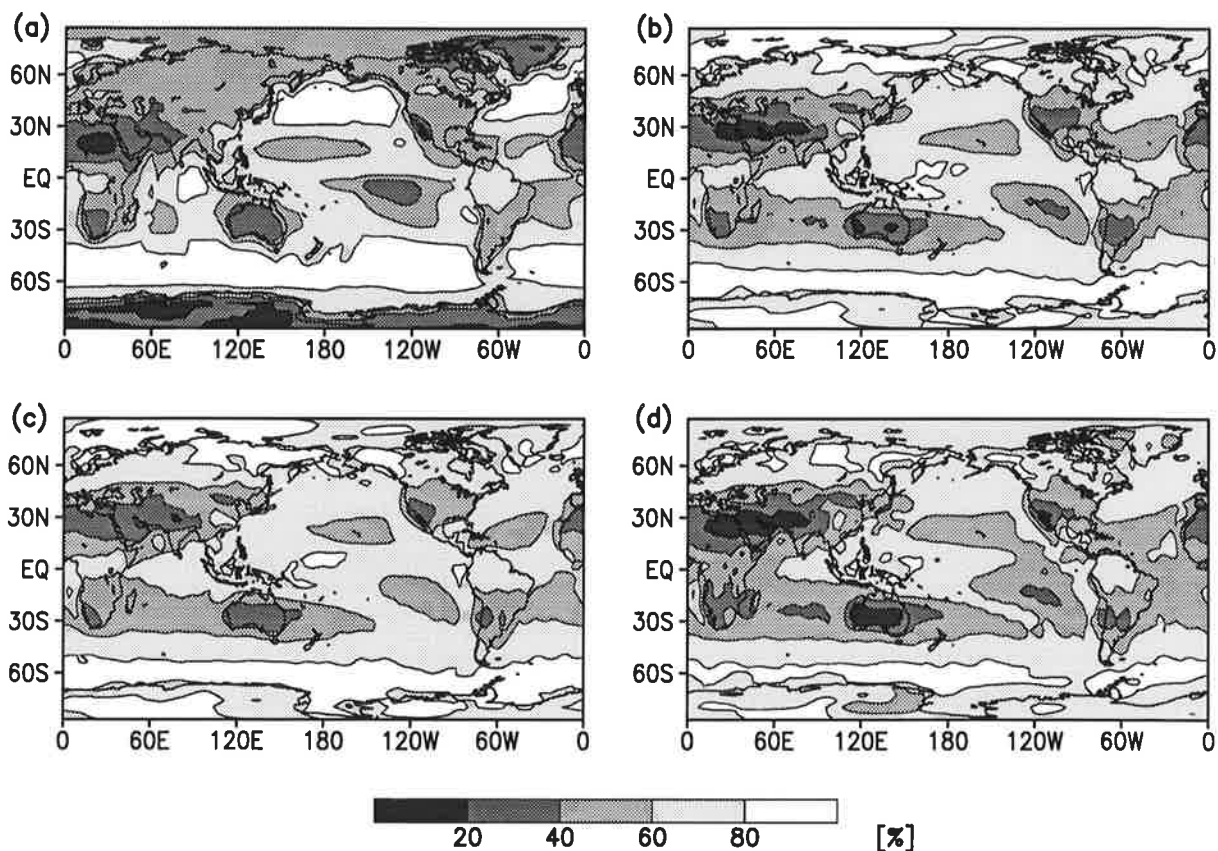


Abbildung 6.11: Geographische Verteilungen der Jahresmittel des Bedeckungsgrades für ISCCP (a), PCI (b), PCCL (c) und PCCX (d).

lich von Kolumbien verbessert dieser Ansatz das Ergebnis, nur sind die ostpazifische und atlantische ITCZ kaum erkennbar. Die Reduzierung des Bedeckungsgrades in hohen Breiten stimmt in PCCX besser als in CTL und PCI mit den Beobachtungsdaten überein.

Da in die statistischen Vergleiche des Wolkenwassergehalts als Funktion der Wolkentemperatur dieser innerhalb des wolkenbedeckten Teils der Gitterbox eingegangen ist, kann eine Veränderung in der Wolkenbedeckung einen Einfluß auf diese Zusammenhänge haben. So steigt in PCCX der Wolkenwassergehalt kontinuierlich mit zunehmender Temperatur an und stimmt oberhalb von 245 K wesentlich besser als PCI mit den CEPEX-Daten überein, wie in Abb. 6.12 dargestellt ist. In Abschnitt 5.5 wurde der fast konstante Wolkenwassergehalt im Mischphasenbereich oberhalb von 255 K durch zu effektive Mischphasenprozesse erklärt, die sich sowohl in den Tropen als auch über der ehemaligen Sowjetunion zeigen. Diese Prozesse laufen auch in PCCX ab, so daß die gute Übereinstimmung zwischen den mit PCCX simulierten Ergebnissen und den CEPEX-Daten darauf zurückzuführen ist, daß bei gleich effizienten Mischphasenprozessen der Bedeckungsgrad im Mischphasenbereich reduziert ist (vgl. Abb. 6.10). Die Abnahme des Wolkenwassergehalts in den Learjet-Daten oberhalb von 260 K ist sehr unsicher, da dort nur wenige Messungen vorliegen. So ist die Abweichung der mit

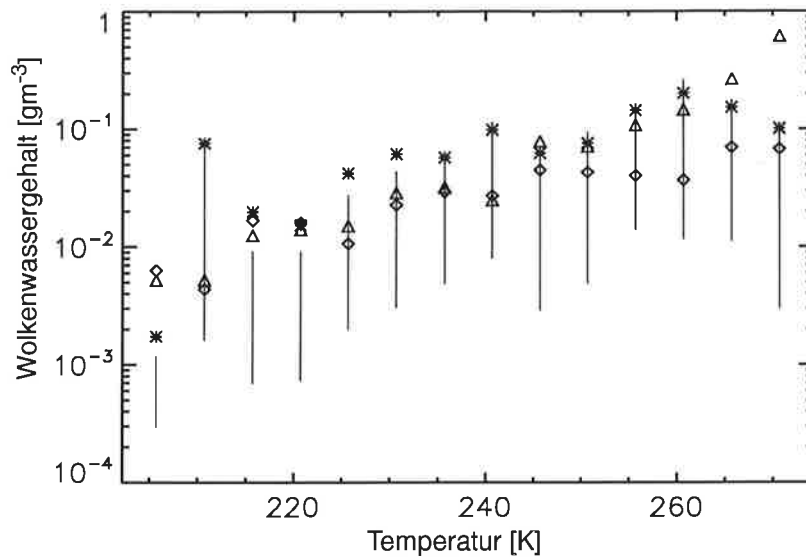


Abbildung 6.12: Mittlerer Wolkenwassergehalt als Funktion der Wolkentemperatur in 5K Temperaturintervallen aus Beobachtungsdaten der 2D-C Sonde während der CEPEX-Meßkampagne (Sterne), für PCI (Rhomben) und von PCCX (Dreiecke), jeweils in T30-Horizontalaufösung. Die vertikalen Linien verbinden die 25% und 75% Quartile der Learjet-Daten.

PCCX simulierten Werte gegenüber den Learjet-Daten oberhalb von 260 K nicht aussagekräftig. Der Wolkenwassergehalt ist auch über dem Gebiet der ehemaligen Sowjetunion in PCCX den Beobachtungsdaten ähnlicher als in PCI (ohne Abb.).

Die SCF- und LCF-Anomalien spiegeln sich in ECHAM4 während El Niño und La Niña Ereignissen nicht im Bedeckungsgrad wider, sondern nur im Wolkenwasserweg (*Chen und Roeckner, 1996a*), obwohl sie in dem aus ISCCP-Daten abgeleitetem Bedeckungsgrad sehr wohl sichtbar sind. In PCCX, wo der Bedeckungsgrad und der Flüssig- und Eiswassergehalt stärker aneinander gekoppelt sind, sind die Anomalien im Bedeckungsgrad größer, aber die Muster der SCF- und LCF-Anomalien werden weiterhin durch die Anomalien des Flüssig- und Eiswasserweges bestimmt (ohne Abb.). Wie in Abb. 6.13 dargestellt, bewirkt die neue Parameterisierung des Bedeckungsgrades, daß die Amplituden der SCF- und LCF-Anomalien gleich groß sind, wie es auch die ERBE-Daten nahelegen (Abb. 4.21). In CTL und PCI hingegen ist die SCF-Anomalie größer als die LCF-Anomalie. SCF und seine Anomalie sind im äquatorialen Pazifik recht ähnlich in PCCX und PCI (Abb. 6.13 und 4.23). Das höhere LCF und die größere LCF-Anomalie in PCCX werden durch eine trockenere tropische Troposphäre, die im wolkenfreien Zustand weniger langwellige Strahlung absorbiert und entsprechend ihrer niedrigeren Temperatur wieder emittiert, verursacht. Zusätzlich ist in PCCX der Bedeckungsgrad tiefer tropischer Wolken stärker reduziert als der hoher tropischer Wolken verglichen mit PCI (vgl. Abb. 6.10), so daß mehr von der Erde und Atmosphäre emittierte Strahlung von

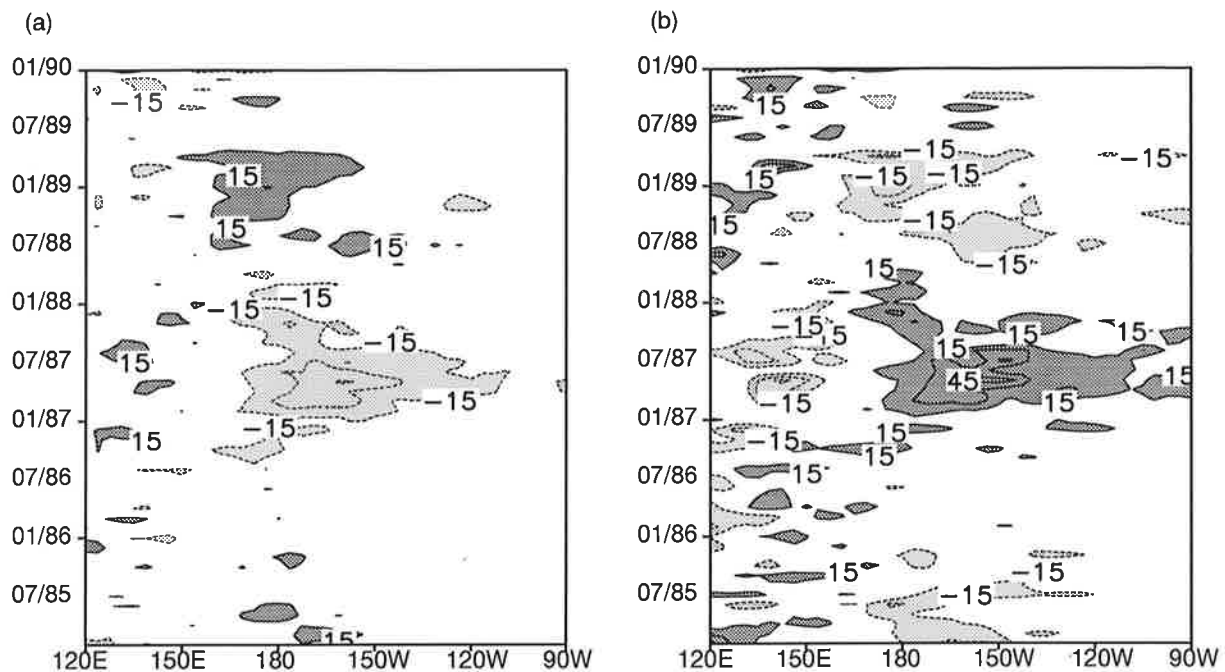


Abbildung 6.13: Hovmöllerdiagramm der SCF-Anomalien (a) und der LCF-Anomalien (b) im äquatorialen Pazifik, gemittelt über 5°N-5°S für PCCX. Isolinienabstand: 15 Wm⁻². Werte unterhalb von -15 Wm⁻² sind hellgrau schraffiert und oberhalb von 15 Wm⁻² dunkelgrau.

hohen Wolken absorbiert wird. Damit ist LCF und seine Anomalie in PCCX größer als in PCI.

6.7 Diskussion

Die Experimente zur Horizontalauflösung haben ergeben, daß die Güte des neuen Wolkenmikrophysik-Schemas nicht wesentlich von der Horizontalauflösung abhängt.

Die geographische Variation von N_1 zeigt, daß beispielsweise ein höherer Flüssigwasserweg über dem südlichen Ozean erzielt werden kann, wenn, wie im Experiment PNLK, N_1 dort höher gesetzt wird als aus der Masse der Sulfat-Aerosole errechnet. Der Flüssigwasserweg ist über dem westlichen Nordpazifik und Nordatlantik in PNLK gegenüber PCI verringert. Diese Reduzierung kann auch erreicht werden, wenn N_1 simultan an die Masse der Sulfat-Aerosole gekoppelt wird, da dann Fluktuationen in der Sulfatkonzentration berücksichtigt werden können. Ein solches Experiment kann jedoch nicht die anderen Aerosole, die auch als CCN fungieren, in Betracht ziehen und deshalb nur einen Zwischenschritt zur Kopplung von N_1 an simultan berechnete Aerosolkonzentrationen darstellen (vgl. Abschnitt 4.4). Die Ähnlichkeit des Flüssigwasserweges der Experimente mit konstanten, aber verschiedenen Werten von N_1 über Land und Ozean (PNLK und CTL) deutet darauf hin, daß die Verteilung von N_1 den Flüssigwasserweg maßgeblich bestimmt. Ähnliche Schlußfolgerungen lassen sich aus der Ähnlich-

keit der Experimente mit gleichen Warm-, aber verschiedenen Misch- und Eisphasenprozessen (CAUT und PCI) ziehen. Unterschiede in der Behandlung der Mischphasenprozesse erklären die höheren Flüssigwasserwege über den tropischen Kontinenten in CAUT im Vergleich zu PCI.

Die unterschiedlichen Experimente mit Parameterisierungen von r_{ie} zeigen, daß PCI den höchsten Eiswasserweg simuliert. Dieser ist gleichbedeutend mit dem geringsten Flüssigwasseranteil in Wolken im Mischphasenbereich in PCI, was den Beobachtungsdaten am nächsten kommt.

In dem Experiment mit geringerem Depositionswachstum im Mischphasenbereich (PDEP) wird die Simulation des Flüssigwasserweges und von SCF über dem südlichen Ozean, die ein Schwachpunkt in PCI ist, verbessert, weil im Mischphasenbereich langlebigere Wasserwolken kurzlebige Eiswolken ersetzen. Ein Nachteil hierbei ist, daß der Flüssigwasseranteil im Mischphasenbereich höher ist als in PCI und damit den Meßdaten weniger entspricht (ohne Abb.).

Die Parameterisierung des Bedeckungsgrades nach *Xu und Randall* (1996) stellt eine Verbesserung dar, weil die Kopplung zwischen Bedeckungsgrad und Flüssig- bzw. Eiswassergehalt stärker ist. So deckt sich der Wolkenwassergehalt innerhalb des wolkenbedeckten Teils der Gitterbox als Funktion der Wolkentemperatur besser mit den CEPEX-Daten und denen über der ehemaligen Sowjetunion. In Übereinstimmung mit ERBE-Daten wird in diesem Experiment während El Niño- und La Niña-Ereignissen eine gleich große Amplitude der SCF- und LCF-Anomalien erzielt, während in CTL und PCI jeweils die SCF-Anomalie stärker ist. Außerdem ist der hohe Bedeckungsgrad in Polnähe reduziert, was ebenfalls den Beobachtungsdaten näher kommt. Allerdings wird die Bewölkung in relativ trockenen Gebieten in den Tropen (Abb. 6.11) oder in Gebieten mit maritimen Stratocumuli in PCCX unterschätzt. Deshalb ist für den Bedeckungsgrad maritimer Stratocumuli die Standardparameterisierung von ECHAM4-CTL beibehalten worden. Insofern ist zu überlegen, wie man die Vorteile dieser Parameterisierung in Einklang bringt mit den Vorteilen der herkömmlichen Parameterisierung, die die ITCZ besser simulieren kann.

7. Analyse der Wolken-Klima-Rückkopplung

7.1 Rückkopplungsanalyse

Die Reaktion des Klimasystems auf eine Störung in der Strahlungsbilanz, die zum Beispiel aus der anthropogenen Erhöhung der Treibhausgase stammt, beinhaltet eine Reihe von Rückkopplungsmechanismen, deren Simulation mit großen Unsicherheiten behaftet ist (IPCC, 1994). Eine der komplexesten und am schwierigsten abzuschätzenden Rückkopplungen ist die Wolken-Klima-Rückkopplung. Die Frage ist, ob Wolken durch Veränderungen der Strahlungsbilanz die externe Störung verstärken oder ihr entgegenwirken. Hierbei können sich gegenseitig kompensierende Effekte auftreten. So erhöht sich im wärmeren Klima der konvektive Wärmetransport, so daß sich die obere Troposphäre in den meisten Klimamodellen, wie auch in CTL und PCI, stärker erwärmt als die untere (Schlesinger und Mitchell, 1987). Damit nähert sich der Temperaturgradient dem feuchtadiabatischen, was wiederum die konvektiven Massenströme schwächt. In der wärmeren Atmosphäre steigt der Wasserdampfgehalt in den Tropen mit ca. 6% pro 1 K Temperaturzunahme (Kent et al., 1995). Somit ist mehr Wasserdampf für das Kondensationswachstum vorhanden und folglich würde der Wolkenwassergehalt im wärmeren Klima zunehmen. Als eine Folge der höherliegenden und damit kälteren Tropopause steht dem die Abnahme tiefer und mittelhoher und die Zunahme hoher Wolken gegenüber. Die Wolkenbildung im Tropopausenniveau findet also bei kälteren Temperaturen statt, so daß im statistischen Mittel weniger Wolkenwasser erwartet wird (vgl. Abschnitt 5.2). Verringern oder erhöhen sich als Resultat verschiedener Effekte beispielsweise das langwellige und kurzwellige cloud forcing im wärmeren Klima gleichermaßen, wäre die Wolken-Klima-Rückkopplung Null.

Wie in der Einleitung schon erwähnt, haben Cess et al. (1990) eine idealisierte Wolken-Klima-Rückkopplungsanalyse mit 19 Klimamodellen durchgeführt. Sie ist definiert als die Reaktion der Strahlungsflüsse am Atmosphärenoberrand auf eine globale, einheitliche Erwärmung der SST um 4 K bei permanenten Juli-Bedingungen, was einer Klimaveränderung durch eine CO₂-Erhöhung entsprechen soll. Senior und Mitchell (1993) haben allerdings gezeigt, daß die Wolken-Klima-Rückkopplung eines CO₂-Verdopplungsexperiments erheblich von der einer globalen, einheitlichen Erhöhung der SST differieren kann. So ist die Klimasensitivität ihres Experiments, das die wolkenphysikalischen Prozesse am genauesten beschreibt, bei einer CO₂-Verdopplung niedriger als die der anderen Experimente (vgl. Abschnitt 1.1), aber am größten bei globaler Erhöhung der SST. Insofern zielt die hier durchgeführte Rückkopplungs-

analyse nicht darauf ab, Aussagen über den Effekt von Wolken durch die Erhöhung von Treibhausgasen zu treffen. Vielmehr handelt es sich um ein Sensitivitätsexperiment, in dem der Einfluß des neuen Wolkenmikrophysik-Schemas hinsichtlich einer Störung der Randbedingungen, hier realisiert durch eine globale Änderung der SST, untersucht wird. Dazu wird die Wolken-Klima-Rückkopplung von CTL, PCI und den Sensitivitätsexperimenten mit verschiedenen Schließungsannahmen (siehe Tabelle 6.1) berechnet. In den Referenzexperimenten wird die SST global um 2 K erniedrigt, während sie in den Erwärmungsexperimenten global um 2 K erhöht wird. Der Integrationszeitraum beträgt jeweils 18 Monate, wobei die Einschwingperiode der ersten drei Monate in der Auswertung unberücksichtigt bleibt. Nach *Cess et al.* (1990) ist der Sensitivitätsparameter λ wie folgt definiert:

$$\lambda = (\Delta F_l / \Delta T_s - \Delta F_s / \Delta T_s)^{-1} \quad (7.1)$$

wobei ΔT_s die global gemittelte Änderung der Erdoberflächentemperatur ist und ΔF_s und ΔF_l die Änderungen des kurzwelligen und langwelligen Nettostrahlungsflusses am Atmosphärenoberrand sind. Für wolkenlose Bedingungen wird ein entsprechender Sensitivitätsparameter λ_{cs} definiert, indem die Strahlungsflüsse durch ihre jeweiligen Flüsse in einer wolkenfreien Referenzatmosphäre ersetzt werden:

$$\lambda_{cs} = \left(\Delta F_l^{cs} / \Delta T_s - \Delta F_s^{cs} / \Delta T_s \right)^{-1} \quad (7.2)$$

λ / λ_{cs} kann als ein Maß für die Wolken-Klima-Rückkopplung betrachtet werden, wobei λ / λ_{cs} größer bzw. kleiner 1 eine positive bzw. negative Rückkopplung beschreibt. *Cess et al.* (1990) zeigten weiterhin, daß λ / λ_{cs} einer Änderung im cloud forcing ΔCF proportional ist:

$$\lambda / \lambda_{cs} = 1 + \Delta CF (\Delta F_l - \Delta F_s)^{-1} \quad (7.3)$$

7.2 Ergebnisse

Globale Mittelwerte der Sensitivitätsparameter und ihre Standardabweichungen, basierend auf Monatsmittelwerten, sind für CTL und PCI in Tabelle 7.1 zusammengefaßt. Zusätzlich sind die Änderungen des cloud forcings und seiner Komponenten, des Bedeckungsgrades und des Flüssig- und Eiswasserweges jeweils zwischen dem SST+2K und SST-2K Experiment tabelliert. In CTL und PCI nimmt der Flüssigwasserweg im wärmeren Klima zu, wobei die Zunahme in PCI nur 60% der von CTL beträgt. Der Bedeckungsgrad nimmt in CTL um 0.5 Prozentpunkte zu, während er in PCI um fast zwei Prozentpunkte abnimmt. Allerdings ist die

Standardabweichung der Änderung des Bedeckungsgrades recht hoch. Ein großer, signifikanter Unterschied tritt in der Änderung des Eiswasserweges auf, der in CTL um 2.7 gm^{-2} zu- und in PCI um 2.2 gm^{-2} abnimmt. Um diesen Unterschied zu verstehen, wurden zwei weitere Sensitivitätsexperimente durchgeführt, in denen die Parameterisierungen der Niederschlagsbildungs-raten über die Eisphase von PCI und CTL gegeneinander ausgetauscht wurden. Obwohl beide Niederschlagsbildungsprozesse unterschiedliche physikalische Sachverhalte darstellen, sind sie in ihrer Wirkung gleich. In CTL wird angenommen, daß die Niederschlagsbildung der Eisteilchen durch ihren Sedimentationsfluß gegeben ist (Gl. (2.12)). In PCI wird analog zur warmen Phase angenommen, daß Eisteilchen nicht sedimentieren, sondern zu Schneekristallen aggregieren (Gl. (3.16)), die anschließend über Akkreszenz weitere Eisteilchen binden können und dann sedimentieren. In dem ersten Experiment (PSED), in dem die Aggregations- und Akkreszenzrate aus PCI durch den Sedimentationsfluß aus CTL ersetzt wurde, nimmt, wie in CTL, der Eiswasserweg im wärmeren Klima zu. Im gegenteiligen Experiment (CAGG), in dem die Aggregations- und Akkreszenzrate aus PCI den Sedimentationsfluß in CTL ersetzt, nimmt, wie in PCI, der Eiswasserweg im wärmeren Klima ab.

	CTL	PCI	PSED	CAGG
$\Delta\text{LWP} [\text{g m}^{-2}]$	9.2 ± 1.3	5.5 ± 1.0	8.7 ± 1.0	7.2 ± 1.9
$\Delta\text{IWP} [\text{g m}^{-2}]$	2.7 ± 0.3	-2.2 ± 0.3	5.1 ± 0.5	-1.2 ± 0.2
$\Delta\text{CC} [\%]$	0.5 ± 0.7	-1.9 ± 0.7	-0.7 ± 0.6	-3.5 ± 0.6
$\Delta\text{SCF} [\text{Wm}^{-2}]$	-2.6 ± 0.7	0.6 ± 0.6	-1.1 ± 0.4	0.8 ± 1.1
$\Delta\text{LCF} [\text{Wm}^{-2}]$	4.0 ± 0.3	0.1 ± 0.5	1.9 ± 0.6	-0.6 ± 0.4
$\Delta\text{CF} [\text{Wm}^{-2}]$	1.4 ± 0.7	0.7 ± 0.4	0.8 ± 0.5	0.2 ± 1.1
$\lambda [\text{Km}^2\text{W}^{-1}]$	0.67 ± 0.1	0.56	0.60 ± 0.1	0.51 ± 0.1
$\lambda_{\text{cs}} [\text{Km}^2\text{W}^{-1}]$	0.54	0.51	0.53	0.49
$\lambda/\lambda_{\text{cs}}$	1.24 ± 0.1	1.10 ± 0.1	1.13 ± 0.1	1.04 ± 0.2

Tabelle 7.1: Differenzen des Flüssigwasserweges (ΔLWP), des Eiswasserweges (ΔIWP), des Bedeckungsgrades (ΔCC), von SCF, LCF und CF zwischen den SST+2K und SST-2K Experimenten und globale Sensitivitätsparameter λ nach Gl. (7.1) und die für wolkenfreie Bedingungen λ_{cs} nach Gl. (7.2) für CTL, PCI, PSED und CAGG (siehe Text). $\lambda/\lambda_{\text{cs}}$ und ΔCF sind Maßzahlen für die Wolken-Klima-Rückkopplung. Standardabweichungen unterhalb von 0.1 sind nicht tabelliert.

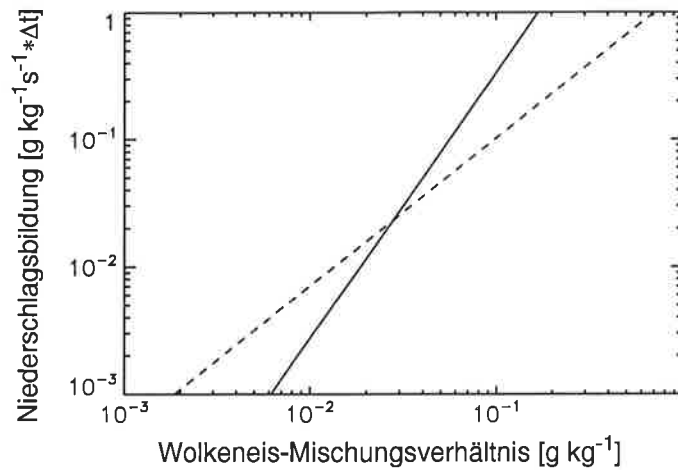


Abbildung 7.1: Niederschlagsbildungsprozesse des Wolkeneises als Funktion des Wolkeneis-Mischungsverhältnisses. Die durchgezogene Kurve stellt die Aggregationsrate* Δt aus PCI nach Gl. (3.16) und die gestrichelte den Verlust des Wolkeneises durch die Sedimentationsrate* Δt aus CTL nach Gl. (2.12) dar.

	CTL	PCI	PSED	CAGG
τ_{liq} [h]	1.6 / 1.4	1.7 / 1.5	1.9 / 1.6	1.5 / 1.4
τ_{ice} [h]	0.6 / 0.8	0.7 / 0.6	1.0 / 1.2	0.4 / 0.4
Q_{liq} [g m ⁻² h ⁻¹]	40 / 52	39 / 49	39 / 52	42 / 50
Q_{ice} [g m ⁻² h ⁻¹]	28 / 25	39 / 39	44 / 41	28 / 26
LWP [g m ⁻²]	64.2 / 73.4	66.0 / 71.5	74.5 / 83.2	62.4 / 69.6
IWP [g m ⁻²]	17.2 / 19.9	26.4 / 24.2	43.8 / 48.9	12.2 / 11.0

Tabelle 7.2: Lebensdauer von Wasserwolken (τ_{liq}) und Eiswolken (τ_{ice}) (Quotient aus Flüssigwasserweg bzw. Eiswasserweg und vertikal integrierten Quellen/Senken), jeweils im Dezimalsystem, vertikal integrierte Quellen bzw. Senken des Wolkenflüssigwassers (Q_{liq}), des Wolkeneises (Q_{ice}), und der Flüssig- (LWP) und Eiswasserweg (IWP), jeweils für das SST-2K und das SST+2K Experiment.

Um die Frage zu beantworten, warum die Niederschlagsbildung über die Eisphase die Ab- bzw. Zunahme des Eiswasserweges im wärmeren Klima bestimmt, sind die Parameterisierungen der Aggregationsrate aus PCI und des Sedimentationsflusses aus CTL, jeweils multipliziert mit dem Modellzeitschritt ($\Delta t = 30$ min), als Funktion des Wolkeneis-Mischungsverhältnisses in Abb. 7.1 dargestellt. Die in PCI verwendete Parameterisierung der Aggregationsrate nimmt stärker als die in CTL verwendete Sedimentationsrate mit zunehmendem Wolkeneis-Mischungsverhältnis zu (Abb. 7.1). Bei etwa 0.1 g kg^{-1} erreicht die Aggregationsrate, mit dem Zeitschritt multipliziert, die Größe des Wolkeneis-Mischungsverhältnisses selbst, so daß das gesamte Wolkeneis innerhalb eines Zeitschrittes in Schnee umgewandelt wird. Da die mittlere Lebensdauer der Eiswolken in PCI 40 Minuten beträgt, findet häufig die

Aggregation des gesamten Wolkeneises innerhalb eines Zeitschrittes statt (Tabelle 7.2 und Abb. 5.5). Hinzu kommt, daß selbst wenn nicht alle Eisteilchen zu Schneekristallen aggregieren, die Akkreszenz von Schneekristallen mit Eisteilchen eine weitere Senke für Eisteilchen darstellt. Im wärmeren Klima findet die Umwandlung des gesamten Wolkeneises zu Schnee häufiger innerhalb eines Zeitschrittes statt, so daß die Lebensdauer der Eiswolken etwas reduziert ist. Bei ähnlicher Quellstärke nimmt somit der Eiswasserweg im wärmeren Klima in PCI ab. In CTL und PSED hingegen ist die Lebensdauer von Eiswolken im wärmeren Klima trotz geringfügig niedrigerer Quellstärke erhöht (Tabelle 7.2). In allen Experimenten steigt der Flüssigwasserweg trotz geringerer Lebensdauer der Wasserwolken im wärmeren Klima (Tabellen 7.1 und 7.2).

Bevor die Zonal-Vertikalschnitte der Differenz des Wolkeneises zwischen dem SST+2K und dem SST-2K Experiment dargestellt werden, ist in Abb. 7.2 das Wolkeneis für die vier Experimente CTL, PCI, CAGG und PSED dargestellt. Wie in Abschnitt 4.3.2 diskutiert, liegt der Unterschied zwischen der Simulation des Wolkeneises in PCI und CTL darin, daß in PCI das Wolkeneis in größeren Höhen auftritt als in CTL. In PCI wird wesentlich mehr Wolkeneis in den Extratropen simuliert als in CTL, so daß das Wolkeneis-Mischungsverhältnis in den Extratropen mindestens so hoch ist wie in den Tropen. In den Tropen wird in PCI und CTL ähnlich viel Wolkeneis simuliert, nur tritt das Wolkeneis in PCI in höheren Schichten auf.

In CAGG ist der global gemittelte Eiswasserweg im SST-2K Experiment 30% kleiner als in CTL, weil aus Konsistenzgründen mit den optischen Eigenschaften der Eiswolken in CTL, die Parameterisierung des effektiven Eisteilchenradius (r_{ie}) aus CTL zur Bestimmung des mittleren Volumenradius, der in die Parameterisierung der Aggregationsrate eingeht, verwendet wurde. Diese Parameterisierung führt im Unterschied zur Parameterisierung von r_{ie} in PCI zu einem geringeren Eiswasserweg, wie anhand des Vergleichs der Experimente PRIE und PCI, diskutiert in Abschnitt 6.4 und aufgelistet in Tabelle 6.1, gezeigt wurde. Die Verteilung des Wolkeneises in CAGG ist der von CTL im großen und ganzen ähnlicher als der von PCI (Abb. 7.2). Im Gegensatz zu CTL ist das Maximum des Wolkeneises nicht in den Tropen, sondern bei 60°S, da das tropische Wolkeneis in CAGG stark reduziert ist gegenüber CTL. Zusätzlich ist das Wolkeneis in der mittleren Troposphäre bei 60°S höher als in CTL; beides Muster in denen CAGG PCI ähnlicher ist. In PSED tritt das spiegelbildliche Phänomen auf. Der global gemittelte Eiswasserweg ist 65% höher als in PCI. Die Verteilung des Wolkeneises ist der von PCI ähnlich, insofern daß viel Wolkeneis in den Extratropen simuliert wird. In besserer Übereinstimmung mit CTL ist das Maximum des Wolkeneises in den Tropen und die

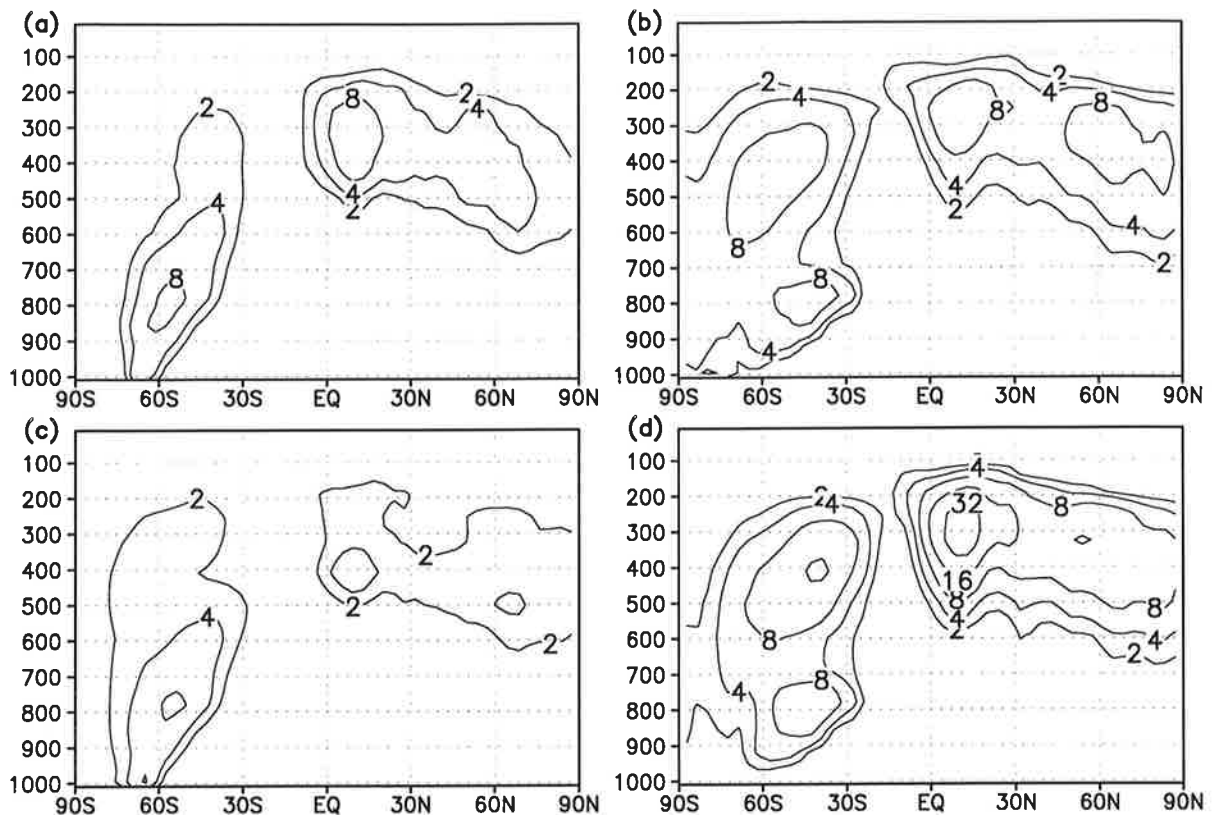


Abbildung 7.2: Zonal-Vertikalschnitte (Druck in hPa) des Wolkeneises für das SST-2K Experiment für CTL (a), PCI (b), CAGG (c), PSED (d). Isolinienabstand: 2, 4, 8, 16, 32 mg kg^{-1} .

Reduzierung des Wolkeneises in hohen Breiten der Südhemisphäre.

Die Differenzen des Wolkeneises aller Simulationen als Zonal-Vertikalschnitte zwischen den jeweiligen SST+2K und SST-2K Experimenten sind in Abb. 7.3 dargestellt. Alle Simulationen haben gemeinsam, daß das Wolkeneis in unteren Schichten ab- und in höheren zunimmt, wobei der größte Anstieg in der oberen tropischen Troposphäre lokalisiert ist. PSED und PCI ähneln sich hinsichtlich der Abnahme des Wolkeneises fast im gesamten Mischphasenbereich, wohingegen in CTL und CAGG das Wolkeneis im Mischphasenbereich bei Temperaturen unterhalb von 258 K zu- und oberhalb davon abnimmt. Der wesentliche Unterschied zwischen den Änderungen im Wolkeneis von PCI und PSED liegt darin, daß in PSED Wolkeneis im wärmeren Klima schon unterhalb von 243 K zunimmt, wo das Wolkeneis-Mischungsverhältnis im SST-2K Experiment hoch ist. In PCI hingegen findet die Zunahme erst unterhalb von 238 K bei kleineren Wolkeneis-Mischungsverhältnissen im SST-2K Experiment statt, weil dort die Niederschlagsbildung so langsam abläuft, daß nicht alles Wolkeneis innerhalb eines Zeitschrittes in Schnee umgewandelt wird.

Die ähnliche vertikale Umverteilung des Wolkeneises in CTL und CAGG bzw. in PCI und PSED ist auf die diagnostische bzw. prognostische Trennung von Wolkenflüssigwasser und

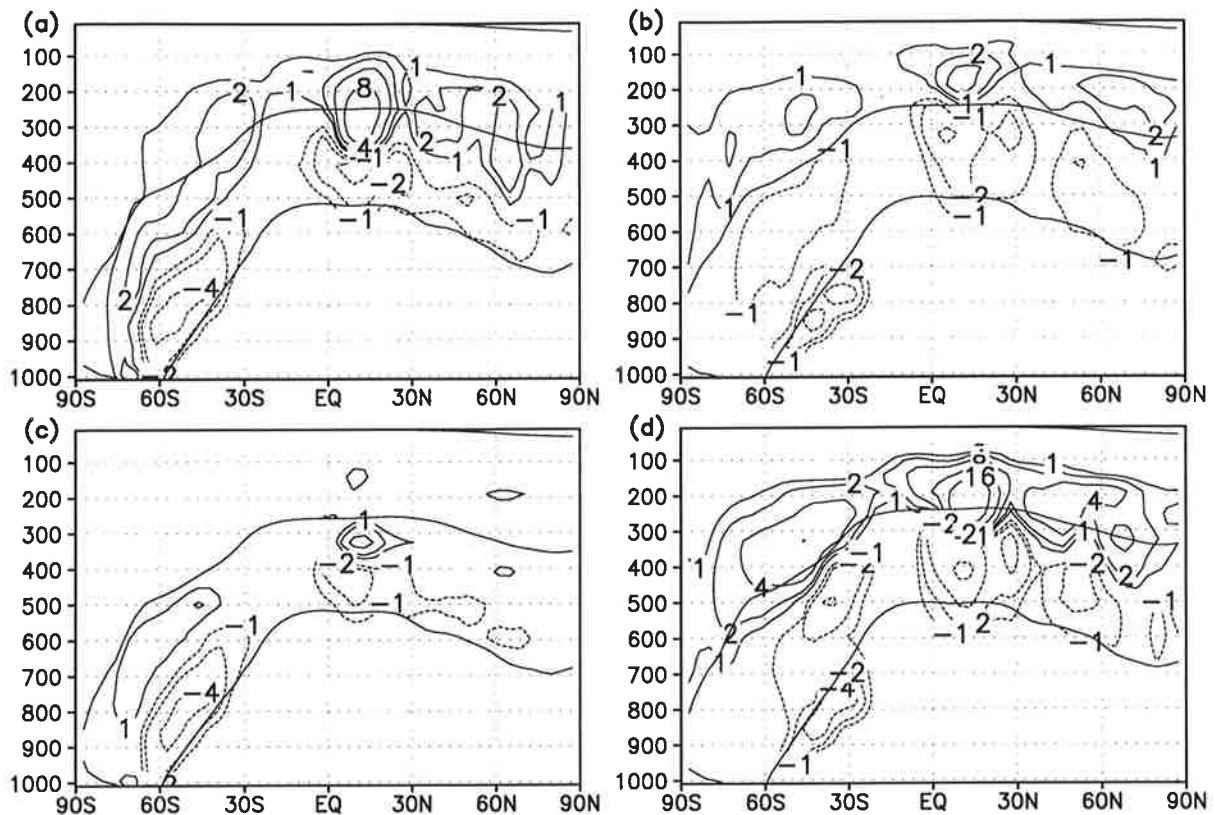


Abbildung 7.3: Zonal-Vertikalschnitte (Druck in hPa) der Differenzen des Wolkeneises zwischen dem SST+2K und dem SST-2K Experiment für CTL (a), PCI (b), CAGG (c) und PSED (d). Isolinenabstand: $\pm 1, \pm 2, \pm 4, \pm 8, \pm 16 \text{ mg kg}^{-1}$. Zusätzlich sind die 238.2 K und 273.2 K Isolinien des SST+2K-Experiments eingezeichnet.

Wolkeneis in CTL und CAGG bzw. PCI und PSED zurückzuführen. Würde beispielsweise in CTL das gesamte Wolkeneis bei 258 K, wo der Eiswasseranteil 50% beträgt, innerhalb eines Zeitschrittes ausfallen und das Wolkenflüssigwasser keinen Niederschlag bilden, dann würde die diagnostische Trennung anschließend wieder 50% Wolkeneis (mit halb so großem Mischungsverhältnis) ergeben. Daraus folgt, daß im Mischphasenbereich in CTL nie das gesamte Wolkeneis oder Wolkenflüssigwasser ausfallen kann.

Für den globalen Mittelwert der Änderung des Eiswasserweges ist jedoch die Gemeinsamkeit in der Parameterisierung der Niederschlagsbildungsrate (CTL und PSED gegenüber PCI und CAGG) wichtiger. Sie drückt sich in den SST-2K Experimenten durch eine unterschiedliche Gewichtung des Wolkeneises in den Tropen und Extratropen aus. In den Differenzen zwischen den SST+2K und SST-2K Experimenten dominiert in CTL und PSED die starke Zunahme des Wolkeneises bei hohen Wolkeneis-Mischungsverhältnissen im SST-2K Experiment. Sie fehlt in PCI und CAGG, da dort im statistischen Mittel das gesamte Wolkeneis während eines Zeitschrittes in Schnee umgewandelt wird.

Die Differenzen im Wolkenflüssigwasser zwischen den SST+2K und SST-2K Experimenten

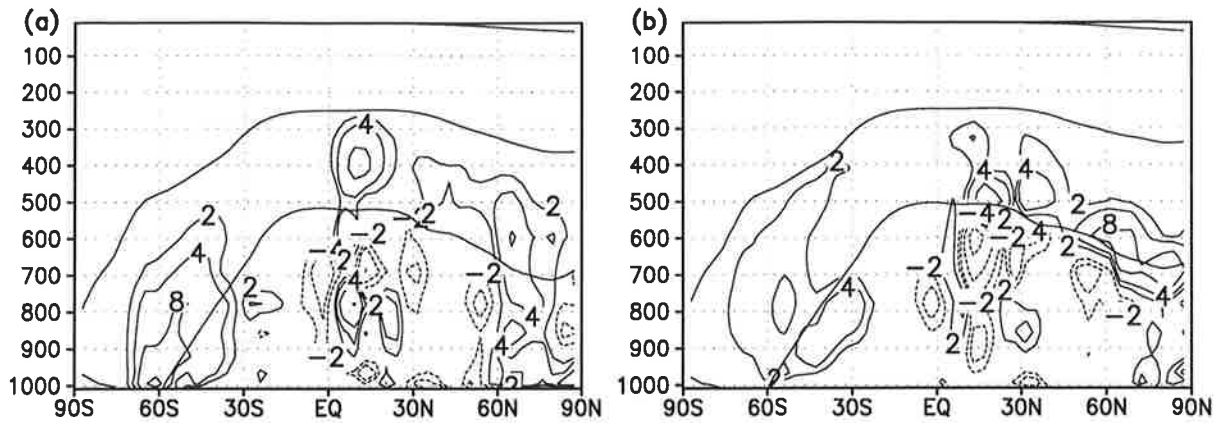


Abbildung 7.4: Zonal-Vertikalschnitte (Druck in hPa) der Differenzen des Wolkenflüssigwassers zwischen dem SST+2K und dem SST-2K Experiment für CTL (a) und PCI (b). Isolinienabstand: ± 2 , ± 4 , ± 8 mg kg^{-1} . Zusätzlich sind die 238.2 K und 273.2 K Isolinien des SST+2K-Experiments eingezeichnet.

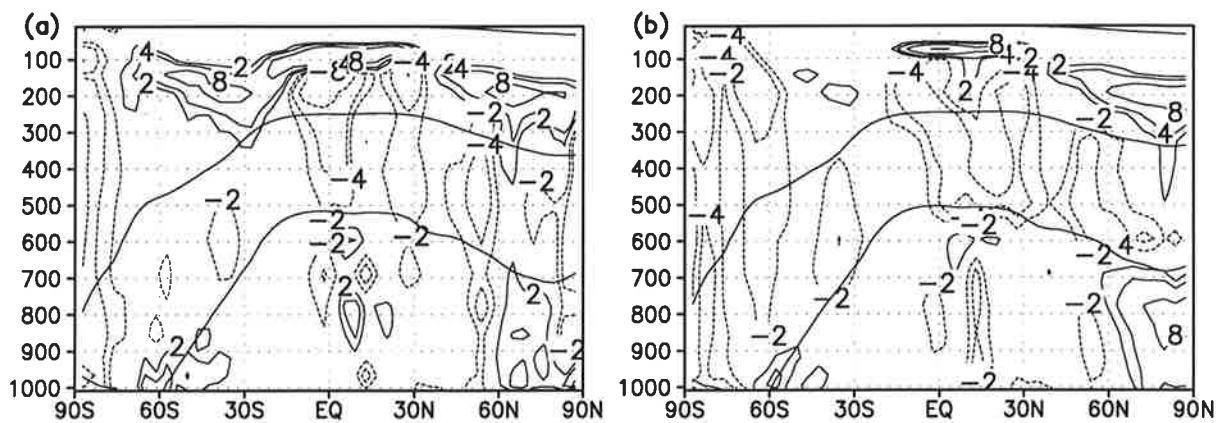


Abbildung 7.5: Zonal-Vertikalschnitte (Druck in hPa) der Differenzen des Bedeckungsgrades zwischen dem SST+2K und dem SST-2K Experiment für CTL (a) und PCI (b). Isolinienabstand: ± 2 , ± 4 , ± 8 , ± 16 %. Zusätzlich sind die 238.2 K und 273.2 K Isolinien des SST+2K-Experiments eingezeichnet.

sind in allen Simulationen recht ähnlich und deshalb nur für CTL und PCI in Abb. 7.4 dargestellt. Das Wolkenflüssigwasser nimmt in beiden Simulationen im gesamten Mischphasenbereich zu, wobei der Anstieg in den Tropen und in der Winterhemisphäre in CTL höher und in der Sommerhemisphäre niedriger ist als in PCI. In warmen Wolken halten sich die Zu- und Abnahme im Wolkenflüssigwasser in etwa die Waage.

Die Abnahme des Bedeckungsgrades mittelhoher Wolken ist in PCI etwas stärker und die Zunahme hoher Wolken etwas geringer ausgeprägt als in CTL (Abb. 7.5). Wie schon in der Änderung des Wolkeneises sichtbar war, nimmt der Bedeckungsgrad hoher Wolken in CTL fast überall zu, während seine Zunahme in PCI zwei getrennte Maxima über dem Äquator und nördlich von 40°N aufweist. Die Umverteilung der Bewölkung in höhere Schichten erklärt die Verlagerung von Wolkenflüssigwasser und Wolkeneis in höhere Niveaus. In beiden Simulatio-

nen führt die Abnahme von Wolkeneis und die Zunahme von Wolkenflüssigwasser im Mischphasenbereich zu einer längeren Lebensdauer der Wolken, da Wasserwolken in beiden Simulationen rund zweieinhalb mal so lange in der Atmosphäre verweilen wie Eiswolken (Tabelle 7.2).

Die Änderungen in SCF und LCF sind in PCI wesentlich geringer als in CTL (Tabelle 7.1). In CTL führt die Zunahme des Wolkeneises und des Bedeckungsgrades zu einer Erhöhung des Emissionsvermögens von Eiswolken, die keine Schwarzstrahler sind. Außerdem wird die Strahlungstemperatur der Eiswolken durch ihre Verlagerung in höhere Schichten erniedrigt, so daß die Fähigkeit des Systems Erde-Atmosphäre, bei Anwesenheit von Wolken langwellige Strahlung in den Weltraum zu emittieren, abgenommen hat (vgl. *Cess et al.*, 1990). Deshalb ist LCF im wärmeren Klima um 4 Wm^{-2} erhöht. Der Strahlungseffekt der Zunahme des Wolkenwasserweges (Summe aus Flüssig- und Eiswasserweg) im wärmeren Klima überwiegt den der Abnahme des Bedeckungsgrades tiefer und mittelhoher Wolken, so daß die optische Dicke, die Wolkenalbedo und SCF im wärmeren Klima größer geworden sind. Die Zunahme von LCF ist höher als die von SCF, so daß in CTL Wolken die globale Klimasensitivität um 24% erhöhen. Die Wolken-Klima-Rückkopplung ist also in CTL positiv.

In PCI kompensieren sich die Wirkungen der Abnahme des Eiswasserweges und die der niedrigeren Strahlungstemperatur der Eiswolken durch ihre Verlagerung in höhere Schichten, so daß LCF im wärmeren Klima nahezu unverändert bleibt. SCF hat betragsmäßig um 0.6 Wm^{-2} im wärmeren Klima abgenommen, da der Effekt der Reduzierung des Bedeckungsgrades tiefer Wolken den der Zunahme der optischen Dicke durch Erhöhung des Wolkenwasserweges überwiegt. In PCI erhöhen die Wolken die globale Klimasensitivität um nur 10%, was signifikant geringer ist als in CTL. Der Sensitivitätsparameter λ_{cs} der wolkenfreien Referenzatmosphäre ist in beiden Simulationen ähnlich.

In PSED führt die Wirkung der Zunahme des Eiswasserweges und die Verlagerung von Eiswolken in höhere Schichten, wie in CTL, zur Zunahme von LCF im wärmeren Klima (Tabelle 7.1). Diese Zunahme ist jedoch trotz doppelt so hohen Anstiegs im Eiswasserweg in PSED verglichen mit CTL nur halb so groß. Ursache hierfür ist einerseits, daß der Bedeckungsgrad in PSED leicht abgenommen hat, während er in CTL geringfügig zugenommen hat. Andererseits ist die geographische Verteilung des Flüssigwasserweges in PCI und PSED verschieden von der in CTL. So kann der Effekt der niedrigeren Strahlungstemperatur der Eiswolken durch Verlagerung in höhere Schichten durch tieferliegende Wasserwolken abgeschwächt werden. Die geringere Zunahme von SCF in PSED verglichen mit CTL ist bei stärkerer Zunahme des

Wolkenwasserweges auf die Reduzierung im Bedeckungsgrad in PSED und Unterschiede in der geographischen Verteilung des Wolkenwasserweges zurückzuführen. Die Klimasensitivität in CAGG und die Änderungen von SCF und LCF sind denen von PCI sehr ähnlich (Tabelle 7.1). Die Abnahme des Bedeckungsgrades ist in diesem Experiment höher und die des Eiswasserweges geringer als in PCI, so daß LCF im wärmeren Klima abnimmt. Δ SCF ist etwa gleich groß wie in PCI, was aus der höheren Abnahme des Bedeckungsgrades und der höheren Zunahme des Wolkenwasserweges als in PCI folgt. So beträgt die Verstärkung der globalen Klimasensitivität durch Wolken in CAGG nur 4%.

	CAUT	PNLK	PRIE	PRIS	PRIO	PCCX
Δ LWP	8.4±2.3	10.1±1.6	2.7±0.6	5.5±1.5	5.5±1.4	3.3±1.7
Δ IWP	3.0±0.5	-2.1±0.4	-1.4±0.2	-1.6±0.2	-1.8±0.2	-2.1±0.4
Δ CC	0.7±0.5	-1.4±0.6	-1.6±0.6	-1.8±0.6	-1.7±0.7	-2.3±0.7
Δ SCF	-2.8±1.1	-0.1±0.5	1.0±0.7	0.6±0.5	0.5±0.8	2.1±0.6
Δ LCF	4.2±0.6	0.3±0.4	-0.1±0.5	-0.1±0.5	-0.2±0.5	-0.2±0.5
Δ CF	1.4±0.8	0.2±0.5	0.9±0.5	0.5±0.7	0.3±0.5	1.9±0.7
λ	0.67±0.1	0.54	0.57±0.1	0.54	0.53	0.64±0.1
λ_{cs}	0.54	0.53	0.51	0.50	0.51	0.49
λ/λ_{cs}	1.23±0.1	1.03±0.1	1.12±0.1	1.07±0.1	1.05±0.1	1.3±0.2

Tabelle 7.3: wie Tabelle 7.1, nur für die in Tabelle 6.1 aufgelisteten Sensitivitätsexperimente.

In dem Sensitivitätsexperiment mit konstanten Werten von N_j über Land und den Ozeanen (PNLK) ist die Zunahme im Flüssigwasserweg fast doppelt so hoch wie in PCI und sogar 10% höher als in CTL (Tabellen 7.3 und 7.1). Die Abnahme im Bedeckungsgrad ist etwas geringer als in PCI. In diesem Experiment kompensiert die Abnahme des Bedeckungsgrades tiefer und mittelhoher Wolken in ihrer Strahlungswirkung genau die Zunahme des Wolkenwasserweges, so daß Δ SCF fast Null ist und zwischen den Änderungen in CTL und PCI liegt. Da in der Eisphase keine signifikanten Veränderungen stattfinden, kompensieren sich die Veränderungen von SCF und LCF, und Wolken verstärken die globale Klimasensitivität nur um 3%. Die unterschiedliche Parameterisierung der Warmphasen-Physik (Experimente CTL und CAUT) hat keine nennenswerten Auswirkungen auf die globale Klimasensitivität (Tabellen 7.3 und 7.1).

In den Sensitivitätsexperimenten mit verschiedenen effektiven Eisteilchenradien (PRIE, PRIO

und PRIS) verstärken Wolken die globale Klimasensitivität um 5% bis 12%. Je kleiner der Eiswasserweg im Kontrollklima ist, desto geringfügiger ist auch die Abnahme des Eiswasserweges im wärmeren Klima (Tabellen 7.3 und 6.1), wobei ΔLCF in allen Experimenten fast Null ist. In PRIE ist der Flüssigwasserweg im Kontrollklima wesentlich geringer als in PCI, und seine Zunahme im wärmeren Klima fällt ebenfalls gering aus. Bei ähnlicher Reduzierung des Bedeckungsgrades nimmt somit SCF im wärmeren Klima in PRIE betragsmäßig stärker ab als in PCI. Insgesamt gesehen sind die Klimasensitivität und die Änderungen der Komponenten des cloud forcings in diesen drei Sensitivitätsexperimenten denen von PCI sehr ähnlich. Somit ist die Abnahme des Eiswasserweges nicht zufällig, sondern ein stabiles, sich wiederholendes Muster, wenn die Parameterisierung der Aggregationsrate nach Gl. (3.16) gewählt wird. D. h. selbst die kleineren effektiven Eisteilchenradien in PRIE verlängern weder die Lebensdauer der Eiswolken signifikant, noch verhindern sie, daß innerhalb eines Zeitschrittes das gesamte Wolkeneis in Schnee konvertiert werden kann, so daß auch hier der Eiswasserweg im wärmeren Klima abnimmt. Einzig die Höhe der Abnahme des Eiswasserweges ist dabei an den Eiswasserweg im Kontrollklima gekoppelt. Im Gegensatz dazu nimmt der Flüssigwasserweg in PNLK, der im Kontrollklima nur 10% höher liegt als in PCI, um 80% stärker zu als in PCI. Ursache hierfür ist, daß die geographische Verteilung des Flüssigwasserweges in PCI und PNLK verschieden ist, während die des Eiswasserweges in PRIE, PRIO, PRIS und PCI gleich bleibt.

Wird das globale Erwärmungs-Experiment mit der neuen Parameterisierung des Bedeckungsgrades (PCCX) durchgeführt, so ist die Verstärkung der globalen Klimasensitivität durch Wolken mit 30% am größten (Tabelle 7.3). Der Eiswasserweg nimmt ähnlich stark wie in PCI ab, wobei seine Abnahme den Effekt der kälteren Strahlungstemperatur in höheren Schichten leicht überwiegt, so daß LCF im wärmeren Klima geringfügig abnimmt. Die Erhöhung des Flüssigwasserweges beträgt in PCCX nur 60% der von PCI und der Bedeckungsgrad nimmt um 20% stärker ab. Somit ist die Reduzierung von SCF im wärmeren Klima in PCCX um 1.5 Wm^{-2} höher als in PCI.

7.3 Diskussion

Die entgegengesetzte Änderung des Eiswasserweges in CTL und PCI zwischen dem SST+2K und SST-2K Experiment läßt sich wie folgt begründen: In PCI hat bei kaum veränderter Quellstärke die Lebensdauer der Eiswolken im wärmeren Klima etwas abgenommen, da häufiger das gesamte Wolkeneis innerhalb eines Zeitschrittes in Schnee umgewandelt wird. Somit hat

das Wolkeneis über einen größeren Höhenbereich ab- als zugenommen. Die schnelle Umwandlung von Wolkeneis in Schnee bei großen Wolkeneis-Mischungsverhältnissen führt dazu, daß Wolkeneis nur dort länger verweilt, wo das Wolkeneis-Mischungsverhältnis klein ist. Das ist vorzugsweise der Fall in höherliegenden, kälteren Schichten der Atmosphäre, wo sich aufgrund des niedrigeren Wasserdampf-Angebots weniger Kondensat bildet. In CTL hingegen hat das Wolkeneis über einen größeren Höhenbereich zu- als abgenommen. Die Zunahme findet schon im Mischphasenbereich, also bei wärmeren Temperaturen als in PCI statt, was auf die diagnostische Trennung von Wolkenflüssigwasser und Wolkeneis zurückzuführen ist. Zusätzlich nimmt die Lebensdauer der Eiswolken im wärmeren Klima in CTL zu, da die Niederschlagsbildungsrate mit zunehmendem Wolkeneis nicht so rapide steigt wie in PCI. Folglich hat der Eiswasserweg im wärmeren Klima zugenommen. Eine Abnahme im Eiswasserweg im wärmeren Klima kann in CTL dadurch erreicht werden, daß die Niederschlagsbildungsrate über die Eisphase aus PCI die aus CTL ersetzt. Die Zunahme des Flüssigwasserweges in PCI beträgt nur 60% derjenigen aus CTL und der Bedeckungsgrad nimmt um 2 Prozentpunkte zu, während er in CTL um einen halben Prozentpunkt abnimmt. Als Folge dieser Prozesse sind die Änderungen in den Komponenten des cloud forcings in PCI wesentlich geringer als in CTL und die Wolken-Klima-Rückkopplung ist in PCI gegenüber der in CTL reduziert.

Sensitivitätsexperimente mit verschiedenen Parameterisierungen des effektiven Eisteilchenradius (r_{ie}) in PCI haben gezeigt, daß die Abnahme des Eiswasserweges ein stabiles Muster ist. Es ist kein Vorzeichenwechsel in der Wolken-Klima-Rückkopplung oder eine signifikante Änderung bezüglich der Größe der Eisteilchen, wie *Stephens et al.* (1990) ableiteten, erkennbar. So ist die Klimasensitivität in PCI und PRIE, wo r_{ie} in beiden Fällen nur vom Eiswassergehalt abhängt und r_{ie} in PRIE durchschnittlich nur halb so groß ist wie in PCI, nicht signifikant unterschiedlich.

8. Zusammenfassung und Ausblick

8.1 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit ist ein neues Wolkenmikrophysik-Schema (PCI) für stratiforme Wolken entwickelt worden, um die Komponenten des hydrologischen Kreislaufs im globalen atmosphärischen Zirkulationsmodell ECHAM realistischer darzustellen. Die wesentlichen Merkmale dieses neuen Schemas sind:

- Separate prognostische Gleichungen für Wolkenflüssigwasser und Wolkeneis
- Einführung einer Parameterisierung der Autokonversionsrate von Wolkentröpfchen, die zusätzlich zur Abhängigkeit vom Flüssigwassergehalt die Anzahldichte der Wolkentröpfchen (N_1) berücksichtigt, wodurch sich die Möglichkeit eröffnet das neue Wolkenmikrophysik-Schema an ein Aerosol-Schema zu koppeln
- Empirische Beziehung zwischen N_1 und der Masse der Sulfat-Aerosole, die ihrerseits aus einer Simulation des Schwefelkreislaufs gewonnen wurde
- Einführung einer Parameterisierung der Aggregationsrate, die zusätzlich zum Eiswassergehalt die Größe der Eisteilchen beinhaltet
- Empirische Beziehung zwischen dem Eisteilchenradius und dem Eiswassergehalt
- Option einer neuen Parameterisierung des Bedeckungsgrades, die nicht ausschließlich von der relativen Feuchte, sondern auch vom Wolkenwassergehalt abhängt

Die Veränderungen des Modellklimas der Simulation mit PCI gegenüber der mit dem Standardschema in ECHAM4 (CTL) sind durch Änderungen in der Warmphasenphysik, insbesondere durch die Kopplung von N_1 an die Masse der Sulfat-Aerosole und durch Änderungen in der Misch- und Eisphasenphysik bestimmt. Welches der dominierende Einflußfaktor ist, kann durch die Nichtlinearitäten zwischen verschiedenen Prozessen nicht mit Bestimmtheit gesagt werden. So war beispielsweise die Einführung einer höheren Verdunstungs- und Sublimationsrate von stratiformem Niederschlag notwendig, um ein realistisches cloud forcing zu simulieren. Das wiederum beeinflusst die Wolkenbildung in der unteren Troposphäre. Die Einführung einer geographischen Verteilung von N_1 bestimmt maßgeblich die Verteilung des Flüssigwasserweges. Das neue Misch- und Eisphasen-Schema verändert die Verteilung von Eiswolken gegenüber CTL und begrenzt durch Mischphasenprozesse zusätzlich die Lebensdauer von Wasserwolken.

Der Vergleich von mehrjährigen Modellintegrationen von PCI mit CTL und mit Beobach-

tungsdaten liefert folgende Ergebnisse:

- Die globalen Mittelwerte der Beobachtungsdaten werden von PCI und CTL meistens im Rahmen der Meßungenauigkeit reproduziert.
- Der hydrologische Kreislauf in PCI ist verlangsamt, da die Verdunstung von stratiformem Regen bzw. die Sublimation von Schnee größer ist als in CTL. Die Abnahme des stratiformen Niederschlags wird durch Zunahme des konvektiven Niederschlags zum Teil kompensiert.
- Die höheren Verdunstungs- und Sublimationsraten von stratiformem Niederschlag in PCI erhöhen die relative Feuchte in der unteren tropischen Troposphäre, was sich besser mit Beobachtungsdaten der CEPEX-Meßkampagne deckt.
- Die Einführung einer geographischen Variation von N_1 in PCI führt dazu, daß maritime Wolken in der Regel geringere Werte von N_1 aufweisen und somit eher Niederschlag bilden. Insbesondere in den Tropen resultiert daraus in PCI eine Reduzierung der Überschätzung des Flüssigwasserweges, die in CTL deutlich ist.
- Der Eiswasserweg in PCI ist 40% höher als in CTL, was auf effektivere Gefrierprozesse mit anschließendem Depositionswachstum von Wasserdampf auf Eisteilchen zurückzuführen ist. Der Eiswassergehalt ist vor allem in der mittleren und oberen Troposphäre der Extratropen erhöht und in den Tropen im Vergleich zu CTL reduziert. So ist auch der Bedeckungsgrad hoher Wolken in den Tropen verringert, was sich besser mit den ISCCP-Daten deckt.
- Die hohen Werte des Wolkenflüssigwassers und Wolkeneises an der Erdoberfläche in CTL sind in PCI deutlich verringert.
- Als Folge des geringeren tropischen Bedeckungsgrades sowie Flüssig- und Eiswasserweges sind, in besserer Übereinstimmung mit den ERBE-Daten, SCF und LCF in PCI gegenüber CTL in den Tropen reduziert.
- Der Bedeckungsgrad und LCF sind in PCI über hohen Breiten der Winterhemisphäre erhöht, weil kleine Eisteilchen sehr langlebig sind. Das steht nicht in Einklang mit Daten von ISCCP und ERBE, obwohl die Langlebigkeit kleiner Eisteilchen als solche beobachtet wird.
- Die Unterschätzung des Flüssigwasserweges und von SCF über dem südlichen Ozean in PCI kann reduziert werden, wenn im Mischphasenbereich die kurzlebigen Eiswolken durch langlebigere Wasserwolken ersetzt werden.
- Der Zonalwind ist in PCI etwas stärker als in CTL und den EZMW-Analysen. Die gleichen Windstärken wie in CTL können mit PCI simuliert werden, wenn LCF global um 2 Wm^{-2}

auf den gleichen Wert wie in CTL reduziert wird, da LCF und die großräumige Dynamik stark aneinander gekoppelt sind.

- Im statistischen Vergleich ist der Wolkenwassergehalt in PCI bei niedrigeren Temperaturen den Beobachtungsdaten ähnlicher als in CTL, während er zwischen ca. 255 K und 272 K niedriger als beobachtet und als in CTL ist. Das ist auf die effektiven Mischphasenprozesse in PCI und die schnelle Aggregation von Eisteilchen im Fall hoher Eiswassergehalte zurückzuführen.
- Durch die Parameterisierung des Bedeckungsgrades, die neben der relativen Feuchte auch den Wolkenwassergehalt berücksichtigt (Experiment PCCX), ist der Bedeckungsgrad in hohen Breiten in Einklang mit Beobachtungsdaten gegenüber PCI verringert. Nachteilig ist, daß die ostpazifische und atlantische innertropische Konvergenzzone weniger stark ausgeprägt sind als beobachtet.
- Ebenfalls wird mit PCCX die beobachtete Amplitude der SCF- und LCF-Anomalien während El Niño- und La Niña-Ereignissen realistisch simuliert, wobei beide Amplituden, wie beobachtet, gleich hoch sind. In PCI und CTL hingegen überwiegt die SCF-Anomalie die LCF-Anomalie.
- Idealisierte Klimaänderungsexperimente mit einer globalen, einheitlichen Erhöhung der SST um 4 K in permanenten Juli-Experimenten zeigen, daß in PCI der Eiswasserweg im wärmeren Klima abnimmt, während er in CTL zunimmt. Ursache hierfür ist die Parameterisierung der Aggregationsrate in PCI, die bei steigendem Eiswassergehalt stärker zunimmt als die Niederschlagsbildungsrate in CTL und den Eiswassergehalt nach oben begrenzt. So findet in PCI im wärmeren Klima bei gleicher Quellstärke des Wolkeneises die Umwandlung des gesamten Wolkeneises in Schnee häufiger innerhalb eines Modellzeitschrittes statt und reduziert damit geringfügig die Lebensdauer der Eiswolken. Der Anstieg des Wolkenwasserweges in PCI beträgt nur 60% dessen in CTL. Der Bedeckungsgrad nimmt in PCI um zwei Prozentpunkte ab, während er in CTL um einen halben Prozentpunkt steigt. Als Folge dieser Änderungen sind ΔSCF und ΔLCF in PCI signifikant geringer als in CTL. Dabei kehrt sich sogar das Vorzeichen von ΔSCF in PCI um. Hier überwiegt der Effekt der Abnahme des Bedeckungsgrades tiefer und mittelhoher Wolken im wärmeren Klima den der Zunahme des Wolkenwasserweges, so daß SCF im wärmeren Klima geringfügig abnimmt. Insgesamt verstärken Wolken die globale Klimasensitivität um nur 10% in PCI verglichen mit 24% in CTL.

- Die mit PCI durchgeführten Sensitivitätsexperimente haben hinsichtlich der idealisierten Klimaänderungsexperimente ergeben, daß die Abnahme des Eiswasserweges ein stabiles Muster ist, solange nicht die Aggregations- und Akkreszenzrate als Niederschlagsbildungsprozesse über die Eisphase gegen den Sedimentationsfluß in CTL ausgetauscht werden. Die Verstärkung der globalen Klimasensitivität durch Wolken jedoch variiert in den Sensitivitätsexperimenten zwischen 3% und 30%.

8.2 Offene Fragen

- Die Parameterisierung der Aggregationsrate, die bei Zeitschritten von Mesoskala-Modellen gute Ergebnisse liefert, führt im Klimamodell aufgrund des um 2-3 Größenordnungen höheren Zeitschrittes, dazu, daß bei hohen Eiswassergehalten das Wolkeneis innerhalb eines Zeitschrittes in Schnee umgewandelt wird, der sofort ausfällt. Deshalb sind auch die 95% Perzentile im Wolkenwassergehalt in der T106 Integration, mit einem um einen Faktor drei kleineren Zeitschritt, höher als in PCI in T30 Auflösung. Insofern sollte auch in der Wolkenphysik über eine andere Zeitintegration nachgedacht werden. Vorstellbar ist beispielsweise ein kürzerer Zeitschritt innerhalb der Wolkenroutine.
- Sensitivitätsexperimente mit verschiedenen Annahmen von N_1 haben gezeigt, daß die geographische Verteilung des Flüssigwasserweges in PCI stark von N_1 abhängt. So wird der mit PCI simulierte Flüssigwasserweg dem von CTL wesentlich ähnlicher, wenn die geographische Variation von N_1 auf den Land-Meer-Kontrast reduziert wird. Die Kopplung von N_1 an die Masse der Sulfat-Aerosole ist ein erster Schritt zur Berücksichtigung des Einflusses von Aerosolen auf die Niederschlagsbildung warmer Wolken. Da insbesondere neuere Messungen gezeigt haben, daß selbst dann, wenn Sulfate den Großteil der Masse aller Aerosole ausmachen, diese nicht den Großteil der Kondensationskerne darstellen, ist die Kopplung von N_1 an ein Aerosol-Schema unerlässlich. Dieses Schema sollte entweder verschiedene Aerosol-Größenklassen beinhalten oder die chemische Zusammensetzung der Aerosole berücksichtigen bzw. beides einbeziehen. Werden verschiedene Aerosol-Größenklassen prognostiziert, läßt sich N_1 aus der Konzentration der Aerosole im Akkumulationsmode bestimmen. Wird die chemische Zusammensetzung der Aerosole parameterisiert, können zusätzlich Nitrate oder organische Substanzen als Kondensationskerne berücksichtigt werden.

- Des Weiteren sollte in Zukunft in Klimamodellen nicht nur der Einfluß der Aerosole auf die Niederschlagsbildung, sondern auch auf die Wolkenbildung berücksichtigt werden. *Ghan et al.* (1993) haben eine Parameterisierung der Nukleation entwickelt, die neben der Abhängigkeit von der Aerosolmasse auch die von der Vertikalgeschwindigkeit enthält. Noch gibt es keine realistische mesoskalige Vertikalgeschwindigkeit im Klimamodell, aber Ansätze, diese aus der turbulenten kinetischen Energie zu berechnen, sind denkbar. Dazu müßte in einem weiteren Schritt N_1 prognostiziert werden.
- Eiskeime werden traditionell als wasserunlösliche Substanzen, vor allem Mineralien, angesehen (z. B. *Rogers und Yau*, 1991). Neuere Arbeiten (z. B. *Rosinski*, 1995; *Alheit, persönliche Mitteilung*) ergeben, daß ein Großteil der Eiskeime ehemalige Kondensationskerne, insbesondere Sulfate, sind. Insofern sollte die Eiskeimbildung ebenso wie die Tröpfchenbildung an ein Aerosol-Schema gekoppelt werden.
- In PCI findet Depositionswachstum erst statt, wenn durch Gefrierprozesse Wolkeneis entstanden ist. Damit können Gefrierprozesse, die nicht nur temperaturabhängig sind, berücksichtigt werden. Nachteilig hierbei ist die Annahme, daß der Bergeron-Findeisen-Prozeß innerhalb eines Zeitschrittes abläuft, um das Kondensationswachstum bei Gegenwart von Eis zu unterbinden und entweder mit Kondensationswachstum bei Wasserübersättigung oder Depositionswachstum bei Eisübersättigung arbeiten zu können. Diese Methode stößt an ihre Grenzen, wenn der Modellzeitschritt verringert wird. Dann ist eine explizite Berechnung der Kondensationsrate nicht nur wegen der Berücksichtigung von Aerosolen, sondern auch für die Phasentrennung von Flüssigwasser und Eis im Mischphasenbereich unerlässlich.
- Maritime Stratocumuli werden in CTL und PCI schlecht erfaßt, obwohl der Schwellenwert der relativen Feuchte für die Wolkenbildung unterhalb einer Inversion über den Ozeanen reduziert ist. Ein Schritt zur Lösung dieses Problems liegt einerseits in der Erhöhung der vertikalen Auflösung in der planetaren Grenzschicht. So haben Sensitivitätsexperimente gezeigt, daß maritime Stratocumuli bei Einführung von 30 Schichten in der Grenzschicht gut simuliert werden (*Roeckner, persönliche Mitteilung*). Andererseits kommt die Einführung eines vertikalen Bedeckungsgrades für Grenzschichtwolken in Frage (*Del Genio et al.*, 1996).
- Die Vernachlässigung der Advektion in PCI ist nötig, da das jetzige Advektions-Schema zu große Massenfehler bei großen vertikalen Gradienten macht. Da jedoch in der Natur Wolken advehiert werden, ist die Entwicklung von Advektions-Schemata, die sowohl massenerhal-

tend wie positiv definit sind, wünschenswert.

- Auf die prognostische Behandlung von Regen und Schnee ist in dieser Arbeit verzichtet worden. Wird eine mittlere Fallgeschwindigkeit von Regentropfen von 5 ms^{-1} angenommen, so durchfällt ein Regentropfen aus einem Nimbostratus in 6 km Höhe die Atmosphäre innerhalb von 20 min, was unterhalb des Modellzeitschrittes in der Horizontalauflösung T30 liegt. Insofern ist die Annahme, daß kein Regen in der Atmosphäre gespeichert werden muß, sinnvoll. Wird für Schneekristalle eine mittlere Fallgeschwindigkeit von 2 ms^{-1} angesetzt, so braucht ein Schneekristall schon 50 min, um aus 6 km Höhe die Erdoberfläche zu erreichen. Hier führt die Annahme des Säulengleichgewichts zu Fehlern, insbesondere wenn die Horizontalauflösung des Klimamodells erhöht und damit der Modellzeitschritt erniedrigt wird. Deshalb sollte die Einführung von Schnee als zusätzliche prognostische Variable überdacht werden.
- Da es bislang keine globalen Verteilungen von Wolkeneis, Größe und Form von Eisteilchen sowie Wolkenflüssigwasser in verschiedenen Höhenschichten gibt und die existierenden Messungen mit großen Unsicherheiten behaftet sind, müssen weitere Meßkampagnen und kontinuierliche Bodenbeobachtungen und Satellitenmessungen durchgeführt werden. Vor allem sind optische Eigenschaften von Eiswolken nicht genau genug bekannt, da beispielsweise die Bestimmung der optischen Dicke durch die Vielzahl der Eisformen erschwert wird (*Betancor*, 1996). Beobachtungsdaten sind jedoch zur Modellvalidierung und Ableitung neuer Parameterisierungen unerlässlich.

8.3 Schlußbemerkung

Zusammenfassend läßt sich festhalten, daß CTL und PCI die groben Strukturen der beobachteten physikalischen und optischen Eigenschaften der Wolken reproduzieren und dabei meistens im Rahmen der Meßungenauigkeit liegen. Der Vorteil von PCI liegt darin, daß es die wolkenmikrophysikalischen Prozesse detaillierter beschreibt und daß der Rahmen geschaffen ist, die Aerosolphysik an die Wolkenphysik zu koppeln. Es kann somit verlässlicher für Abschätzungen der Aerosol-Wolken-Wechselwirkung und für Abschätzungen der Wolken-Klima-Rückkopplung eines geänderten Klimas dienen.

9. Literaturverzeichnis

- Ackerman AS, Toon OB, Hobbs PV (1993) Dissipation of marine stratiform clouds and collapse of the marine boundary layer due to the depletion of cloud condensation nuclei by clouds. *Science* 262: 226-229
- Albrecht BA (1989) Aerosols, cloud microphysics, and fractional cloudiness. *Science* 245: 1227-1230
- Andreae MO (1995) Climatic effects of changing atmospheric aerosol levels. In „*World Survey of Climatology*“. Volume XVI: *Future climates of the world*. Henderson-Sellers A (Hrsg), S 347-398
- Andreae MO, Elbert W, de Mora SJ (1995) Biogenic sulfur emissions and aerosols over the tropical South Atlantic. 3. Atmospheric dimethylsulfide, aerosols and cloud condensation nuclei. *J Geophys Res* 100: 11335-11356
- Arnott WP, Dong YY, Hallett J, Poellot MR (1994) Role of small ice crystals in radiative properties of cirrus: A case study, FIRE II, November 22, 1991. *J Geophys Res* 99: 1371-1381
- Arking A (1991) The radiative effects of clouds and their impact on climate. *Bull Amer Meteor Soc* 71: 795-813
- Ballard SP, Gregory D, Hutchinson MG (1995) Transition of ice/water phase in a physio-statistical cloud scheme: sensitivity to physical package. In WCRP workshop on „*Cloud microphysics parameterizations in global atmospheric circulation models*“, 23-25 May 1995, WCRP-90, Kananaskis, Canada, S 249-281
- Barker HW, Liu D (1995) Inferring optical depth of broken clouds from Landsat data. *J Climate* 8: 2620-2630
- Barkstrom BR (1984) The Earth Radiation Budget Experiment (ERBE). *Bull Amer Meteor Soc* 65: 1170-1185
- Barnett TP, Latif M, Kirk E, Roeckner E (1991) On ENSO physics. *J Climate* 4: 487-515
- Baumgartner A, Reichel E (1975) The world water balance. *Elsevier*, Amsterdam, 179 S
- Beheng KD, Wacker U (1993) Über die Mikrostruktur von Wolken. *Promet* 23: 10-15
- Beheng KD (1994) A parameterization of warm cloud microphysical conversion processes. *Atmos Res* 33: 193-206
- Bengtsson L, Arpe K, Roeckner E, Schulzweida U (1996) Climate predictability experiments with a general circulation model. *Clim Dyn* 12: 261-278
- Berresheim H, Eisele FL, Tanner DJ, McInnes M, Ramsey-Bell DC, Covert DS (1993) Atmospheric sulfur chemistry and cloud condensation nuclei (CCN) concentrations over

- the Northeastern Pacific coast. *J Geophys Res* 98: 12701-12711
- Berry EX (1967) Cloud droplet growth by collection. *J Atmos Sci* 24: 688-701
- Berry EX, Reinhardt RL (1973) Modeling of condensation and collection within clouds. *DRI Phys Sci Pub 16*, University of Nevada
- Betancor M (1996) Bodengebundene Fernerkundung von Eiswolken im nahen Infrarot. *Dissertation*, Universität Hamburg, 111 S
- Betts AK, Harshvardhan (1987) Thermodynamic constraint on the cloud liquid water feedback in climate models. *J Geophys Res* 92: 8483-8485
- Bigg EK (1953) The supercooling of water. *Proc Phys Soc* 66: 688-694
- Boer GJ, McFarlane NA, Laprise R, Henderson JD, Blanchet JP (1984) The Canadian Climate Centre spectral atmospheric general circulation model. *Atmosphere-Ocean* 22: 397-429
- Boucher O, Le Treut H, Baker MB (1995) Precipitation and radiation modelling in a GCM: Introduction of cloud microphysical processes. *J Geophys Res* 100: 16395-16414
- Boucher O, Lohmann U (1995) The sulfate-CCN-cloud albedo effect. A sensitivity study with two general circulation models. *Tellus* 47B: 281-300
- Brinkop S, Roeckner E (1995) Sensitivity of a general circulation model to parameterizations of cloud-turbulence interactions in the atmospheric boundary layer. *Tellus* 47A: 197-220
- Brümmer B (1993) Arktis 1993. Report on the field phase with examples of measurements. *Berichte aus dem Zentrum für Meeres- und Klimaforschung. Reihe A: Meteorologie, Nr. 11*, 186 S
- Cairns B (1995) Diurnal variations of cloud from ISCCP data. *Atmos Res* 37: 133-146
- Calahan RF, Ridgway W, Wiscombe WJ, Bell TL, Snider JB (1994) The albedo of fractal stratocumulus clouds. *J Atmos Sci* 51: 2434-2455
- Cess RD, Potter GL (1987) Exploratory studies of cloud radiative forcing with a general circulation model. *Tellus* 39A: 460-473
- Cess RD, Potter GL, Blanchet JP, Boer GJ, Del Genio AD, Déqué M, Dymnikov V, Galin V, Gates WL, Ghan SJ, Kiehl JT, Lacis AA, Le Treut H, Li ZX, Liang XZ, McAvaney BJ, Meleshko VP, Mitchell JFB, Morcrette JJ, Randall DA, Rikus L, Roeckner E, Royer JF, Schlese U, Sheinin DA, Slingo A, Sokolov AP, Taylor KE, Washington MW, Wetherald RT, Yanai I, Zhang MH (1990) Intercomparison and interpretation of climate feedback processes in 19 atmospheric general circulation models. *J Geophys Res* 95: 16601-16615
- Cess RD, Zhang MH, Potter GL, Barker HW, Colman RA, Dazlich DA, Esch M, Fraser JR, Galin V, Gates WL, Hack JJ, Ingram WJ, Kiehl JT, Lacis AA, Le Treut H, Li ZX, Liang XZ,

- Mahfouf JF, McAvaney BJ, Meleshko VP, Morcrette JJ, Randall DA, Roeckner E, Royer JF, Sokolov AP, Sporyshev PV, Taylor KE, Wang WC, Yanai I (1993) Uncertainties in carbon dioxide radiative forcing in atmospheric general circulation models. *Science* 262: 1252-1255
- Cess RD, Zhang MH, Minnis P, Corsetti L, Dutton EG, Forgan BW, Garber DP, Gates WL, Hack JJ, Harrison EF, Jing X, Kiehl JT, Long CN, Morcrette JJ, Potter GL, Ramanathan V, Subasilar B, Whitlock CH, Young DF, Zhou Y (1995) Absorption of solar radiation by clouds: observations versus models. *Science* 267: 496-499
- Chahine MT (1992) The hydrological cycle and its influence on climate. *Nature* 359: 373-380
- Charlock TP, Ramanathan V (1985) The albedo field and cloud radiative forcing produced by a general circulation model with internally generated cloud optics. *Tellus* 34: 245-254
- Chen C, Cotton WR (1987) The physics of the marine stratocumulus-capped mixed layer. *J Atmos Sci* 44: 2951-2977
- Chen CT, Roeckner E (1996a) Validation of the Earth radiation budget as simulated by the Max Planck Institute for Meteorology general circulation model ECHAM4 using satellite observations of the Earth Radiation Budget Experiment (ERBE). *J Geophys Res* 101: 4269-4287
- Chen CT, Roeckner E (1996b) Cloud simulations with the Max Planck Institute for Meteorology general circulation model ECHAM4 and comparison with observations. *Manuskript in Vorbereitung*
- Chen M, Cess RD, Zhang MH (1995) Effects of longwave cloud radiative forcing anomalies on the atmospheric response to equatorial Pacific sea surface temperature anomalies. *J Geophys Res* 100: 13791-13810
- Claussen M, Lohmann U, Roeckner E, Schulzweida U (1994) A global data set of land-surface parameters. *Report Nr 135, Max-Planck-Institut für Meteorologie*, 30 S
- Collins WD, Conant WC, Ramanathan V (1994) Earth radiation budget, clouds and climate sensitivity. In: *The chemistry of the atmosphere: Its impact on global change*, JG Calvert (Hrsg), Oxford, UK, S 207-215
- Collins WD, Valero FPJ, Flatau PJ, Lubin D, Graßl H, Pilewskie P (1996) The radiative effects of convection in the tropical Pacific. *J Geophys Res*, in Druck
- Cotton WR, Tripoli GJ, Rauber RM, Mulvihill EA (1986) Numerical simulation of the effects of varying ice crystal nucleation rates and aggregation processes on orographic snowfall. *J Climate Appl Meteorol* 25: 1658-1680

- Darnell WL, Staylor WF, Gupta SK, Ritchey NA, Wilber AC (1992) Seasonal variation of surface radiation budget derived from International Satellite Cloud Climatology Project C1 data. *J Geophys Res* 97: 15741-15760
- Davis A, Gabriel P, Lovejoy S, Schertzer D, Austin GL (1990) Discrete angle radiative transfer: 3. Numerical results and meteorological applications. *J Geophys Res* 95: 11729-11742
- Del Genio AD, Yao MS, Kovari W, Lo KKW (1996) A prognostic cloud water parameterization for global climate models. *J Climate* 9, 270-304
- Doms G (1993) Parameterisierung von Wolken- und Niederschlagsprozessen in numerischen Wettervorhersagemodellen. *Promet* 23: 72-79
- Emanuel KA, Pierrehumbert RT (1996) Microphysical and dynamical control of tropospheric water vapor. *NATO ASI Series Vol I 35 „Clouds, Chemistry and Climate“*. Crutzen PJ, Ramanathan V (Hrsg). Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, S 17-28
- Eppel DP, Kapitza H, Claussen M, Jacob D, Koch W, Levkov L, Mengelkamp HT, Werrmann N (1995) The non-hydrostatic mesoscale model GESIMA. Part II: Parameterizations and applications. *Beitr Phys Atmos* 68: 15-41
- ERBE Science team (1986) First data from the Earth Radiation Budget Experiment (ERBE). *Bull Amer Meteor Soc* 67: 818-824
- Ewald S, Schluessel P (1996) Hydrologic parameters from SSM/I data. *Manuskript in Vorbereitung*
- Feichter J, Kjellström E, Rodhe H, Dentener F, Lelieveld J, Roelofs GJ (1996) Simulation of the tropospheric sulfur cycle in a global climate model. *Atmos Env* 30: 1693-1707
- Feigelson EM (1978) Preliminary radiation model of a cloudy atmosphere. Part I - Structure of clouds and solar radiation. *Beitr Phys Atmos* 51: 203-229
- Foote GB, Du Toit PS (1969) Terminal velocity of raindrops aloft. *J Appl Meteor* 8: 249-253
- Fouquart Y, Bonnel B (1980) Computations of solar heating of the Earth's atmosphere: A new parameterization. *Beitr Phys Atmos* 53: 35-62
- Fouquart Y, Isaka H (1992) Sulfur emission, CCN, clouds and climate: a review. *Ann Geophysicae* 10: 462-471
- Fowler LD, Randall DA, Rutledge SA (1996) Liquid and ice cloud microphysics in the CSU general circulation model. Part I: Model description and simulated microphysical processes. *J Climate* 9, 489-529
- Fu R, Del Genio AD, Rossow WB, Liu WT (1992) Cirrus-cloud thermostat for tropical sea surface temperatures tested using satellite data. *Nature* 358: 394-397

- Gamache JF, Houze RA Jr (1983) Water budget of a mesoscale convective system in the tropics. *J Atmos Sci* 40: 1835-1850
- Gardiner BA, Hallett J (1985) Degradation of in-cloud forward scattering spectrometer probe measurements in the presence of ice particles. *J Atmos Ocean Techn* 2: 171-180
- Gates WL (1992) AMIP: The atmospheric model intercomparison project. *Bull Amer Meteor Soc* 73: 1962-1970
- Gayet JF, Brown PRA, Albers F (1993) A comparison of in-cloud measurements obtained with six PMS 2D-C Probes. *J Atmos Ocean Techn* 10: 180-194
- Gayet JF, Febvre G, Brogniez G, Chepfer H, Renger W, Wendling P (1996) Microphysical and optical properties of cirrus and contrails: Cloud field study on 13 October 1990. *J Atmos Sci* 53: 126-138
- Geleyn JF (1981) Some diagnostics of the cloud radiation interaction on ECMWF forecasting model. In: *Workshop on radiation and cloud-radiation interaction in numerical modelling. 15-17.Oct. 1980*. ECMWF, Reading, UK, S 135-162
- Ghan SJ, Easter RC (1992) Computationally efficient approximations to stratiform cloud microphysics parameterization. *Mon Wea Rev* 120: 1572-1582
- Ghan SJ, Chuang CC, Penner JE (1993) A parameterization of cloud droplet nucleation part I: single aerosol type. *Atmos Res* 30: 197-221
- Gillani NV, Schwartz SE, Leitch WR, Strapp JW, Isaac GA (1995) Field observations in continental stratiform clouds: Partitioning of cloud particles between droplets and unactivated interstitial aerosols. *J Geophys Res* 100: 18687-18706
- Graham NE, Barnett TP (1987) Sea surface temperature, surface wind divergence, and convection over tropical oceans. *Science* 238: 657-659
- Graßl H (1988) What are the radiative and climatic consequences of the changing concentration of atmospheric aerosol particles? In: *The changing atmosphere*, Rowland FS, Isaksen ISA (Hrsg). John Wiley & Sons, Dahlem Konferenzen, S 187-199
- Greenwald TJ, Stephens GL, Vonder Haar TH, Jackson DL (1993) A physical retrieval of cloud liquid water over the global oceans using Special Sensor Microwave/Imager (SSM/I) observations. *J Geophys Res* 98: 18471-18488
- Gunn KLS, Marshall JS (1958) The distribution with size of aggregate snowflakes. *J Meteor* 15: 452-461
- Gupta SK, Staylor WF, Darnell WL, Wilber AC, Ritchey NA (1993) Seasonal variation of surface and atmospheric cloud radiative forcing over the globe derived from satellite data. *J*

Geophys Res 98: 20761-20778

- Hahn CJ, Warren SG, London J (1994) Climatological data for clouds over the globe from surface observations, 1982-1991: The total cloud edition *ORNL/CDIAC-72 NDP-026A Oak Ridge National Laboratory*, Oak Ridge, USA, 42 S
- Hallett J, Mossop SC (1974) Production of secondary ice particles during the riming process. *Nature* 249, 26-28
- Hansen J, Russell G, Rind D, Stone P, Lacis A, Lebedeff S, Ruedy R, Travis L (1983) Efficient three-dimensional global models for climate studies: Models I and II. *Mon Wea Rev* 111: 609-662
- Hansen J, Lacis A, Rind D, Russell G, Stone P, Fung I, Ruedy R, Lerner J (1984) Climate sensitivity: Analysis of feedback mechanisms. In: *Climate Processes and climate sensitivity*. Eds: Hansen JE, Takahashi T. *Geophys Mono* 29, AGU, Washington, S 130-163
- Hartmann DL (1994) *Global Physical Climatology*. *Academic Press*, San Diego, USA, 411 S
- Hayasaka T, Kikuchi N, Tanaka M (1995) Absorption of solar radiation by stratocumulus clouds: Aircraft measurements and theoretical calculations. *J Appl Meteor* 34: 1047-1055
- Hegg DA, Ferek RJ, Hobbs PV (1993) Light scattering and cloud condensation nucleus activity of sulfate aerosol measured over the Northeast Atlantic Ocean. *J Geophys Res* 98: 14887-14894
- Hegg DA, Hobbs PV, Ferek RJ, Waggoner AP (1995) Measurements of some aerosol properties relevant to radiative forcing on the east coast of the United States. *J Appl Meteor* 34: 2306-2315
- Heintzenberg J, Fouquart Y, Heymsfield A, Ström J, Brogniez G (1996) Interactions of radiation and microphysics in cirrus. NATO ASI Series Vol I 35 „*Clouds, Chemistry and Climate*“. Crutzen PJ, Ramanathan V (Hrsg). Springer-Verlag Berlin Heidelberg, S 29-55
- Heymsfield AJ (1977) Precipitation development in stratiform ice clouds: A microphysical and dynamical study. *J Atmos Sci* 34: 367-381
- Heymsfield AJ, Platt CMR (1984) A parameterization of the particle size spectrum of ice clouds in terms of the ambient temperature and the ice water content. *J Atmos Sci* 41: 846-855
- Heymsfield AJ, Donner LJ (1990) A scheme for parameterizing ice-cloud water content in general circulation models. *J Atmos Sci* 47: 1865-1877
- Heymsfield AJ (1993) Microphysical structures of stratiform and cirrus clouds. In: *Aerosol-cloud-climate interactions*, *Int Geophys Series* 54, Hobbs PV (Hrsg), Academic Press, S 97-

- Heymsfield AJ, McFarquhar GM (1996) On the high albedo of anvil cirrus in the tropical Pacific warm pool: Microphysical interpretation from CEPEX. Eingereicht bei *J Atmos Sci*
- Hobbs PV (1993) Aerosol-cloud interactions. In: *Aerosol-cloud-climate interactions, Int Geophys Series 54*, Hobbs PV (Hrsg), Academic Press, S 33-73
- Hudson JG (1993) Cloud Condensation Nuclei. *J Appl Meteor* 32: 596-607
- Hudson JG, Li H (1995) Microphysical contrasts in Atlantic stratus. *J Atmos Sci* 52: 2031-3040
- Inamdar AK, Ramanathan V (1994) Physics of greenhouse effect and convection in warm oceans. *J Climate* 7: 715-731
- IPCC, Climate Change (1994) Radiative forcing of climate change and an evaluation of the IPCC IS92 emission scenarios. Houghton JT, Filho LGM, Bruce J, Lee H, Callander BA, Haites E, Narris N, Maskell K (Hrsg). *Cambridge University Press*, Cambridge, UK, 339 S
- Jacob D (1991) Numerische Simulation der Wolkenbildung in einer Land-Seewind-Zirkulation. *GKSS External Report 91/E/40*, 106 S
- Johnson DW (1993) Parameterisation of the cloud topped boundary layer. Aircraft measurements. ECMWF Workshop Proceedings „*Parameterization of the cloud topped boundary layer*“, ECMWF, Reading, UK, S 77-117
- Karstens U, Simmer C, Ruprecht E (1994) Remote sensing of cloud liquid water. *Meteorol Atmos Phys* 54: 157-171
- Kent GS, Williams ER, Wang PH, McCormick MP, Skeens KM (1995) Surface temperature related variations in tropical cirrus cloud as measured by SAGE II. *J Climate* 8: 2577-2594
- Kessler E (1969) On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations, *Meteor Mono* 32, Amer Meteor Soc, 84 S
- Keup-Thiel E (1995) The Aerosol Particle Module (APMO) for calculations of global aerosol distributions. Proceedings „*Third International Conference on Modelling Climate Change and Variability*“, 4-8 Sept. 1995, Hamburg, S 67
- King MD, Radke LF, Hobbs PV (1993) Optical properties of marine stratocumulus clouds modified by ships. *J Geophys Res* 98: 2729-2739
- Koch W (1996) Solarer Strahlungstransport in arktischem Cirrus. *Dissertation, Universität Hamburg, in Vorbereitung*
- Kondragunta CR, Gruber A (1994) Diurnal variation of the ISCCP cloudiness. *Geophys Res Lett* 21: 2015-2018

- Langner J, Rodhe H (1991) A global three-dimensional model of the tropospheric sulfur cycle. *J Atmos Chem* 13: 225-263
- Laszlo I, Pinker RT (1993) Shortwave cloud-radiative forcing at the top of the atmosphere at the surface and of the atmospheric column as determined from ISCCP C1 data. *J Geophys Res* 98: 2703-2713
- Lau NC (1985) Modeling the seasonal dependence of the atmospheric responses to observed El Niño 1962-1976. *Mon Wea Rev* 113: 1970-1996
- Leaich WR, Isaac GA, Strapp JW, Banic CM, Wiebe HA (1992) The relationship between cloud droplet number concentrations and anthropogenic pollution: observations and anthropogenic pollution. *J Geophys Res* 97: 2463-2474
- Lee JL, Liou KN, Ou SC (1992) A three-dimensional large-scale cloud model: Testing the role of radiative heating and ice phase processes. *Tellus* 44A: 197-216
- Le Treut H, Li ZX (1988) Using Meteosat data to validate a prognostic cloud generation scheme. *Atmos Res* 21: 273-292
- Levkov L, Rockel B, Kapitza H, Raschke E (1992) 3D mesoscale numerical studies of cirrus and stratus clouds by their time and space evolution. *Beitr Phys Atmos* 65: 35-58
- Li Z, Leighton HG (1993) Global climatologies of solar radiation budgets at the surface and in the atmosphere from 5 years of ERBE data. *J Geophys Res* 98: 4919-4930
- Li Z, Whitlock CH, Charlock TP (1995) Assessment of the global monthly mean surface insolation estimated from satellite measurements using Global Energy Balance Archive data. *J Climate* 8: 315-328
- Lin YL, Farley RD, Orville HD (1983) Bulk parameterization of the snow field in a cloud model. *J Clim Appl Meteor* 22: 1065-1092
- Liou KN (1986) Influence of cirrus clouds on weather and climate processes: A global perspective. *Mon Wea Rev* 114: 1167-1199
- Liu TW, Tang W, Wentz F (1992) Precipitable water and surface humidity over global oceans for the SSM/I and ECMWF. *J Geophys Res* 97: 2251-2264
- Liu G, Curry JA (1993) Determination of characteristic features of cloud liquid water from satellite microwave measurements. *J Geophys Res* 98: 5069-5092
- Liu G, Curry JA (1996) Large-scale cloud features during January 1993 in the North Atlantic Ocean as determined from SSM/I and SSM/T2 observations. *J Geophys Res* 101: 7019-7032
- Lohmann U, Roeckner E (1995) Influence of cirrus cloud radiative forcing on climate and cli-

- mate sensitivity in a general circulation model. *J Geophys Res* 100: 16305-16323
- Lohmann U, Roeckner E, Collins WD, Heymsfield AJ, McFarquhar GM, Barnett TP (1995) The role of water vapor and convection during the Central Equatorial Pacific Experiment (CEPEX) from observations and model simulations. *J Geophys Res* 100: 26229-26245
- Lohmann U, Roeckner E (1996) Design and performance of a new cloud microphysics scheme developed for the ECHAM general circulation model. *Clim Dyn* (akzeptiert)
- Lord SJ, Willoughby HE, Piotrowicz JM (1984) Role of parameterized ice-phase microphysics in an axialsymmetric, nonhydrostatic tropical cyclone model. *J Atmos Sci* 41: 2836-2848
- Lowe PR (1977) An approximating polynomial for the computation of saturation vapor pressure. *J Appl Meteor* 16: 100-103
- Malm WC, Sisler JF, Huffman D, Eldred RA, Cahill TA (1994) Spatial and seasonal trends in particle concentration and optical extinction in the United States. *J Geophys Res* 99: 1347-1370
- Manabe S, Smagorinsky J, Strickler RF (1965) Simulated climatology of a general circulation model with a hydrological cycle. *Mon Wea Rev* 93: 769-798
- Mason BJ (1971) The physics of clouds. *Clarendon Press, Oxford*, 671 S
- Matveev LT (1984) Cloud dynamics. *Atm Sci Library, D Reidel, Dordrecht*, 340 S
- McFarlane NA, Boer GJ, Blanchet JP, Lazare M (1992) The Canadian Climate Centre second-generation general circulation model and its equilibrium climate. *J Climate* 5: 1013-1044
- McFarquhar GM, Heymsfield AJ (1996) Microphysical characteristics of three cirrus anvils sampled during the Central Equatorial Pacific Experiment (CEPEX). *J Atmos Sci* (akzeptiert)
- Minnis P, Harrison EF (1984) Diurnal variability of regional cloud and clear-sky radiative parameters derived from GOES data. Part II: November 1978 cloud distribution. *J Clim Appl Meteorol* 23, 1012-1031
- Mitchell JFB, Senior CA, Ingram WJ (1989) CO₂ and climate: A missing feedback? *Nature* 341: 132-134
- Mölders N, Laube M, Kramm G (1994) A scheme for parameterizing ice and water clouds in regional models. Proceedings of EUROTRAC Symposium 1994, Borrell et al. (Hrsg). SPB Academic Publishing bv, The Hague, The Netherlands, S 839-844
- Morcrette JJ (1991) Radiation and cloud radiative properties in the European Centre for Medium Range Weather Forecasts forecasting system. *J Geophys Res* 96: 9121-9132
- Moss SJ, Johnson DW (1994) Aircraft measurements to validate and improve numerical model

- parameterisations of ice to water ratios in clouds. *Atmos Res* 34: 1-25
- Moss SJ, Francis PN, Johnson DW, Percival D (1996) The calculation and parameterisation of the effective radius of ice particles using aircraft data. Eingereicht bei *Q J R Meteorol Soc*
- Murakami M (1990) Numerical modeling of dynamical and microphysical evolution of an isolated convective cloud - The 19 July 1981 CCOPE cloud. *J Meteor Soc Japan* 68: 107-128
- Nordeng TE (1996) Extended versions of the convective parameterization scheme at ECMWF and their impact on the mean and transient activity of the model in the tropics. Eingereicht bei *Q J R Meteorol Soc*
- Novakov T, Penner JE (1993) Large contribution of organic aerosols to cloud-condensation-nuclei concentrations. *Nature* 365: 823-826
- Ohmura A, Gilgen H, Wild M (1989) Global Energy Balance Archive GEBA, World Climate Program-Water Project A7, *Rep 1: Introduction*. *Zuercher Geografische Schriften* 34, 62 S
- Ose T (1993) An examination of the effects of explicit cloud water in the UCLA GCM. *J Meteor Soc Japan* 71: 93-109
- Ou SC, Liou KN (1995) Ice microphysics and climatic temperature feedback. *Atmos Res* 35: 127-138
- Paltridge GW (1980) Cloud-radiation feedback to climate. *Q J R Meteorol Soc* 106: 895-899
- Parungo F, Boatman JF, Sievering H, Wilkison SW, Hicks B (1994) Trends in Global Marine Cloudiness and Anthropogenic Sulfur. *J. Climate* 7: 434-440
- Peixoto JP, Kettani MA (1973) The control of the water cycle. *Sci Am* 228: 46-61
- Peixoto JP, Oort AH (1992) *Physics of Climate*. *American Institute of Physics*, New York, 520 S
- Peter T, Baker M (1996) Lifetimes of ice crystals in the upper troposphere and stratosphere. *NATO ASI Series Vol I 35 „Clouds, Chemistry and Climate“*. Crutzen PJ, Ramanathan V (Hrsg). Springer-Verlag Berlin Heidelberg, S 29-55
- Pilewskie P, Valero FPJ (1995) Direct observations of excess solar absorption by clouds. *Science* 267, 1626-1629
- Platt CMR, Harshvardhan (1988) The temperature dependence of cirrus extinction: Implication for climate feedback. *J Geophys Res* 93: 11051-11058
- Potter BE (1991) Improvements to a commonly used cloud microphysical bulk parameterization. *J Appl Meteor* 30: 1040-1042
- Pruppacher HR, Klett JD (1978) *Microphysics of clouds and precipitation*. *D Reidel*, 714 S
- Pruppacher HR, Jaenicke R (1995) The processing of water vapor and aerosols by atmospheric

- clouds, a global estimate. *Atmos Res* 38: 283-295
- Quinn PK, Covert DS, Bates TS, Kapustin VN, Ramsey-Bell DC, McInnes LM (1993) Dimethylsulfide/cloud condensation nuclei/climate system: relevant size-resolved measurements of the chemical and physical properties of the atmospheric aerosol particles. *J Geophys Res* 98: 10411-10427
- Radke LF, Coagley JA Jr, King MD (1989) Direct and remote sensing observations of the effects of ships on clouds. *Science* 246: 1146-1149
- Ramanathan V, Cess RD, Harrison EF, Minnis P, Barkstrom BR, Ahmad E, Hartmann D (1989) Cloud-radiative forcing and climate: Results from the Earth Radiation Budget Experiment. *Science* 243: 57-63
- Ramanathan V, Collins WD (1991) Thermodynamic regulation of ocean warming by cirrus clouds deduced from the 1987 El Niño. *Nature* 351, 27-32
- Ramanathan V, Subasilar B, Zhang GJ, Conant W, Cess RD, Kiehl JT, Graßl H, Shi L (1995) Warm Pool Heat Budget and Shortwave Cloud Forcing: A Missing Physics? *Science* 267, 499-503
- Randall DA, Coagley JA Jr, Fairall CW, Kropfli RA, Lenschow DH (1984) Outlook for Research on subtropical marine stratiform clouds. *Bull Amer Meteor Soc* 65: 1290-1301.
- Randall DA, Harshvardhan, Dazlich DA, Corsetti TG (1989) Interactions among radiation, convection and large-scale dynamics in a general circulation model. *J Atmos Sci* 46: 1943-1970
- Rangno AL, Hobbs PV (1994) Ice particle concentrations and precipitation development in small continental cumuliform clouds. *Q J R Meteorol Soc* 120: 573-601
- Rasch PJ, Williamson DL (1990) Computational aspects of moisture transport in global models of the atmosphere. *Q J R Meteorol Soc* 116: 1071-1090
- Rasmussen EM (1991) Observational aspects of ENSO cycle teleconnections. In „*Teleconnections linking worldwide climate anomalies*“. Glantz MH, Katz RW, Nicholls N (Hrsg), Cambridge University Press, Cambridge, UK, S 309-343
- Rockel B, Raschke E, Weyres B (1991) A parameterization of broad band radiative transfer properties of water, ice and mixed clouds. *Beitr Phys Atmos* 64: 1-12
- Roeckner E, Schlese U (1985) January simulation of clouds with a prognostic cloud cover scheme; ECMWF Workshop on „*Cloud cover parameterization in numerical models*“, 26-28 Nov. 1984, ECMWF, Reading, UK, S 87-108
- Roeckner E, Arpe K, Bengtsson L, Brinkop S, Dümenil L, Esch M, Kirk E, Lunkeit F, Ponater

- M, Rockel B, Sausen R, Schlese U, Schubert S, Windelband M (1992) Simulation of the present-day climate with the ECHAM model: Impact of model physics and resolution. *Report Nr 93, Max-Planck-Institut für Meteorologie*, 172 S
- Roeckner E (1993) Wolken in Klimamodellen. *Promet 23*: 80-86
- Roeckner E (1995) Parameterization of cloud radiative properties in the ECHAM4 model. In WCRP workshop on „*Cloud microphysics parameterizations in global atmospheric circulation models*“, 23-25 May 1995, WCRP-90, Kananaskis, Canada, S 105-116
- Rodhe H (1992) Time scales characterizing the processing of water and cloud condensation nuclei by clouds. *Report CM-80, Department of Meteorology, Universität Stockholm*, 11 S
- Rogers RR, Yau MK (1991) A short course in cloud physics. *Pergamon Press*, 293 S
- Rosinski J (1995) Cloud condensation nuclei as a real source of ice forming nuclei in continental and marine air masses. *Atmos Res 38*: 351-359
- Rossow WB, Schiffer RA (1991) ISCCP cloud data products. *Bull Amer Meteor Soc 72*: 2-20
- Rossow WB (1993) Clouds. In „*Atlas of satellite observations related to global change*“. Gurney RJ, Foster JL, Parkinson CL (Hrsg). Cambridge University Press, Cambridge, UK, S 141-163
- Rossow WB, Walker AW, Garder LC (1993) Comparison of ISCCP and other cloud amounts. *J Climate 6*: 2394-2418
- Rozendaal MA, Leovy CB, Klein SA (1995) An observational study of diurnal variations of marine stratiform cloud. *J Climate 8*: 1795-1809
- Rudolf B (1995) Die Bestimmung der zeitlich-räumlichen Struktur des globalen Niederschlags. *Berichte der Deutschen Wetterdienstes Nr 196, Offenbach*, 153 S
- Rutledge SA, Hobbs PV (1983) The mesoscale and microscale structure and organization of clouds and precipitation in midlatitude cyclones. VII: A model for the “Seeder Feeder“ process in warm-frontal bands. *J Atmos Sci 40*: 1185-1206
- Schlesinger ME, Mitchell JFB (1987) Climate model simulations of the equilibrium climatic response to increased carbon dioxide. *Rev Geophys 25*: 760-798
- Schlesinger ME, Roeckner E (1988) Negative of positive cloud optical depth feedback? *Nature 335*, 303-304
- Schulz J (1995) A numerical study on contrails with arbitrary spatial inhomogeneities with a two-dimensional radiative transfer model. Proceedings „*JUGG XXI Assembly*“, 2-14 July 1995, Boulder, USA, A229
- Schweiger AJ, Key JR (1992) Arctic cloudiness: Comparison of ISCCP-C2 and Nimbus-7 sat-

- ellite-derived cloud products with a surface-based cloud climatology. *J Climate* 5: 1514-1527
- Senior CA, Mitchell JFB (1993) Carbon dioxide and climate: The impact of cloud parameterization. *J Climate* 6: 393-418
- Sherwood SC, Ramanathan V, Barnett TP, Tyree MK, Roeckner E (1994) Response of an atmospheric GCM to radiative forcing of tropical clouds. *J Geophys Res* 99: 20829-20845
- Slingo JM (1987) The development and verification of a cloud prediction scheme for the ECMWF model. *Q J R Meteorol Soc* 113: 899-927
- Slingo A, Slingo JM (1988) The response of a general circulation model to cloud longwave radiative forcing. I. Introduction and initial experiments. *Q J R Meteorol Soc* 114: 1027-1062
- Smagorinsky J (1960) On the dynamical prediction of large-scale condensation by numerical methods. In „Physics of Precipitation“, *Geophys Mono 5, Amer Geophys Union*: 71-78
- Smith RNB (1990) A scheme for predicting layer clouds and their water content in a general circulation model. *Q J R Meteorol Soc* 116: 435-460
- Soden BJ, Fu R (1995) A satellite analysis of deep convection, upper-tropospheric humidity, and the greenhouse effect. *J Climate* 8: 2333-2351
- Somerville RCJ, Remer LA (1984) Cloud optical thickness feedbacks in the CO₂ climate problem. *J Geophys Res* 89: 9668-9672
- Sommeria G, Deardorff JW (1977) Subgrid-scale condensation in models of nonprecipitating clouds. *J Atmos Sci* 34: 344-355
- Stendel M, Arpe K (1996) Evaluation of the hydrological cycle in re-analyses and observations. *Manuskript in Vorbereitung*
- Stephens GL (1978) Radiation profiles in extended water clouds, II, Parameterization schemes. *J Atmos Sci* 35: 2123-2132
- Stephens GL, Tsay SC, Stackhouse PWJr, Flatau PJ (1990) The relevance of the microphysical and radiative properties of cirrus clouds to climate and climate feedback. *J Atmos Sci* 47: 1742-1753
- Stephens GL (1996) How much solar radiation do clouds absorb? *Science* 271: 1131-1136
- Sun Z, Shine KP (1995) Parameterization of ice cloud radiative properties and its application to the potential climatic importance of mixed-phase clouds. *J Climate* 8: 1874-1888
- Sundqvist H (1978) A parameterization scheme for non-convective condensation including prediction of cloud water content. *Q J R Meteorol Soc* 104: 677-690

- Sundqvist H, Berge E, Kristjansson JE (1989) Condensation and cloud parameterization studies with a mesoscale numerical weather prediction model. *Mon Wea Rev* 117: 1641-1657
- Tiedtke M (1989) A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterization in large-scale models. *Mon Wea Rev* 117: 1779-1800
- Tiedtke M (1993) Representation of clouds in large-scale models. *Mon Wea Rev* 121: 3040-3061
- Trenberth KE (1992) Global analyses from ECMWF and atlas of 1000 to 10 mb circulation statistics. *NCAR/TN-373+STR*, Nat Cent for Atmos Res, Boulder, USA, 191 S
- Twomey S (1974) Pollution and the planetary albedo. *Atmos Env* 8: 1251-1256
- Wacker U, Beheng KD (1993) Schlagwortverzeichnis zur Wolkenphysik und Wolkendynamik. *Promet* 23: 92-95
- Walcek CJ (1994) Cloud cover and its relationship to relative humidity during a springtime midlatitude cyclone. *Mon Wea Rev* 122: 1021-1035
- Waliser DE, Graham NE (1993) Convective cloud systems and warm-pool sea surface temperatures: Coupled interactions and self-regulation. *J Geophys Res* 98: 12881-12893
- Warneck P (1988) Chemistry of the natural atmosphere. *Int Geophys Series 41*, Academic Press, San Diego, USA, 757 S
- Warren SG, Hahn CJ, London J, Chervin RM, Jenne RL (1986) Global distribution of total cloud cover and cloud type amounts over land. *NCAR/TN-273+STR*, Nat Cent for Atmos Res, Boulder, USA, 29 S, 200 Abb
- Warren SG, Hahn CJ, London J, Chervin RM, Jenne RL (1988) Global distribution of total cloud cover and cloud type amounts over ocean. *NCAR/TN-317+STR*, Nat Cent for Atmos Res, Boulder, USA, 40 S, 170 Abb
- Weare BC, Mokhov II, Project Members (1995) Evaluation of total cloudiness and its variability in the atmospheric model intercomparison project. *J Climate* 8, 2224-2238
- Weare BC (1996) Evaluation of the vertical structure of zonally averaged cloudiness and its variability in the Atmospheric Model Intercomparison Project. Eingereicht bei *J Climate*
- Weaver CP, Collins WD, Graßl H (1994) Relationship between clear-sky atmospheric greenhouse effect and deep convection during the Central Equatorial Pacific Experiment: Model calculations and satellite observations. *J Geophys Res* 99: 25891-25901
- Weng F, Grody NC (1994) Retrieval of cloud liquid water using the special sensor microwave imager (SSM/I). *J Geophys Res* 99: 25535-25551
- Wild M, Ohmura A, Gilgen H, Roeckner E (1995) Validation of general circulation model

radiative fluxes using surface observations. *J Climate* 8: 1309-1324

Wurzler S, Flossmann AI, Pruppacher HR, Schwartz SE (1995) The scavenging of nitrate by clouds and precipitation. *J Atmos Chem* 20: 259-280

Xu KM, Krueger SK (1991) Evaluation of cloudiness parameterizations using a cumulus ensemble model. *Mon Wea Rev* 119: 342-367

Xu KM, Randall DA (1996) Development and evaluation of cloudiness parameterizations for use in climate models. Eingereicht bei *J Atmos Sci*

Young KC (1993) Microphysical processes in clouds. *Oxford University Press*, New York, 427 S

Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

1. Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Beschreibung
AMIP	Atmospheric Model Intercomparison Project
ASTEX	Atlantic Stratocumulus Transition Experiment
CC	Gesamtbedeckungsgrad
CF	Netto cloud forcing am Atmosphärenoberrand
CCN	Anzahldichte der Kondensationskerne
CEPEX	Central Equatorial Pacific Experiment
cs	Strahlungsflüsse einer wolkenfreien Referenzatmosphäre
CTL	Kontrollexperiment mit ECHAM4
DMS	Dimethylsulfid
ECHAM4	4. Generation des globalen Hamburger Klimamodells
ENSO	El Niño/Southern Oscillation
ERBE	Earth Radiation Budget Experiment
EZMW	Europäisches Zentrum für mittelfristige Wettervorhersage
GESIMA	Geesthachter Simulationsmodell der Atmosphäre
ICE	International Cirrus Experiment
IRBT	Infrarote Helligkeitstemperatur
ISCCP	International Satellite Cloud Climatology Project
ITCZ	Innertropische Konvergenzzone
IWP	Eiswasserweg
LCF	Langwelliges cloud forcing am Atmosphärenoberrand
LWP	Flüssigwasserweg
PCI	Kontrollexperiment mit dem neuen Wolkenmikrophysik-Schema
SCF	Kurzwelliges cloud forcing am Atmosphärenoberrand
SO ₂	Schwefeldioxid
SPCZ	Südpazifische Konvergenzzone
SSM/I	Special Sensor Microwave/Imager
SST	Meeresoberflächentemperatur
WVM	Wasserdampfsäulengehalt
WZN	Weltzentrum für Niederschlagsklimatologie

2. Nomenklatur

	Beschreibung	Einheit
Wolkeneis	Massenmischungsverhältnis von Wolkeneis	kg kg ⁻¹
Wolkenflüssigwasser	Massenmischungsverhältnis von Wolkenflüssigwasser	kg kg ⁻¹
Wolkenwasser	Summe aus Wolkenflüssigwasser und Wolkeneis	kg kg ⁻¹
Regen	Massenmischungsverhältnis von Regen	kg kg ⁻¹
Schnee	Massenmischungsverhältnis von Schnee	kg kg ⁻¹
Gesamtflüssigwasser	Summe aus Wolkenflüssigwasser und Regen	kg kg ⁻¹
Eiswassergehalt	Masse des Wolkeneises pro Kubikmeter trockener Luft (lokal)	g m ⁻³
Flüssigwassergehalt	Masse des Wolkenflüssigwassers pro Kubikmeter trockener Luft	g m ⁻³
Wolkenwassergehalt	Summe aus Flüssig- und Eiswassergehalt	g m ⁻³
Eiswasserweg	vertikal integriertes Wolkeneis	g m ⁻²
Flüssigwasserweg	vertikal integriertes Wolkenflüssigwasser	g m ⁻²
Wolkenwasserweg	Summe aus Eis- und Flüssigwasserweg	g m ⁻²
Wasserdampfsäulengehalt	vertikale integrierte Wasserdampfmasse	kg m ⁻²
cloud forcing	Differenz der Nettostrahlungsflußdichten am Atmosphärenoberrand für eine Atmosphäre, in der Wolken vorhanden sein können, und eine wolkenfreie Referenzatmosphäre	W m ⁻²

3. Symbolverzeichnis

Symbol	Beschreibung	Wert	Einheit
a_1	Konstante in Q_{racl}	6	s^{-1}
a_2	Konstante in Q_{frs}	100	$\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$
a_3	Konstante in Q_{agg}	700	s^{-1}
a_4	Konstante in $Q_{\text{saci}}, Q_{\text{sacI}}$	4.83	
a_5	Konstante in r_{ie}	83.8	
a_6	Konstante in r_{iv}	1.61	
b	horizontal partieller Bedeckungsgrad der Gitterbox		
b_2	Konstante in Q_{frz}	0.66	K^{-1}
b_4	Konstante in $Q_{\text{saci}}, Q_{\text{sacI}}$	0.25	
b_5	Konstante in r_{ie}	0.216	
b_6	Konstante in r_{iv}	$3.56 \cdot 10^{-4}$	
CF	Netto cloud forcing		W m^{-2}
c_p	Spezifische Wärmekapazität von feuchter Luft bei konstantem Druck	1005.46	$\text{J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$
c_1	Freier Parameter in Q_{prl}	$1.5 \cdot 10^{-4}$	s^{-1}
c_2	Freier Parameter in Q_{prl}	1	m^2kg^{-1}
c_3	Freier Parameter in v_t	1.84	
c_4	Freier Parameter in v_t	0.16	
c_5	Freier Parameter in Q_{evp} (CTL)	0.0015	
c_6	Freier Parameter in r_{ie} (CTL)	1.2	
DF_{ar}	Aerosol-Diffusivität	$1.4 \cdot 10^{-8}$	m^2s^{-1}
D_s	Durchmesser, den eine geschmolzene Schneeflocke haben würde		m
E_{ii}	Kollektionseffizienz von Eisteilchen	0.1	
E_l	Verdunstung über Land		$10^{15} \text{ kg a}^{-1}$
E_o	Verdunstung über den Ozeanen		$10^{15} \text{ kg a}^{-1}$
E_{si}	Kollektionseffizienz von Eisteilchen mit Schneeflocken		
E_{sl}	Kollektionseffizienz von Wolkentröpfchen mit Schneeflocken	1	
F_l	Langwelliger Strahlungsfluß am Atmosphärenoberrand		Wm^{-2}
F_l^{cs}	Langwelliger Strahlungsfluß der wolkenfreien Referenzatmosphäre		Wm^{-2}
$F_l(\text{S})$	Langwelliger Strahlungsfluß an der Erdoberfläche		Wm^{-2}
F_s	Kurzwelliger Strahlungsfluß am Atmosphärenoberrand		Wm^{-2}
F_s^{cs}	Kurzwelliger Strahlungsfluß der wolkenfreien Referenzatmosphäre		Wm^{-2}
$F_s(\text{S})$	Kurzwelliger Strahlungsfluß an der Erdoberfläche		Wm^{-2}
FT	Feuchtetransport von den Ozeanen zum Land		$10^{15} \text{ kg a}^{-1}$
f_l	Flüssigwasseranteil in CTL		
g	Schwerebeschleunigung	9.80665	m s^{-2}
g_i	Asymmetriefaktor für Eisteilchen		

Symbol	Beschreibung	Wert	Einheit
k	Konstante in der Beziehung zwischen r_{1e} und r_{1v}	1.143 (knt) 1.077 (mar)	
LCF	Langwelliges cloud forcing am Atmosphärenoberrand		$W m^{-2}$
LCF(A)	Langwelliges cloud forcing innerhalb der Atmosphäre		$W m^{-2}$
LCF(S)	Langwelliges cloud forcing an der Erdoberfläche		$W m^{-2}$
L_s	Sublimationswärme	$2.8345 \cdot 10^6$	$J kg^{-1}$
L_v	Verdunstungswärme	$2.5008 \cdot 10^6$	$J kg^{-1}$
L_{vs}	Verdunstungs- bzw. Sublimationswärme ($L_{vs} = L_v$ für $T > 273.2 K$; $L_{vs} = L_s$ für $T < 273.2 K$)		$J kg^{-1}$
m_{i0}	Masse eines frisch nukleierten Eisteilchens	10^{-12}	kg
$m_{SO_4^{2-}}$	Masse von Sulfat-Aerosolen		$\mu g m^{-3}$
N_a	Anzahl der aktiven Kontaktnukleationskeime		m^{-3}
N_{a0}	Konstante in N_a	$2 \cdot 10^5$	m^{-3}
N_i	Anzahldichte von Eisteilchen		m^{-3}
N_l	Anzahldichte von Wolkentröpfchen		m^{-3}
n	Breite des Tröpfchenspektrums	10	
$n_s(D_s)$	Anzahl der Schneekristalle pro Einheitsvolumen und Durchmesserintervall		m^{-4}
n_{os}	Schneekristallkonzentration für $D_s=0$	$3 \cdot 10^6$	m^{-4}
$\langle P \rangle$	Niederschlagsflußdichte von Regen und Schnee		$kg m^{-2} s^{-1}$
P_l	Niederschlag über Land		$10^{15} kg a^{-1}$
P_o	Niederschlag über den Ozeanen		$10^{15} kg a^{-1}$
P_r	Niederschlagsfluß von Regen		$kg kg^{-1} s^{-1}$
P_s	Niederschlagsfluß von Schnee		$kg kg^{-1} s^{-1}$
p	Druck		Pa
Q_{agg}	Aggregationsrate von Eisteilchen zu Schnee		$kg kg^{-1} s^{-1}$
Q_{aut}	Autokonversionsrate von Wolkentröpfchen zu Regentropfen		$kg kg^{-1} s^{-1}$
Q_{cnd}	Kondensationswachstumsrate bzw. Verdunstungsrate von Wolkentröpfchen		$kg kg^{-1} s^{-1}$
Q_{dep}	Depositionswachstumsrate bzw. Sublimationsrate von Eisteilchen		$kg kg^{-1} s^{-1}$
Q_{evp}	Verdunstungsrate von Regen		$kg kg^{-1} s^{-1}$
Q_{frh}	Homogene Gefrierate von Wolkentröpfchen		$kg kg^{-1} s^{-1}$
Q_{frk}	Kontaktgefrierate von Eisteilchen		$kg kg^{-1} s^{-1}$
Q_{frs}	Stochastische Gefrierate von Wolkentröpfchen		$kg kg^{-1} s^{-1}$
Q_{mli}	Schmelzrate von Eisteilchen		$kg kg^{-1} s^{-1}$
Q_{mlts}	Schmelzrate von Schnee		$kg kg^{-1} s^{-1}$
Q_{pri}	Niederschlagsbildungsrate über die Eisphase (CTL)		$kg kg^{-1} s^{-1}$
Q_{prl}	Niederschlagsbildungsrate über die warme Phase (CTL)		$kg kg^{-1} s^{-1}$
Q_{racl}	Akkreszenzrate von Regentropfen mit Wolkentröpfchen		$kg kg^{-1} s^{-1}$

Symbol	Beschreibung	Wert	Einheit
Q_{saci}	Akkreszenzrate von Schnee mit Eisteilchen		$\text{kg kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$
Q_{sacI}	Akkreszenzrate von Schnee mit Wolkenröpfchen		$\text{kg kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$
Q_{sub}	Sublimationsrate von Schnee		$\text{kg kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$
q_{ci}	Mischungsverhältnis von Wolkeneis im wolkenbedeckten Teil der Gitterbox		kg kg^{-1}
q_{cl}	Mischungsverhältnis von Wolkenflüssigwasser im wolkenbedeckten Teil der Gitterbox		kg kg^{-1}
q_{cr}	freier Parameter in Q_{prI}	$5 \cdot 10^{-4}$ (knt) $3 \cdot 10^{-4}$ (mar)	
q_{cw}	Mischungsverhältnis von Wolkenwasser im wolkenbedeckten Teil der Gitterbox		kg kg^{-1}
q_i	Wolkeneismischungsverhältnis		kg kg^{-1}
q_l	Wolkenwassermischungsverhältnis		kg kg^{-1}
q_r	Mischungsverhältnis von Regen		kg kg^{-1}
q_s	Mischungsverhältnis von Schnee		kg kg^{-1}
q_v	Wasserdampfmischungsverhältnis		kg kg^{-1}
q_{vo}	Wasserdampfmischungsverhältnis im wolkenfreien Teil der Gitterbox		kg kg^{-1}
q_{vs}	Wasserdampfsättigungsmischungsverhältnis		kg kg^{-1}
q_w	Mischungsverhältnis der Summe aus Wolkenflüssigwasser und Wolkeneis		kg kg^{-1}
R	Oberflächenabfluß		$10^{15} \text{ kg a}^{-1}$
R(...)	Summe aller Transportterme: Advektion, Turbulenz und Konvektion		$\text{kg kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$
r	Relative Feuchte		
r_o	Relative Feuchte im wolkenfreien Teil der Gitterbox		
r_{oo}	Von der Höhe und thermischen Stabilität der Atmosphäre abhängiger Schwellenwert der relativen Feuchte für das Einsetzen des Kondensations- und Depositionswachstums	0.99 - 0.32	
r_{ie}	Effektiver Radius des Eisteilchenspektrums		m
r_{iv}	mittlerer Volumenradius des Eisteilchenspektrums		m
r_{Ie}	Effektiver Radius des Wolkenröpfchenspektrums		m
r_{Iv}	mittlerer Volumenradius des Wolkenröpfchenspektrums		m
r_{so}	kleinster Radius eines Partikels in der Schneeklasse	10^{-4}	m
S_o	Solare Einstrahlung		W m^{-2}
S_{max}	maximale Übersättigung		%
SCF	Kurzweiliges cloud forcing am Atmosphärenoberrand		W m^{-2}
SCF(S)	Kurzweiliges cloud forcing an der Erdoberfläche		W m^{-2}
T	Temperatur		K
T_o	Referenztemperatur	273.16	K
T_s	Erdoberflächen-Temperatur		K
t	Zeit		s

Symbol	Beschreibung	Wert	Einheit
v_t	Sedimentationsgeschwindigkeit		m s^{-1}
X	Dispersion des Fallgeschwindigkeitsspektrums von Wolkeneis	0.25	
X_i	mittlere Eisteilchenlänge		
Γ	Gammafunktion		
α	Albedo		
α_{cs}	Albedo der wolkenfreien Referenzatmosphäre		
γ_1	Freier Parameter in Q_{aut}	15	
γ_2	Freier Parameter in Q_{evp} (PCI)	0.15	
γ_3	Freier Parameter in Q_{agg}	220	
γ_4	Freier Parameter in Q_{sacI}	0.1	
γ_5	Freier Parameter in Q_{sub}	0.15	
Δt	Zeitschritt	1800 (T30) 1440 (T42) 720 (T106)	s
$\delta_{1,2}$	Optische Dicke in beiden solaren Spektralbereichen		
$\epsilon_{i,l,m}$	Emissionsvermögen von Eis-, Wasser- und Mischwolken		
λ	Sensitivitätsparameter der Wolken-Klima-Rückkopplung		
λ_{cs}	Sensitivitätsparameter der Wolken-Klima-Rückkopplung in einer wolkenfreien Referenzatmosphäre		
λ_s	Verteilungsparameter des Schneekristallspektrums		m^{-1}
ρ	Luftdichte		kg m^{-3}
ρ_0	Luftdichte an der Erdoberfläche (Referenzwert)	1.3	kg m^{-3}
ρ_i	Dichte von Wolkeneis	500	kg m^{-3}
ρ_l	Dichte von Wasser	1000	kg m^{-3}
π	Konstante	3.141592	

Danksagung

Ich danke besonders Herrn Dr. Erich Roeckner für die interessante Fragestellung und die hilfreichen Anregungen und Diskussionen. Es hat mir Spaß gemacht bei und mit ihm zu arbeiten. Mein Dank gilt auch Herrn Prof. Dr. Graßl für die Begutachtung der Arbeit. Herrn Prof. Dr. Bengtsson danke ich dafür, daß er es mir ermöglichte, diese Arbeit am Max-Planck-Institut für Meteorologie erstellen zu können und für sein Interesse an meiner Arbeit.

Hans Feichter danke ich für hilfreiche Diskussionen über Aerosolphysik und Andreas Chlond und Lubomir Levkov über Wolkenmikrophysik. Meinen Koautoren während dieser Zeit, Erich Roeckner, Olivier Boucher, Bill Collins, Greg McFarquhar, Andy Heymsfield und Tim Barnett sei für die gute Kooperation gedankt. Für die Bereitstellung von Beobachtungsdaten danke ich Cheng-Ta Chen, Stefan Ewald, Hans-Dieter Hollweg und Steve Sherwood. Dem „Center for Clouds, Chemistry and Climate“ sei für seine Gastfreundlichkeit während meines Aufenthaltes dort gedankt.

Allen KollegInnen danke ich für die Unterstützung und Hilfestellungen bei der Arbeit, insbesondere Monika Esch und Ulli Schlese, die bei Problemen mit ECHAM immer ein offenes Ohr hatten und Norbert Noreiks und Marion Grunert für die Hilfe bei der Anfertigung von Abbildungen.

Meiner Familie danke ich für ihre Unterstützung und ihr Verständnis während dieser Zeit. Insbesondere danke ich Kassiem Jacobs dafür, daß er während der ganzen Zeit für mich da war.

- 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 Seegangmodells 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 |

ISSN 0938-5177