

DIE ERWÄRMUNGSRATE IN DER TROPISCHEN TROPOPAUSENREGION

DISSERTATION
AN DER FAKULTÄT FÜR PHYSIK
DER LUDWIG-MAXIMILIANS-UNIVERSITÄT
MÜNCHEN



VORGELEGT VON
DIPL.-MET. ULRICH HAMANN
aus Hannover

EINGEREICHT IM JANUAR 2010

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. U. Schumann

Prof. Dr. B. Mayer

Tag der mündlichen Prüfung: 30.04.2010

Die Wolke

Die Wolken, die vorm Monde ziehn,
verdunkeln ihn,
und auch die Sonne unsrer Breiten
hat mit den Wolken Schwierigkeiten.

Wie soll der Mensch nun auf der bösen
Welt kämpfen und Probleme lösen
mit seinem kleinen dummen Hirn,
wenn selbst das göttliche Gestirn,
die Sonne, täglich resigniert
und ihren Kampf verliert
gegen ein bisschen Wasser(dampf)...?!

Heinz Erhardt

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Stand der Wissenschaft	2
1.2	Offene Fragestellungen und Ziele dieser Arbeit	6
1.3	Strategie zur Beantwortung der Fragestellungen	10
2	Grundlagen	11
2.1	Die Grundlagen des Strahlungstransfers	11
2.1.1	Definition der grundlegenden Strahlungsgrößen	12
2.1.2	<i>Rayleigh</i> -Streuung und Absorption durch Spurengase	14
2.1.3	Optische Eigenschaften von Partikeln	16
2.1.4	Die Strahlungstransportgleichung	19
2.1.5	Erwärmung und Abkühlung durch Strahlung	21
2.2	Die globale, meridionale Zirkulation	23
2.3	Die tropische Tropopausenregion	26
2.3.1	Das mittlere Temperaturprofil in den Tropen	27
2.3.2	Wasserdampfprofil und Bewölkung in den Tropen	30
2.3.3	Das mittlere Ozonprofil in den Tropen	35
2.3.4	Charakteristische Höhenlevels und der Vertikaltransport in den Tropen	37
3	Modelle und Datensätze	40
3.1	Das Strahlungstransfermodell libRadtran	40
3.1.1	Verfahren zur Lösung der Strahlungstransfergleichung	40
3.1.2	Spurengasen, Wolken, Aerosolen und Erdoberfläche	44
3.2	Modellentwicklung	45

3.2.1	Stabile Simulation der Erwärmungsrate	45
3.2.2	Mittelung zeitlicher Intervalle	48
3.2.3	Der Wolkenüberlapp	50
3.2.4	Simulation von globalen Feldern	53
3.3	Eingangsdatensätze	58
3.3.1	ECMWF-Analysen und Vorhersagen	60
3.3.2	Ergänzende Datensätze	64
3.3.3	Das WRF-Modell	66
3.4	Genauigkeit der verwendeten Datensätze	66
3.4.1	Temperatur	66
3.4.2	Ozon	67
3.4.3	Korrektur des Ozoneinflusses	69
3.4.4	Wasserdampf	70
3.4.5	Bewölkung	73
3.4.6	Zusammenfassung	74
4	Validierung	76
4.1	Absorption mithilfe der k-Verteilung	76
4.2	Strahlungslöser	78
4.3	Wolkenüberlapp	79
4.4	Modellvergleich mit dem ECMWF	84
4.4.1	Die Bilanz der Bestrahlungsstärke bei wolkenlosem Himmel	87
4.4.2	Die Bilanz der Bestrahlungsstärke bei bewölktem Himmel	92
4.4.3	Zusammenfassung	96
5	Die Erwärmungsrate in der tropischen Tropopausenregion	98
5.1	Effekt von Spurengasen und Wolken	98
5.1.1	Effekt von Spurengasen auf die Erwärmungsrate	98
5.1.2	Effekt der Bewölkung auf die Erwärmungsrate	101
5.2	Die Erwärmungsrate der tropischen Atmosphäre	110
5.2.1	Die mittlere tropische Erwärmungsrate	110

5.2.2	Räumliche Strukturen der tropischen Erwärmungsrate	113
5.2.3	Zeitliche Variation der tropischen Erwärmungsrate	118
5.2.4	Tagesgang der Erwärmungsrate	131
6	Diskussion	136
6.1	Unsicherheit der simulierten Erwärmungsraten	136
6.2	Vergleich mit anderen Ergebnissen	140
6.2.1	Die Erwärmungsrate bei wolkenlosem Himmel	140
6.2.2	Der Wolkeneffekt auf die Erwärmungsrate	144
6.2.3	Wolkeneffekt auf die Höhe des LZH	147
6.2.4	Die räumliche Struktur der Erwärmungsrate	148
6.3	Erwärmung durch Strahlung und atmosphärische Dynamik	150
6.3.1	Der mittlere Massenfluss in die tropische Stratosphäre	151
6.3.2	Regionale und saisonale Strukturen des TST	154
7	Zusammenfassung	156
8	Ausblick	162
8.1	Zukünftige Anwendungsfelder	162
8.2	Verbesserung der Eingangsdatensätze	163
8.2.1	Bewölkung	163
8.2.2	Atmosphäre und Aerosole	165
9	Anhang	167
	Anhang	167
9.1	Die Volumenabsorptionsrate	167
9.2	Chapman Schichten	168
9.3	Die residuale und diabatische Zirkulation	169
9.4	Die mittlere, globale Erwärmungsrate	173
9.5	Dehydration in der TTL	175
9.6	Simulation des stratosphärischen Luftalters	177
9.7	Simulation von Satellitenbildern	178

Abkürzungen	180
Literaturverzeichnis	182
Index	201
Abbildungsverzeichnis	203
Danksagung	207

Kurzfassung

Die Chemie der Stratosphäre ist bedeutend für das Leben auf unserer Erde. Die Ozonschicht schützt uns vor schädlicher UV-Strahlung und Treibhausgase entwickeln in der Stratosphäre ihr größtes erwärmendes Potential. Der größte Teil des Luftmasseneintrags von der Troposphäre in die Stratosphäre findet in den Tropen statt. Von dort aus werden die eingetragenen Partikel und Gase mit der *Brewer-Dobson*-Zirkulation in die gesamte Stratosphäre transportiert. Die Transportprozesse in der TTL haben daher Auswirkungen auf die globale stratosphärische Chemie. Der tropische Tropopausenbereich (TTL) ist sozusagen das Tor zur Stratosphäre. Die sich dort befindende Luftmasse wird durch die solare und thermische Strahlung erwärmt und steigt durch die stabil geschichtete TTL in die Stratosphäre auf. Daher rückte in den letzten fünf bis zehn Jahren die Erforschung der Erwärmungsrate in der TTL zunehmend in das wissenschaftliche Interesse. Insbesondere der Einfluss der Bewölkung auf die Erwärmungsrate ist noch nicht zufriedenstellend erfasst.

In dieser Arbeit werden die Einflüsse der Spurengase und der Bewölkung auf die Erwärmungsrate untersucht. Vor allem Wasserdampf, Ozon und Kohlendioxid sowie die Temperatur bestimmen die Erwärmungsrate bei wolkenlosem Himmel. Die Bewölkung vergrößert die solare Erwärmungsrate dadurch, dass die Wassertröpfchen bzw. Eispartikel einen Teil der solaren Strahlung absorbieren. Außerdem wird durch die Streuung der optische Weg innerhalb des Wolkenvolumens erhöht, wodurch die Absorption durch die Wolkenpartikel als auch durch Spurengase vergrößert wird. Die thermische Erwärmungsrate im unteren Teil der Wolken-schicht ist i. A. positiv und im oberen negativ. Der Einfluss der drei-dimensionalen Struktur der Bewölkung auf die Erwärmungsrate wird anhand einer Fallstudie untersucht. Die Genauigkeit der Erwärmungsratensimulation kann mithilfe des maximal-zufälligen Überlapp-schemas um ca. 60 % gegenüber der Annahme horizontaler Homogenität verbessert werden.

Weiterhin wird die Erwärmungsrate in den Tropen für ein Jahr simuliert. Die Netto-Erwärmungsrate ist in der Troposphäre negativ und wird in einer Höhe von 15.66 km positiv. Wenn keine Bewölkung bei der Simulation berücksichtigt wird, liegt dieses Level ca. 220 m tiefer. Auch die regionale Struktur der Netto-Erwärmungsrate wird untersucht. Oberhalb der in-ertropischen Konvergenzzone ist die Netto-Erwärmungsrate in der TTL durch den Effekt der Bewölkung kleiner als in den äußeren Tropen. Weiterhin wird die zeitliche Entwicklung während eines Jahres untersucht. Die Erwärmungsrate in der TTL ist in der Winterhe-misphäre höher als in der Sommerhemisphäre. Von Januar bis April, in den Monaten, in denen der größte Transport durch die TTL stattfindet, ist die Netto-Erwärmungsrate in der TTL 0.1 K/d größer als im Jahresdurchschnitt.

Die Ergebnisse dieser Arbeit werden mit den bisherigen in diesem Bereich erschienenen Pu-blikationen verglichen. Die Erwärmungsraten unterscheiden sich in der TTL um 0.1 K/d bis 0.4 K/d. Obwohl dieser Zahlenwert klein erscheint, verursacht dies eine große relative Änderung der Netto-Erwärmungsrate, die den Vertikaltransport stark beeinflusst. Diese Unterschiede können auf die Verwendung unterschiedlicher Ozon- und Wolkendatensätze zurückgeführt werden.

Kapitel 1

Einleitung

Oberhalb der Troposphäre, in der das hauptsächlichste Wettergeschehen stattfindet, liegt die Stratosphäre. Der Einfluss der Stratosphäre auf das Wetter ist nur gering, dennoch ist sie aus mehreren Gründen wichtig. In der Stratosphäre liegt die Ozonschicht, die einen Großteil der ultra-violetten Strahlung absorbiert und somit von grundlegender Bedeutung für die Biosphäre ist. Dies wurde besonders deutlich, als durch Einwirkung des Menschen das Ozonloch entstand, das Ende der 1970er Jahre über der Südpolarregion entdeckt wurde. Später rückte auch der Einfluss der Stratosphäre auf das Klima ins Interesse. Spurengase, die sich in der Stratosphäre befinden, ändern sehr effektiv die Strahlungsbilanz der Erde. Dies sind in erster Linie Kohlendioxid und Methan, des Weiteren aber auch Halogenkohlenwasserstoffe, Ozon, Stickoxide und Wasserdampf (Solomon et al., 2007). Daher werden zunehmend auch die stratosphärische Chemie und Dynamik untersucht.

Die Stratosphäre ist von der Troposphäre durch eine scharfe Inversion getrennt (Birner et al., 2002; Birner, 2006). Daher ist der Luftmassenaustausch zwischen ihnen häufig sehr gering. Spurengase und Partikel haben eine lange Lebensdauer in der Stratosphäre. Neben dem Luftverkehr und Vulkanausbrüchen, bei denen Spurengase und Partikel direkt in die Stratosphäre eingetragen werden, findet der Großteil des kontinuierlichen Luftmassentransportes von der Troposphäre in die Stratosphäre in der tropischen Tropopausenregion, der TTL (*tropical tropopause layer*), statt (Dobson et al., 1946; Brewer, 1949). In diesem Kontext entwickelte sich das wissenschaftliche Interesse an der tropischen Tropopausenregion. Sie befindet sich in den Tropen in einer Höhe von 15 km bis 20 km. Im Gegensatz zu der scharfen extratropischen Tropopause ist die TTL eher eine kontinuierliche Übergangsregion, in der die troposphärischen Eigenschaften kontinuierlich innerhalb von einigen km in stratosphärische übergehen.

Die Dauer des Transports in die Stratosphäre sowie die Temperatur- und Druckverhältnisse währenddessen sind entscheidend für den Eintrag in die Stratosphäre. Beispielsweise kondensiert der in der Luft enthaltene Wasserdampf zu einem großen Teil beim Durchqueren der Kaltpunkttropopause und sedimentiert in Form von Eiskristallen. Die in die Stratosphäre eingetragene Luft ist daher sehr trocken.

In den Tropen werden Luftmassen hauptsächlich durch hochreichende Konvektion innerhalb weniger Stunden von der Grenzschicht bis in die obere Troposphäre transportiert. Dieser

Transport reicht meisten bis in eine Höhe von 10 km bis 14 km, kann jedoch in sehr seltenen Fällen auch Luft bis in eine Höhe von 19 km in die Stratosphäre einbringen. Die Erwärmungsrate durch Strahlung ist in der Troposphäre im Mittel negativ, daher sinkt ein Großteil der konvektiv transportierten Luftmasse nach einiger Zeit wieder ab. Oberhalb der Konvektion ist die Erwärmung durch Strahlung entscheidend für den vertikalen Transport in die Stratosphäre. Ist die Erwärmungsrate durch Strahlung positiv, so wird die Luft erwärmt und die Luft kann auch durch stabil geschichtete Atmosphärenschichten aufsteigen. Dies ist ein entscheidender Prozess in der gesamten Stratosphäre. Daher ist die genaue Simulation der Erwärmungsrate in der TTL und der Stratosphäre sehr wichtig zur Berechnung der stratosphärischen Dynamik. Für den Übergang vom konvektiven zum strahlungsgetriebenen Transport ist die Höhe wichtig, in der die Erwärmungsrate positiv wird. Dieses Level, das LZH (*level of zero net radiative heating*), befindet sich in ca. 15 km (125 hPa bzw. 360 K potentielle Temperatur) (Gettelman et al., 2004).

In dieser Arbeit wird die solare und thermische Erwärmungsrate durch Strahlung im Bereich der TTL untersucht. Dabei wird die Wirkung strahlungsrelevanter Spurengase, dem Temperaturprofil und der Bewölkung auf die Erwärmungsrate bestimmt. Insbesondere die Rolle der Wolken ist noch ungeklärt, die die Erwärmungsrate entscheidend beeinflussen. Im solaren Spektralbereich wird die Erwärmungsrate im oberen Wolkenbereich durch Absorption und Verlängerung des optischen Weges erhöht, die tiefere Atmosphäre wird hingegen abgeschattet. Im thermischen Spektralbereich werden die Wolkenunterkanten meist durch Absorption erwärmt, die Wolkenoberkanten hingegen durch Emission abgekühlt. Je nach Bewölkungssituation kann somit der Gesamteffekt der Bewölkung auf die Erwärmungsrate positiv oder negativ sein.

1.1 Stand der Wissenschaft

In den 40er Jahren wird das grundlegende Konzept der stratosphärischen Zirkulation (Brewer, 1949), basierend auf den ersten Wasserdampfmessungen in der Stratosphäre (Dobson et al., 1946), entworfen. Dobson et al. folgerten aus der niedrigen Feuchtigkeit der Stratosphäre, dass die eingetragene Luftmassen eine besonders kalte Region passiert haben müssen, wo der Sättigungsdampfdruck entsprechend klein ist. Sie zeigen, dass nur die Temperatur der tropischen Kaltpunkttropopause ausreichend kalt ist, um die niedrige Wasserdampfkonzentration zu erklären. Die mittlere Zirkulation wird nach den beiden Wissenschaftlern *Brewer-Dobson*-Zirkulation genannt. Murgatroyd und Singleton (1961) entwickeln Anfang der 60er Jahre eine Methode, mit der, basierend auf der Erwärmungsrate, die mittlere meridionale Zirkulation diagnostiziert werden kann. Die so abgeleiteten Winde werden diabatische Zirkulation genannt. Ende der 70er Jahre leiten Andrews und McIntyre (1976, 1978) die transformierten *Eulerschen* Gleichungen (TEM) ab, die die Wechselwirkung zwischen der mittleren, stratosphärischen Strömung und den atmosphärischen Wellen vollständig beschreiben. Die TEM-Gleichungen können daher im Gegensatz zu dem Formalismus der diabatischen Zirkulation auch zur Vorhersage der stratosphärischen Dynamik genutzt werden. In den 80er Jahren wird erstmals eine drastische Abnahme des Ozons in der Südpolarregion beobachtet (Farman et al., 1985). Durch die direkte Relevanz auf die Biosphäre und den Menschen wird die Forschung bezüglich des Ozons und der Stratosphäre stark forciert.

Ein Zweig dieser Forschungsarbeiten beschäftigt sich mit dem Übergangsbereich zwischen der oberen Troposphäre und der unteren Stratosphäre in den Tropen. In dieser Region findet der Hauptteil des Luftmassentransports in die Stratosphäre statt. In den letzten 10 Jahren konkretisierte sich zunehmend das Modell der tropischen Tropopausenregion (Gettelman und de Forster, 2002; Gettelman und Birner, 2007; Fueglistaler et al., 2009a), das den im Gegensatz zu den Extratropen wesentlich kontinuierlicheren Übergang zwischen den Atmosphärenschichten beschreibt. Im Kontext mit der diabatischen Zirkulation wird auch die Erwärmungsrate in der TTL untersucht, insbesondere auch der Einfluss der Wolken auf diese (Gettelman et al., 2004; Corti, 2005; Corti et al., 2006; Marshak et al., 2007; Feldman et al., 2008; Fueglistaler et al., 2009b). Die vorliegende Arbeit leistet einen Beitrag zu dieser Forschung.

Im Folgenden werden daher die Veröffentlichungen der letzten Jahre auf diesem Gebiet zusammengefasst, und in Bezug darauf im folgenden Abschnitt die Ziele dieser Arbeit formuliert. Gettelman et al. (2004) berechnen die Erwärmungsrate der tropischen Atmosphäre auf Grundlage von Radiosondendaten von den Galapagosinseln, ohne die Bewölkung zu berücksichtigen. Sie vergleichen die Ergebnisse verschiedener Strahlungstransferprogramme von fünf Klima- und Wettermodellen, siehe Abbildung 1.1. Sie stellen fest, dass das LZH, unterhalb

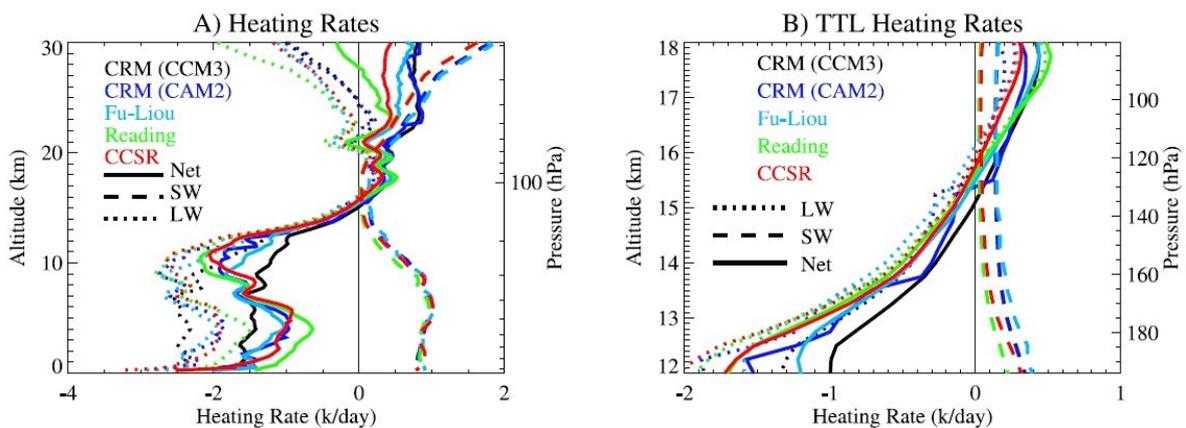


Abbildung 1.1: Die Erwärmungsrate für ein atmosphärisches Profil von den Galapagosinseln ohne Berücksichtigung von Bewölkung, berechnet durch fünf verschiedene Modelle. Abbildung a) zeigt die Erwärmungsrate zwischen 0 und 30 km, Abbildung b) den Bereich um die TTL von 12 bis 18 km. Farben zeigen verschiedene Modelle. Es wird unterschieden in solare (gestrichelt), thermische (gepunktet) und Nettoerwärmungsrate (durchgezogen) (Gettelman et al., 2004).

dessen die Erwärmungsrate negativ und oberhalb positiv ist, in 15 km Höhe (125 hPa bzw. 360 K potentielle Temperatur) liegt. Gettelman et al. (2004) schätzen die Standardabweichung des LZH aufgrund von zeitlichen und räumlichen Variationen auf ± 500 m. Das LZH ist für die Dynamik in der TTL wichtig, da Luft oberhalb erwärmt wird und in die Stratosphäre aufsteigt, während Luft unterhalb wieder in die Troposphäre absinkt, siehe auch Abbildung 1.2. Weiterhin untersuchen Gettelman et al. den Einfluss von Wasserdampf, Ozon, CFCs, NO_2 und Methan auf die Erwärmungsrate. Im thermischen Spektralbereich wirkt Wasserdampf in allen Höhenlevels kühlend. Ozon wirkt oberhalb von 13 km erwärmend und CO_2 hat in Abhängigkeit von der Höhe teils kühlende, teils erwärmende Wirkung. Im Bereich

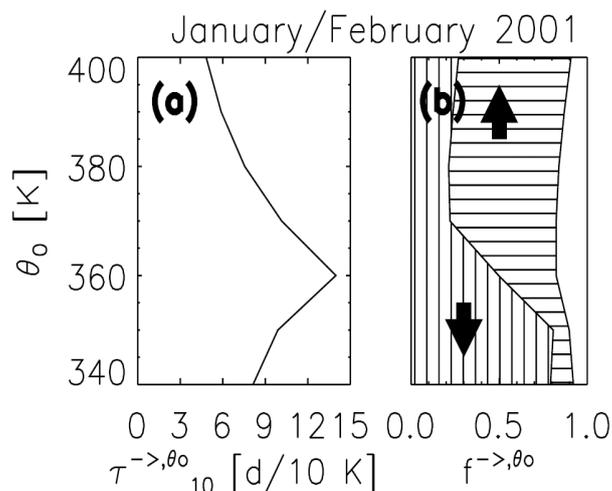


Abbildung 1.2: Links ist die durchschnittliche Zeit in Tagen dargestellt, bevor sich die potentielle Temperatur um ± 10 K verändert hat. Die Änderung der potentiellen Temperatur ist gleichbedeutend mit einem Aufstieg oder Abstieg von der Startposition. Rechts wird der Anteil der Trajektorien dargestellt, die aufsteigen oder absinken. Die nicht schraffierte Fläche kennzeichnet den Anteil an Trajektorien, die ihre Temperatur innerhalb von 2 Monaten um weniger als 10 K verändern (Fueglistaler et al., 2004).

der TTL ist CO_2 erwärmend. Die solare Erwärmungsrate hat im Bereich der TTL ein lokales Minimum, wobei CO_2 , Wasserdampf, Ozon und CFCs die stärksten Absorber in diesem Bereich sind.

Corti (2005) erweitert die Simulationen von Gettelman, indem er die Erwärmungsrate der TTL unter Berücksichtigung von Wolken modelliert. Seine Simulationen stützen sich auf die Profile von Temperatur, Druck und Spurengasen von sieben Radiosondenstationen, die zwischen 10° S und 10° N liegen. Als Grundlage der Wolkenprofile verwendet er die Wolkenklimatologie *International Satellite Cloud Climatology Project* (ISCCP) (Rossow und Schiffer, 1999). Die vertikale Auflösung dieses Datensatzes ist sehr grob, daher benutzt Corti zusätzlich Daten des Lidar-in-Space Technology Experiments (LITE) (McCormick et al., 1993; Winker et al., 1996), das vom 10. bis 19. September 1994 auf der Space Station durchgeführt wird. Bei diesem Experiment wird erstmals ein Laser im Weltraum betrieben und erstmals, wenn auch über einen relativ kleinen Zeitraum von 14 Tagen, global das Extinktionsprofil optisch dünner Wolken mit hoher vertikaler Auflösung, hoher Messgenauigkeit und globaler Abdeckung vermessen. Corti findet in Übereinstimmung mit Gettelman et al. (2004), dass die Erwärmungsrate ohne Berücksichtigung von Wolken in 15.0 km das Vorzeichen wechselt. Wenn ISCCP-Wolken in die Simulation miteinbezogen werden, befindet sich das LZH 0.9 km tiefer bei 14.1 km als unter wolkenlosen Bedingungen. Wird der kombinierte LITE-ISCCP Wolken Datensatz zugrunde gelegt, so befindet sich das LZH in einer Höhe von 14.6 km. Der aus der Erwärmungsrate abgeleitete vertikale Massenfluss stimmt oberhalb von 16.5 km für den ISCCP-Datensatz bzw. oberhalb von 15 km für den kombinierten LITE-ISCCP-Datensatz im Bereich der angegebenen Unsicherheit mit dem Simulationsergebnis von ERA 15 überein. Corti et al. (2006) stellen fest, dass die Erwärmungsrate innerhalb hoher Zirrusbewölkung vor allem durch thermische Absorption stark angehoben

werden kann. Sie schlagen vor, dass die dadurch ausgelöste vertikale Bewegung ein wichtiger Transportmechanismus im Bereich der TTL ist. Somit setzt sich der Troposphären-Stratosphären-Transport nach Corti et al. aus einem dreistufigen Prozess zusammen: als erstes findet ein rascher Transport innerhalb von Stunden von der Grenzschicht bis in den Bereich des konvektiven Ausflusses in 10 km bis 14 km statt. In den folgenden 15 Tagen wird die Luft durch Erwärmung innerhalb von hohen Zirren, dem sogenannte *cloud lofting* (Lilly, 1988; Ackerman et al., 1988; Corti et al., 2006), bis in eine Höhe von ca. 16 km transportiert. Oberhalb davon reicht die Erwärmungsrate auch in wolkenlosen Regionen aus, um den Vertikaltransport der *Brewer-Dobson*-Zirkulation zu erklären.

Auch Fueglistaler und Fu (2006) und Marshak et al. (2007) untersuchen die Erwärmungsrate des bewölkten Himmels. Beide Veröffentlichungen nutzen Wolkenprofile, die aus Messergebnissen des bodengestützten Millimeter-Wolkenradar der ARM (Atmospheric Radiation Measurement) Stationen in Nauru und Manus östlich von Indonesien abgeleitet werden. Fueglistaler und Fu (2006) stellen fest, dass das LZH in Übereinstimmung mit Gettelman et al. (2004) ohne Berücksichtigung der Bewölkung bei 125 hPa (ca. 15 km bzw. 355 K) liegt, wobei saisonale Variationen von bis zu 400 m auftreten. Wird die Bewölkung berücksichtigt, so sinkt dieses Level um rund 100 m. Dieses Ergebnis ist um den Faktor zehn bzw. fünf kleiner als der von Corti (2005) ermittelte Wolkeneffekt. Die Erwärmungsrate wird durch den Effekt der Bewölkung oberhalb von 15 km um bis zu 0.1 K/d (Manus) bzw. 0.5 K/d (Nauru) gesenkt, unterhalb von 15 km erhöht die Bewölkung die Erwärmungsrate. Marshak et al. (2007) untersuchen die unterschiedlichen Charakteristika der beiden Stationen. Während in Manus häufig hochreichende Konvektion auftritt, treten in Nauru vorrangig Zirren von 10 km bis 14 km ohne unterhalb liegende mittlere Bewölkung auf. Daher ist auch der Effekt der Bewölkung auf die Erwärmungsrate unterschiedlich. In Manus wird in jedem Höhenbereich die Erwärmungsrate angehoben, am stärksten im 9 km um 0.6 K/d. In Nauru hingegen sind vor allem der Effekt der Grenzschichtbewölkung und der Zirren vorherrschend, wobei die Oberkante der Grenzschicht in 1 km einen Effekt von -0.6 K/d und die Zirren in 11 km einen Effekt von +0.4 K/d auf die Erwärmungsrate haben. Des Weiteren wird der Tagesgang der Erwärmungsrate untersucht, wobei dieser hauptsächlich durch die Variation des solaren Anteils dominiert wird. Insbesondere zwischen 8 km und 15 km variiert die solare Erwärmungsrate stark und erreicht Werte von bis zu 2 K/d von 11:00 h bis 16:00 h lokaler Zeit.

Feldman et al. (2008) benutzen erstmals Daten von CloudSat, um das Erwärmungsratenprofil in den Tropen zu berechnen. Sie vergleichen ihre Ergebnisse mit Fueglistaler und Fu (2006) und Marshak et al. (2007) für die Gegend um Manus für den Zeitraum Juli 2006 bis Juli 2007. Nach ihrer Simulation befindet sich das LZH in einer Höhe von 15.5 km (120 hPa) und somit 500 m höher als nach der Berechnung von Fueglistaler und Fu (2006). Ihre Fehleranalyse nutzt die Unsicherheiten, die vom Assimilationssystem des European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) und vom Wolkenfernerkundungsverfahren des CloudSats berechnet werden. Sie berechnen, dass das LZH mithilfe von CloudSat-Daten auf 0.5 km bis 1.0 km genau bestimmt werden kann. Weiterhin untersuchen Feldman et al. (2008) die geographischen Strukturen des LZH für den Zeitraum Dezember 2006 bis Februar 2007. Sie zeigen, dass das LZH im Bereich der inneren Tropen von 10° S bis 10° N fast überall zwischen 16.8 km und 17.2 km liegt. Nur im Bereich des östlichen Pazifiks ist das LZH besonders niedrig, es befindet sich dort in einer Höhe zwischen 14.5 km bis 15.3 km.

Fueglistaler et al. (2009b) vergleichen die Erwärmungsraten des ERA-40 und des ERA-Interim Datensatzes. Die Genauigkeit kann anhand des Assimilationsinkrements, der Temperaturdifferenz zwischen der vorhersagten Temperatur und der nachfolgenden Analyse, quantifiziert werden. Neben der Erwärmung durch Strahlung können mithilfe einer vollständigen Simulation der Dynamik und der Wolkenphysik auch die Beiträge der latenten Erwärmung und des turbulenten Wärmetransports zur Energiebilanz berücksichtigt werden. In Übereinstimmung mit Gettelman et al. (2004); Corti (2005) wird das LZH bei wolkenlosem Himmel bei einem Druck von 130 hPa simuliert. Insbesondere wird der Einfluss der im ECMWF-Modell verwendeten Ozonklimatologie (Fortuin und Langematz, 1995) untersucht, die im Bereich der TTL und der unteren Stratosphäre im Vergleich zu Radiosonden um ca. 20 % zu hohe Ozonwerte angibt. Sie zeigen, dass unter Verwendung der Ozonkonzentration von ERA-40 die Erwärmungsrate oberhalb von 70 hPa negativ ist. Werden jedoch statt der Ozonkonzentration von ERA-40 Radiosondenmessungen oder die Ozonklimatologie von Fortuin und Langematz (1995) verwendet, so ist die Erwärmungsrate im Bereich der TTL und unteren Stratosphäre positiv. Außerdem untersuchen Fueglistaler et al. den Effekt der Bewölkung auf die Erwärmungsrate in den Tropen von 20° S bis 20° N. Unterhalb von 17 km (90 hPa) wird die Erwärmungsrate durch den Effekt der Bewölkung um bis zu 0.5 K/d nach der ERA-Interim-Simulation im Mittel angehoben. Oberhalb wird sie um ca. 0.1 K/d reduziert. Dieses Ergebnis ist oberhalb von 125 hPa in guter Übereinstimmung mit den Resultaten von Corti (2005). Der Effekt von Wolken auf die Erwärmungsrate wird auch mit den Ergebnissen von Fueglistaler und Fu (2006) für die Gebiete um Nauru und Manus verglichen. Während der Effekt auf die solare Erwärmungsrate konsistent zu Fueglistaler und Fu (2006) simuliert wird, wird die thermische Erwärmungsrate in 140 hPa nach ERA-Interim um 0.3 K/d, hingegen bei Fueglistaler und Fu (2006) um 0.1 K/d durch die Bewölkung erhöht.

1.2 Offene Fragestellungen und Ziele dieser Arbeit

Die Genauigkeit der Simulation des Troposphären-Stratosphären-Transport hängt entscheidend von der Netto-Erwärmungsrate ab. Sie setzt sich aus dem solaren und dem thermischen Anteil zusammen, die in den meisten Fällen unterschiedliche Vorzeichen haben. Daher ist die Netto-Erwärmungsrate vom Betrag her wesentlich kleiner als ihre einzelnen Komponenten. Sie liegt in der TTL und in der unteren Stratosphäre in der Größenordnung von 0.1 K/d bis 1 K/d. Um verlässliche Rückschlüsse auf die Dynamik ziehen zu können, muss die Netto-Erwärmungsrate folglich mit einer Genauigkeit von ca. 0.1 K/d bekannt sein, was nach heutigem Stand des Wissens noch nicht erreicht wird. Um weitere Fortschritte bei der Simulation der Erwärmungsrate zu erzielen, müssen sowohl die Qualität der Beschreibung der Atmosphäre als auch die Genauigkeit der Methoden zur Strahlungstransfer-Simulation untersucht werden.

Die Erwärmungsrate bei wolkenlosem Himmel

Spurengase absorbieren die solare und thermische Strahlung und emittieren im thermischen Spektralbereich. Daraus folgt direkt die erste Fragestellung: **Welchen Einfluss haben die strahlungsrelevanten Spurengase auf das Profil der Erwärmungsrate?** Gettelman et al. (2004) beschreibt die Effekte von Wasserdampf, Ozon und Kohlendioxid auf die solare und thermische Erwärmungsrate. In der vorliegenden Arbeit wird diese Untersuchung

vertieft, indem die spektrale Erwärmungsrate betrachtet wird. Die spektrale Information ermöglicht es, den Einfluss einzelner Spurengase zu identifizieren. Auch kann mithilfe diese Betrachtung im Detail verstanden werden, warum der Effekt einzelner Spurengase auf die Erwärmungsrate in verschiedenen Höhen erwärmend bzw. abkühlend ist.

Um die spektral hochvariable Absorption genau und rechenzeiteffizient bei Strahlungstransfer-Simulationen berücksichtigen zu können, wurden k -Verteilungen entwickelt. Im Kontext zu dieser Arbeit ist dabei interessant zu untersuchen: **Mit welcher Genauigkeit kann die Erwärmungsrate mithilfe einer k -Verteilung berechnet werden?** Gattelman et al. (2004) fand heraus, dass sich die von verschiedenen Strahlungstransfermodellen simulierten Erwärmungsratenprofile bei gleichen Eingabedaten um bis zu 0.5 K/d unterscheiden. Die verglichenen Modelle unterscheiden sich dabei nicht nur durch die verwendete k -Verteilung, sondern meist auch durch die Methode zur Lösung der Strahlungstransfergleichung. Das hier verwendete Strahlungstransfermodell libRadtran bietet die Möglichkeit sowohl spektral hoch aufgelöste Simulationen als auch Simulationen mithilfe von verschiedenen k -Verteilungen durchzuführen. Auf diese Weise wird in dieser Arbeit die Genauigkeit einiger k -Verteilungen ermittelt, ohne dabei gleichzeitig das Lösungsverfahren austauschen zu müssen.

Der Effekt der Bewölkung auf die Erwärmungsrate

Neben den Spurengasen hat auch die Bewölkung einen großen Einfluss auf die Netto-Erwärmungsrate, der im tropischen Jahresmittel bis zu 1.1 K/d groß ist und somit eine vergleichbare Größenordnung wie der Effekt der Spurengase hat. In diesem Zusammenhang stellt sich folgende Frage: **Welchen Einfluss hat die Bewölkung auf die solare und thermische Erwärmungsrate?** Die ersten Publikationen bezüglich dieser Fragestellungen wurden im Zeitraum dieser Dissertation veröffentlicht (Corti, 2005; Corti et al., 2006; Fueglistaler und Fu, 2006; Marshak et al., 2007; Feldman et al., 2008; Fueglistaler et al., 2009b). Die verschiedenen Ergebnisse zeigen qualitativ ähnliche Profile des Wolkeneffekts. In der konvektiven Ausflussregion zwischen 10 km und 14 km wird die Netto-Erwärmungsrate nach den bisherigen Ergebnissen im tropischen Jahresmittel erhöht. In der unteren Stratosphäre wird die Netto-Erwärmungsrate um 0.1 K/d bis 0.2 K/d durch die Wolken reduziert (Corti, 2005; Fueglistaler und Fu, 2006; Fueglistaler et al., 2009b). Je nach verwendeten Wolken Datensatz und Strahlungstransfer-Modell weichen die einzelnen Ergebnisse um mehr als 0.1 K/d voneinander ab. **Daher besteht weiterer Bedarf, Modelle und Methoden zu vergleichen und eine geeignete Datenbasis der Bewölkung zu finden.** In dieser Studie wird die Erwärmungsrate basierend auf der Bewölkung und Spurengasverteilung nach dem operationellen Archiv des ECMWF simuliert. Somit ist ein direkter Vergleich zu den durch das ECMWF berechneten Erwärmungsraten möglich, die jedoch nur für die Reanalyseprojekte des ECMWF archiviert werden. Aufgrund der sehr ähnlichen Datenbasis können die Methoden detailliert verglichen werden. In dieser Arbeit besteht die Möglichkeit, Rechenzeit intensive Methoden zur Simulation des Strahlungstransfers als im ECMWF-Modell zu verwenden, wodurch eine Erhöhung der Simulationsgenauigkeit zu erwarten ist.

Die Struktur der Bewölkung und der Wolkenüberlapp

Die drei-dimensionale Struktur der Bewölkung hat insbesondere aufgrund von Abschattungseffekten einen großen Einfluss auf das Erwärmungsratenprofil (beispielsweise Chen et al., 2000). Die Form der Bewölkung kann jedoch in ein-dimensionalen Strahlungstransfermodellen nur eingeschränkt repräsentiert werden, da diese horizontale Homogenität voraussetzen.

Ein erster Schritt, die Variabilität der Bewölkung unterhalb der räumlichen Auflösung des Strahlungstransfermodells zu berücksichtigen, sind die sogenannten Überlappschemata (Warren et al., 1985; Tian und Curry, 1989; Chen et al., 2000). Mithilfe des drei-dimensionalen Strahlungstransfermodells MYSTIC können in dieser Arbeit folgende Fragestellungen untersucht werden: **Welchen Einfluss hat die drei-dimensionale Struktur der Bewölkung auf die Erwärmungsrate? Und mit welcher Genauigkeit können Wolkenüberlappschemata das Erwärmungsratenprofil wiedergeben?** Es existieren einige Arbeiten, in denen Wolkenüberlappschemata untereinander (Morcrette und Fouquart, 1986; Morcrette und Jakob, 2000) oder eine *independent-column*-Simulation mit einer Monte-Carlo-Rechnung (O’Hirok und Gautier, 2005) verglichen werden. Der Vergleich verschiedener Wolkenüberlappschemata mit einer Monte-Carlo-Simulation, wie er in dieser Arbeit durchgeführt wird, wurde bisher nicht veröffentlicht.

Regionale Unterschiede des Erwärmungsratenprofils in den Tropen

Trajektorienmodelle zeigen, dass ein Großteil des Troposphären-Stratosphären-Transports (TST) in der Region des indischen Ozeans und des westlichen Pazifiks stattfindet. Die regionalen Eigenschaften der tropischen Tropopause und TTL müssen in diesem Bereich so beschaffen sein, dass die Durchdringung der TTL dort einfacher ist als in anderen Regionen. Durch den Zusammenhang von Netto-Erwärmungsrate und dem Vertikaltransport in der TTL und der Stratosphäre werden die folgenden Fragestellungen motiviert: **Wie unterscheidet sich das Erwärmungsratenprofil in den verschiedenen tropischen Regionen? Wie wirkt sich die Bewölkung in der innertropischen Konvergenzzone und in stabil geschichteten Regionen auf das Profil der Erwärmungsrate aus? Wie groß sind die Auswirkungen der unterschiedlichen Wasserdampf- und Temperaturprofile?** Um dies zu beantworten, wird die Erwärmungsrate im gesamten Gebiet der Tropen simuliert und deren spezifische Charakteristika in den verschiedenen tropischen Regionen untersucht. Dabei ist zu erwarten, dass sich die Erwärmungsratenprofile über dem Ozean und über Kontinenten unterscheiden und dass sich in der konvektiv aktiven innertropischen Konvergenzzone besondere Merkmale ausbilden.

Die Untersuchung der regionalen Variabilität ist des Weiteren auch nützlich, um verschiedene Veröffentlichungen zu der Erwärmungsrate besser miteinander vergleichen zu können, da diese häufig unterschiedliche Regionen betrachten. Die bisherigen Erkenntnisse über die regionale Variabilität der Erwärmungsrate von Feldman et al. (2008) und Fueglistaler et al. (2009b) werden mit den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit verglichen.

Das LZH als markantes Level im Erwärmungsratenprofil

Das gesamte Profil der Netto-Erwärmungsrate beeinflusst den TST. Unter anderem ist auch das Level interessant, in dem die Erwärmungsrate positiv wird, das LZH. Unterhalb bewirkt die negative Netto-Erwärmungsrate ein Absinken in den konvektionsfreien Regionen, der vertikale Transport wird durch die Konvektion und die Erwärmungsrate durch Strahlung bestimmt. Oberhalb des LZH kann die Luft durch die stabil geschichtete TTL in die untere Stratosphäre aufsteigen, der vertikale Transport wird vorrangig durch die Strahlungserwärmungsrate festgelegt. Nach den bisherigen Publikationen befindet sich das LZH bei wolkenlosen Himmel im Mittel zwischen 15.0 km und 15.5 km bzw. 130 hPa und 125 hPa (Corti, 2005; Fueglistaler und Fu, 2006; Marshak et al., 2007; Fueglistaler et al., 2009b), wobei ein Unterschied der Höhe des LZH von 100 m einem Unterschied der Erwärmungsrate

von ca. 0.03 K/d entspricht. Umstrittener ist hingegen die Auswirkung der Bewölkung auf das LZH. Nach Corti (2005) hat die Bewölkung in der Höhe des LZH im tropischen Mittel einen erwärmenden Effekt, wodurch das LZH um 0.5 km abgesenkt wird. Nach Fueglistaler und Fu (2006) und Marshak et al. (2007) ist der Bewölkungseffekt auf das LZH geringer. Ihren Simulationen zufolge wird es im westlichen Pazifik nur um ca. 100 m abgesenkt. Die Unterschiede werden bisher nicht im Detail verstanden. Sie könnten auf die unterschiedlichen Wolkendatensätze, auf die verschiedenen Berechnungsmethoden oder regionale Unterschiede der Erwärmungsrate und des Wolkeneffekts zurückzuführen sein. Daher wird in dieser Arbeit folgende Fragestellung bearbeitet: **In welcher Höhe befindet sich das LZH bei wolkenlosen und bewölktem Himmel? Und wie stark unterscheidet sich die Höhe des LZH in den verschiedenen Regionen der Tropen?**

Zeitliche Variabilität der Erwärmungsrate

Es ist bekannt, dass ein Großteil des TST in den Monaten Januar bis April stattfindet (Fueglistaler et al., 2004). In dieser Zeit ist die Temperatur an der tropischen Kaltpunkttropopause besonders niedrig. Durch das Trockenfrieren wird der in die Stratosphäre transportierten Luftmasse das *tape-recorder*-Signal aufgeprägt. Interessant ist daher der Zusammenhang von TST und Netto-Erwärmungsrate: **Wie ändert sich das Profil der Netto-Erwärmungsrate in den Monaten, in denen der TST besonders hoch ist, im Vergleich zum Jahresmittel? Und ist diese Änderung hauptsächlich auf eine Variation des Zustandes der Spurengase, der Temperatur oder der Bewölkung zurückzuführen?** Um dies zu untersuchen, wird die tropische Erwärmungsrate für einen Zeitraum von einem Jahr simuliert. Ihre zeitliche Variation wird mit denen von Atmosphäre und Bewölkung verglichen.

Der Transport von Spurengasen in der Troposphäre unterliegt zusammen mit der Konvektion einem starken Tagesgang. Hat auch die Netto-Erwärmungsrate und somit der strahlungsgetriebene Vertikaltransport einen starken Tagesgang, so kann dies Auswirkungen auf den Transport von Spurengasen in die untere Stratosphäre haben. Daher wird in dieser Arbeit Folgendes untersucht: **Welchem Tagesgang unterliegt die Erwärmungsrate in verschiedenen Höhen? Wie groß sind die Einflüsse des Tagesgangs des Sonnenstandes, der Bewölkung, der Spurengase und der Temperatur auf die Erwärmungsrate?**

Zusammengefasst sind die Ziele der Arbeit:

- Simulation der Erwärmungsrate in den Tropen
- Quantifizierung der Einflüsse von Spurengasen und Temperatur auf die Erwärmungsrate
- Quantifizierung des Einflusses der Bewölkung auf die Erwärmungsrate
- Untersuchung der räumlichen Struktur der Erwärmungsrate
- Untersuchung der zeitlichen Variation der Erwärmungsrate innerhalb eines Tages und im Lauf eines Jahres

1.3 Strategie zur Beantwortung der Fragestellungen

Zur Beantwortung der soeben erörterten Fragestellungen sind folgende Schritte notwendig: Als erstes wird das Strahlungstransfermodell libRadtran so erweitert, dass es Erwärmungsraten robust simulieren kann. Als zweites muss eine verlässliche Datengrundlage für die Strahlungstransfer-Simulationen erschlossen werden. Anforderungen sind eine möglichst hohe Genauigkeit, sowie räumlich und zeitliche ausreichende Abdeckung der Tropen bzw. des untersuchten Zeitraums. Daher werden in dieser Arbeit hauptsächlich Daten des ECMWF verwendet, das durch Kombination von Beobachtungsdaten und Modellierungsergebnisse einen für den Strahlungstransfer-Simulationen gut geeigneten Datensatz erzeugt (Wild et al., 1998). Um die Verwendung des ECMWF-Datensatzes zu ermöglichen, wird eine entsprechende Schnittstelle in libRadtran eingebaut. Diese ist so programmiert, dass sowohl Daten der Reanalyseprojekte des ECMWF als auch operationellen Analyse und Vorhersage verwendet werden können. Aufgrund der mit der Vorhersagezeit ansteigenden Vorhersageunsicherheit werden in dieser Arbeit Analysen und kurzfristige Vorhersagen des operationellen Archivs verwendet. Sie haben für den untersuchten Zeitraum eine höhere Genauigkeit als die Reanalysendatensätze, da im operationellen Betrieb eine höhere räumliche Auflösung verwendet wird und das Assimilationssystem und die Modellphysik des ECMWF-Modells seit dem letzten Reanalysenprojekt verbessert wurde (Tompkins et al., 2007; Internetseite des ECMWF, 2006).¹ Im Gegensatz zu dem ECMWF-Modell werden auch die vorhergesagten Ozonfelder für die Strahlungstransfer-Simulation verwendet. Es wird gezeigt, dass dadurch die Genauigkeit der Erwärmungsrate im Bereich der TTL verbessert wird. Die verschiedenen Methoden zur Strahlungstransfer-Simulation werden detailliert auf ihre Genauigkeit untersucht, insbesondere die k-Verteilung, das Lösungsverfahren der Strahlungstransfergleichung und das Wolkenüberlappschema. Mithilfe der erweiterten Version von libRadtran wird anschließend die Erwärmungsrate für die Tropen von 30° S bis 30° N für einen Zeitraum von einem Jahr simuliert. Hierfür wurde die Berechnung der Erwärmungsrate auf mehrere Rechner verteilt und eine Optimierung der Ein- und Ausgabe der Simulationsergebnisse vorgenommen. Als Letztes werden die Ergebnisse hinsichtlich der oben beschriebenen Fragestellungen analysiert.

¹Die operationelle Vorhersage hat meist eine ca. um den Faktor 1.5 bis 2.0 höhere horizontale und vertikale Auflösung als entsprechenden Reanalyseprojekten. Einige aktuelle Fortschritte der Modellphysik des ECMWF werden in Abschnitt 3.3 beschrieben.

Kapitel 2

Grundlagen

In diesem Kapitel werden die zum Verständnis der vorliegenden Arbeit notwendigen Grundlagen zusammengefasst. Im ersten Abschnitt wird der Strahlungstransfer behandelt. Es werden die grundlegenden physikalischen Größen definiert, die Grundlagen der Berechnung der optischen Eigenschaften von Spurengasen und Partikeln beschrieben, die Terme der Strahlungstransfergleichung erläutert und die Erwärmungsrate durch Strahlung abgeleitet. Im zweiten Abschnitt wird die Zirkulation in der Stratosphäre beschrieben. Es werden die transformierten *Eulerschen* Gleichungen (TEM) eingeführt, die die Wechselwirkung zwischen mittlerer Strömung und der atmosphärischen Wellenaktivität beschreiben. Hierbei wird auch die residuale Zirkulation eingeführt. Ausgehend von der TEM können zwei weitere Beschreibungen der mittleren Zirkulation abgeleitet werden, das *downward-control*-Prinzip und die diabatische Zirkulation. Das *downward-control*-Prinzip beschreibt den Zusammenhang zwischen atmosphärischen Wellen und mittlerer stratosphärischer Zirkulation. Die diabatische Zirkulation beschreibt den Zusammenhang zwischen der Erwärmungsrate durch Strahlung und der mittleren stratosphärischen Zirkulation. Bei beiden Methoden ist es notwendig, bestimmte Informationen über den Zustand der Atmosphäre zu kennen, um die stratosphärische Zirkulation diagnostizieren zu können. Im letzten Abschnitt werden die besonderen Charakteristika der tropischen Tropopausenregion (TTL) - der Übergangsregion zwischen tropischer Troposphäre und Stratosphäre - herausgearbeitet, für die in dieser Arbeit die Erwärmungsraten simuliert werden. Es werden die typischen Profile der Spurengaskonzentration und der Temperatur sowie die Bewölkung beschrieben, weiterhin die vertikalen Transportprozesse und die Bedeutung der Erwärmungsrate hierfür erklärt.

2.1 Die Grundlagen des Strahlungstransfers

Die Erde tauscht Energie mit dem Weltall in Form von Strahlung aus. Der Materieaustausch ist in klimatologischen Zeiträumen (Größenordnung von 10000 Jahren) sehr gering und spielt eine untergeordnete Rolle (Seki et al., 2001).¹ Die Erde bildet daher ein thermodynamisch

¹Seki et al. (2001) zeigen, dass in den letzten 3 Milliarden Jahren maximal 18% des in der heutigen Atmosphäre vorhandenen Sauerstoffs verloren gingen. Hunten (1973) untersucht die Verlustrate auch von weiteren Gasen.

geschlossenes System.² Das Erdsystem absorbiert einen Teil der Strahlung der Sonne, die in erster Näherung der Strahlung eines Schwarzkörpers mit 5800 K gleicht. Der solare Spektralbereich umfasst den ultravioletten (UV: 0.1 μm –0.38 μm Wellenlänge), den sichtbaren (VIS: 0.38–0.78 μm) und den nahen infraroten (NIR: 0.78 μm –3.0 μm) Spektralbereich. Die Erde selbst emittiert Strahlung im thermischen Spektralbereich, hauptsächlich im mittleren (MIR: 3 μm –50 μm) und schwächer auch im fernen (FIR: 50 μm –100 μm) Infrarotbereich (DIN Norm 5030, 1982).

Der Strahlungstransfer wird durch Streuung, Absorption und Emission von Strahlung in der Atmosphäre sowie Reflexion, Absorption und Emission vom Erdboden bestimmt. Die Streuung beschreibt die Änderung der Ausbreitungsrichtung der Strahldichte.³ Die Streuung an Luftmolekülen wird durch die *Rayleigh*-Streuung beschrieben. Sie ist vor allem im ultravioletten und sichtbaren Spektralbereich von Bedeutung. Die Streuung an Wolken und Aerosolen hingegen muss sowohl im solaren als auch thermischen Spektralbereich berücksichtigt werden. Bei der Absorption geht die Energie eines Photons auf ein Molekül oder Atom über, wodurch dessen energetischer Zustand verändert wird. Die absorbierenden Bestandteile der Atmosphäre sind Spurengase mit Dipolmoment (insbesondere Wasserdampf, Ozon und Kohlendioxid), Aerosole (vor allem jene mit Rußanteil) und Wolken. Die Emission beschreibt den umgekehrten Prozess, ein Molekül oder Atom emittiert ein Photon und gibt dabei Energie ab.

Zuerst werden in diesem Abschnitt die grundlegenden, physikalischen Größen des Strahlungstransfers definiert. Im zweiten und dritten Abschnitt werden die optischen Eigenschaften von Gasen und Partikeln in der Atmosphäre beschrieben. Der vierte Abschnitt fasst die Effekte der Streuung, Absorption und Emission zur Strahlungstransfergleichung zusammen. Im letzten Abschnitt wird die Erwärmungsrate abgeleitet.

2.1.1 Definition der grundlegenden Strahlungsgrößen

Die Bezeichnungen der Strahlungsgrößen sind in der Literatur nicht einheitlich. In dieser Arbeit wird die Notation nach DIN 5031 verwendet. Eine elektromagnetische Welle transportiert eine Strahlungsenergie E (*radiant energy*), ihre Einheit ist J. Der Strahlungsfluss Φ ist die emittierte, transportierte oder absorbierte Strahlungsenergie dE pro Zeitintervall dt . Φ wird in $\text{W}=\text{J}/\text{s}$ angegeben:

$$\Phi = \frac{dE}{dt} \quad [\text{W}] . \quad (2.1)$$

Alle Strahlungsgrößen sind eine Funktion der Wellenlänge λ . Die Wellenlänge wird im solaren Spektralbereich häufig in nm, im thermischen Spektralbereich in μm angegeben. Statt der Wellenlänge wird insbesondere im thermischen Spektralbereich die Wellenzahl $k = 1/\lambda$ meist in $[\text{cm}^{-1}]$ verwendet. Wird die Ableitung einer Strahlungsgröße von der Wellenlänge angegeben, so wird diese als *spektral* bezeichnet und das Symbol mit dem Index λ gekennzeichnet.

²Ein thermodynamisch geschlossenes System tauscht keine Masse, jedoch Energie mit der Umgebung aus. Ein abgeschlossenes System hat weder Energie- noch Masseaustausch mit der Umgebung.

³In dieser Arbeit wird ausschließlich elastische Streuung behandelt. Die inelastische *Raman*-Streuung an Molekülen ist für den über den solaren oder thermischen Bereich integrierten Strahlungstransfer von untergeordneter Bedeutung und wird daher hier nicht behandelt.

Beispielweise ist der spektrale Strahlungsfluss:

$$\Phi_\lambda(\lambda) = \frac{d\Phi}{d\lambda} \quad \left[\frac{\text{W}}{\text{nm}} \right]. \quad (2.2)$$

Die Strahlung ist eine gerichtete Größe. Die Ausbreitungsrichtung der Strahlung wird meist mithilfe zweier Winkel in Kugelkoordinaten beschrieben, dem Zenitwinkel θ zwischen Zenit und Ausbreitungsrichtung der Strahlung und dem Azimutwinkel ϕ , siehe Abbildung 2.1. Die Richtung der Direktstrahlung der Sonne wird durch Sonnenzenitwinkel θ_\odot und Sonnenazimutwinkel ϕ_\odot charakterisiert.⁴

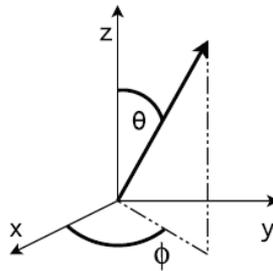


Abbildung 2.1: Der Zenitwinkel θ befindet sich zwischen Zenit und Ausbreitungsrichtung der Strahldichte. Der Azimutwinkel ist der Winkel zwischen x-Achse und der Projektion der Strahldichte in die x-y-Ebene (Mayer, 2009).

Der Strahlungsfluss $d\Phi$, der aus einem Raumwinkel $d\Omega = \sin(\theta) d\theta d\phi$ durch ein Flächenelement dA tritt, wird als Strahldichte L (*radiance*) bezeichnet:

$$L = \frac{d^2\Phi}{d\Omega dA (\hat{e} \cdot \hat{s})} \quad \left[\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{sr}} \right], \quad (2.3)$$

wobei \hat{s} der Einheitsvektor in Ausbreitungsrichtung der Strahlung und \hat{e} der Normalenvektor des Flächenelements dA ist. Wenn der Vektor der Ausbreitungsrichtung und der Strahldichte einen Winkel θ^* einschließen, ist gilt $\hat{s} \cdot \hat{e} = \cos(\theta^*)$. Wenn die Strahldichte durch ein waagerechtes Flächenelement tritt, so ist θ^* gleich dem Zenitwinkel θ , siehe Abbildung 2.1. Der Cosinus des Zenitwinkels wird mit $\mu = \cos(\theta)$ abgekürzt.

Der aktinische Fluss F_0 ist definiert als die über den gesamten Raumwinkel $d\Omega = 4\pi$ integrierte Strahldichte. Er wird beispielsweise bei der Berechnung von Photolyse- und Erwärmungsraten verwendet:

$$F_0 = \int_0^{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} L(\theta, \phi) \sin(\theta) d\theta d\phi \quad \left[\frac{\text{W}}{\text{m}^2} \right]. \quad (2.4)$$

Die Bestrahlungsstärke oder Strahlungsflussdichte F (*irradiance* oder *flux density*) ist der Strahlungsfluss $d\Phi$ durch ein Flächenelement dA .

$$F = \frac{d\Phi}{dA} \quad \left[\frac{\text{W}}{\text{m}^2} \right]. \quad (2.5)$$

⁴Das astronomische Symbol für die Sonne ist \odot . Wird es als Index verwendet, bezeichnet die entsprechende Größe in dieser Arbeit immer die Direktstrahlung der Sonne ohne Einfluss der Atmosphäre.

Der Zusammenhang zwischen der Bestrahlungsstärke F und der Strahldichte L ist folglich:

$$F = \int_0^{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} L(\theta, \phi) \hat{s} \cdot \hat{e} \sin(\theta) d\theta d\phi. \quad (2.6)$$

Die Bestrahlungsstärken F_x , F_y und F_z auf die Flächen, die senkrecht zu den Einheitsvektoren \hat{e}_x , \hat{e}_y und \hat{e}_z eines rechtwinkligen Koordinatensystems sind, bilden die Komponenten des Nettoflussvektors $\vec{F} = (F_x, F_y, F_z)$:

$$F_{x,y,z} = \int_0^{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} L(\theta, \phi) \hat{s} \cdot \hat{e}_{x,y,z} \sin(\theta) d\theta d\phi \quad \left[\frac{\text{W}}{\text{m}^2} \right]. \quad (2.7)$$

Die Bilanz der Bestrahlungsstärke für ein Volumen V kann elegant mithilfe des Nettoflussvektors \vec{F} ausgedrückt werden:

$$\int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{F} dV = \int_{A(V)} \vec{F} \cdot \hat{n} dA \quad [\text{W}], \quad (2.8)$$

wobei $A(V)$ die Oberfläche des Volumens V ist und \hat{n} der senkrecht auf der Oberfläche A stehende Einheitsvektor ist.

Die Bestrahlungsstärke F_z wird weiterhin häufig in eine aufwärts- und abwärtsgerichtete Komponente unterteilt:

$$\begin{aligned} F_{\uparrow} &= \int_0^{2\pi} \int_{-\pi}^0 L(\theta, \phi) \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta d\phi, \\ F_{\downarrow} &= \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} L(\theta, \phi) \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta d\phi, \end{aligned} \quad (2.9)$$

Die Strahlungsbilanz eines Volumens vereinfacht sich im horizontal homogenen Fall zu Differenz der Bestrahlungsstärken am Ober- und Unterrand des Volumens:

$$\int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{F} dV \underset{1D}{\approx} (F_{\downarrow} - F_{\uparrow})|_{oben} - (F_{\downarrow} - F_{\uparrow})|_{unten}. \quad (2.10)$$

Wird die Erde mit Atmosphäre als Gesamtsystem betrachtet, so muss nur die Bilanz der Bestrahlungsstärke am Oberrand der Atmosphäre berechnet werden.

2.1.2 Rayleigh-Streuung und Absorption durch Spurengase

In diesem Abschnitt werden die Streuung an Molekülen und die Absorption durch Spurengase beschrieben. Durch eine Streuung wird die Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen

Strahlung aus einer Richtung (θ', ϕ') in die Richtung (θ, ϕ) geändert. Der Streuquerschnitt der *Rayleigh*-Streuung σ_R

$$\sigma_R = \frac{\alpha^2 128 \pi^5}{3 \lambda^4} \quad (2.11)$$

nimmt mit der vierten Potenz der Wellenlänge λ ab. Dabei ist α die Polarisierbarkeit der Luft. Die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Richtungsänderung von der Richtung (θ', ϕ') in die Richtung (θ, ϕ) wird Phasenfunktion $P(\theta', \phi', \theta, \phi)$ (oder auch Streufunktion) genannt. Werden sphärische oder zufällig orientierte Teilchen betrachtet, so ist die Phasenfunktion nur von dem Streuwinkel ϑ abhängig. Die Streuung an Molekülen, die *Rayleigh*-Streuung, kann analytisch berechnet werden (Rayleigh, 1897). Hierbei wird vorausgesetzt, dass das streuende Partikel wesentlich kleiner als die Wellenlänge ist ($2\pi r/\lambda \ll 1$). Die Phasenfunktion der *Rayleigh*-Streuung P_r ist:

$$P_r(\vartheta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2(\vartheta)). \quad (2.12)$$

Bei der Absorption durch Spurengase wird die Energie eines Photons an ein Molekül oder Atom abgegeben, wobei dessen energetischer Zustand verändert wird. Bei Änderung des Anregungs-, Rotations- oder Schwingungszustand können nur diskrete Energiemengen bzw. Wellenlängen absorbiert werden. Diese werden anschließend in kinetische Energie umgesetzt, was zur Erwärmung des Absorbers führt. Bei der Ionisation können hingegen alle Photonen absorbiert werden, deren Energie $h\nu$ größer als die Ionisationsenergie ist. Durch den temperaturabhängigen Dopplereffekt und durch druckabhängige Zusammenstöße mit anderen Molekülen werden die diskreten Wellenlängen zu Absorptionslinien verbreitert (beispielsweise Liou, 2002).

Abbildung 2.2 zeigt, wie die solare und thermische Bestrahlungsstärke durch Streuung, Absorption und Emission auf dem Weg durch die Atmosphäre verändert werden. Die Hartley-

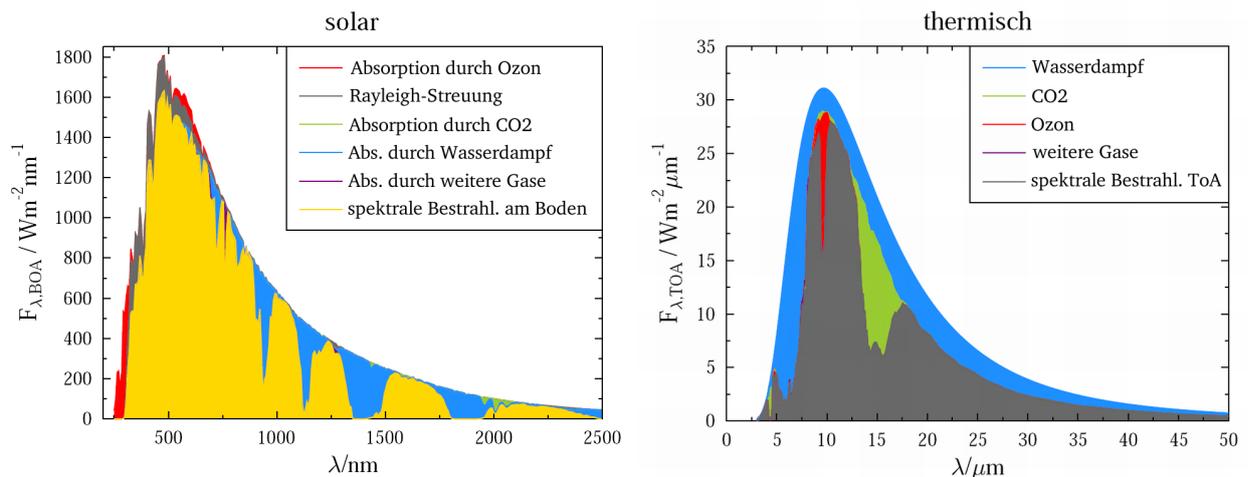


Abbildung 2.2: Der Einfluss von Streuung und Absorption auf die solare Bestrahlungsstärke am Erdboden bei einem Sonnenzenitwinkel von 30° (links) und die thermische Ausstrahlung am Oberen Rand der Atmosphäre (rechts). Die Verteilung der Spurengase entspricht typischen tropischen Bedingungen nach Anderson et al. (1986). Im solaren Spektralbereich wurde ein schwarzer Boden angenommen, im thermischen eine Emissivität von eins.

und Huggins-Banden des Ozons befinden sich im ultra-violetten Wellenlängenbereich. Die Chappuis-Bande des Ozons führen auch im sichtbaren Spektralbereich zwischen 500 nm und 700 nm zur Absorption. Wasserdampf absorbiert solare Strahlung vor allem im nahen Infrarot. Die ersten Absorptionslinien treten bei Wellenlängen $\lambda > 550$ nm auf. Kohlendioxid absorbiert vorrangig bei ca. 2000 nm, wobei die Absorption wesentlich kleiner als die des Wasserdampfs und des Ozons ist. Des Weiteren hat Sauerstoff drei schmale Absorptionsbanden bei 628 nm, 688 nm und 762 nm. Im thermischen Bereich muss zusätzlich zur Streuung und Absorption die temperaturabhängige Emission berücksichtigt werden. Wasserdampf absorbiert und emittiert in fast allen thermischen Wellenlängenbereichen. Kohlendioxid hat den größten Effekt zwischen $13 \mu\text{m}$ und $17 \mu\text{m}$ und Ozon bei $9.6 \mu\text{m}$. Wie sich die Absorption und Emission der verschiedenen Spurengase auf die Erwärmungsrate auswirken, wird im Detail in Abschnitt 3.2.1 untersucht.

Aufgrund der starken Wellenlängenabhängigkeit der Absorptionseigenschaften und der Nicht-linearität des Strahlungstransfers ist die Simulation eines Wellenlängenintervalls eine komplexe Problemstellung. Für eine exakte Strahlungstransfersimulation muss daher Wellenlänge für Wellenlänge monochromatisch simuliert werden. Dabei muss sichergestellt werden, dass alle spektralen Variationen durch eine ausreichende Anzahl von Stützstellen berücksichtigt werden. Für Wellenlängen $250 \text{ nm} < \lambda < 550 \text{ nm}$ reichen ein bis zwei Strahlungstransferrechnungen pro nm aus, da die Absorption im ultravioletten und sichtbaren Wellenlängenbereich in Banden auftritt. Bei größeren Wellenlängen treten vielfach einzelne, schmalbandige Absorptionslinien auf. Jede dieser Absorptionslinien mit mehreren Stützstellen aufzulösen, ist die genaueste Methode. Dies erfordert eine Auflösung von ca. $\Delta k = 0.02 \text{ cm}^{-1}$, wobei $k = 1/\lambda$ die Wellenzahl ist.⁵ Diese Methode wird *line-by-line*-Verfahren genannt. Sie ist aufgrund der hohen spektralen Auflösung sehr rechenzeitintensiv, so dass sie meist nur verwendet wird, um schnellere Methoden zu validieren. Sind nur die spektral integrierten Strahlungsgrößen von Interesse, wie beispielsweise zur Simulation der solaren oder thermischen Erwärmungsrate, so ist das Verfahren der *k*-Verteilung dazu geeignet, diese zu simulieren. Das solare und das thermische Spektrum wird hierbei in Bänder unterteilt. Innerhalb eines Bandes erfolgt die Simulation nicht in der Reihenfolge der Wellenlänge, sondern mehrere Wellenlängen mit ähnlichen optischen Eigenschaften werden durch eine repräsentative Strahlungstransfer-Rechnung simuliert (beispielsweise Liou, 2002). Bei der Umsortierung nach den optischen Eigenschaften geht die spektrale Information innerhalb des Bandes verloren, die spektral integrierten Ergebnisse werden jedoch genau und rechenzeiteffizient simuliert, siehe Abschnitt 4.1.

2.1.3 Optische Eigenschaften von Partikeln

Zur Simulation des Strahlungstransfers müssen aus den mikrophysikalischen Eigenschaften (Teilchenradius r bzw. Größenverteilung $n(r)$, Partikelform und komplexen Brechungsindex) die optischen Eigenschaften (Streukoeffizient β_{ext} , Absorptionskoeffizient β_{abs} und Phasenfunktion $P(\theta)$) berechnet werden.⁶ Dazu wird der extinktionswirksame Querschnitt σ_{ext} eines

⁵Ein Δk von 0.02 cm^{-1} entspricht 0.0005 nm bei 500 nm und 0.2 nm bei $10 \mu\text{m}$.

⁶Die genaue Definition des Teilchenradius unterscheidet sich bei Wassertröpfchen und Eiskristallen und wird an der entsprechenden Stelle später im Text definiert.

Teilchens mithilfe der Extinktionseffizienz Q_{ext} bestimmt, die den Zusammenhang zwischen dem Querschnitt σ und dem Extinktionsquerschnitt σ_{ext} beschreibt.

$$\sigma_{\text{ext}} = Q_{\text{ext}}(r, \lambda, m) \sigma \quad [m^2]. \quad (2.13)$$

Die Extinktionseffizienz Q_{ext} ist von der Wellenlänge λ , dem Partikelradius r , dem Brechungsindex m und der Form des betrachteten Teilchens abhängig. Analog zu (2.13) werden auch Absorptions- und Streuquerschnitt σ_{abs} und σ_{str} definiert, wobei der Extinktionsquerschnitt die Summe von Absorptions- und Streuquerschnitt ist:

$$\sigma_{\text{ext}} = \sigma_{\text{abs}} + \sigma_{\text{str}} \quad [m^2]. \quad (2.14)$$

Das Verhältnis von Streuquerschnitt σ_{str} zu Extinktionsquerschnitt σ_{ext} wird Einfachstreu-albedo ω_0 genannt:

$$\omega_0 = \frac{\sigma_{\text{str}}}{\sigma_{\text{ext}}}. \quad (2.15)$$

Wird ein Photon durch die Extinktion beeinflusst, wird es mit einer Wahrscheinlichkeit ω_0 gestreut und mit $1 - \omega_0$ absorbiert. Abbildung 2.3 zeigt die Phasenfunktion der *Rayleigh*-Streuung, siehe Gleichung (2.12), und von Wolkentröpfchen verschiedener Größen. Ein

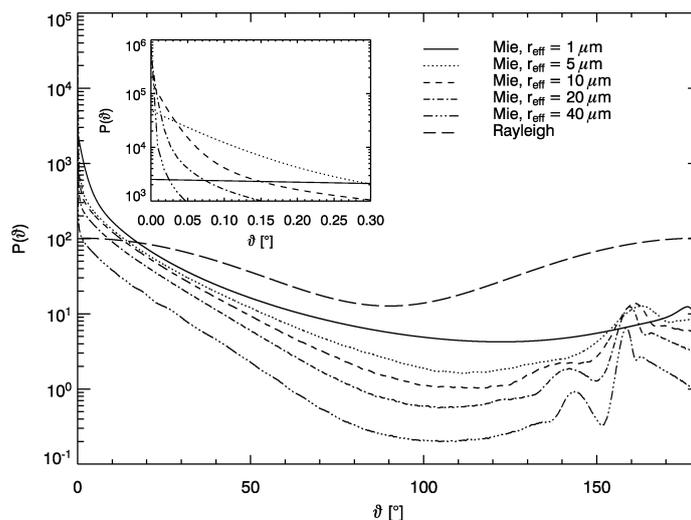


Abbildung 2.3: Beispiele normierter Streufunktionen P abhängig vom Streuwinkel ϑ , für Moleküle (Rayleigh-Streuung) und für Wolkentröpfchen verschiedener Größe (Mie-Streuung). Die kleine Abbildung zeigt die Details des Vorwärtsstrebereichs ($\vartheta < 0.3^\circ$) (Zinner, 2005).

Streuwinkel ϑ nahe Null bedeutet, dass sich die Flugrichtung des Photons kaum ändert. Für Wolkentröpfchen ist ersichtlich, dass die Vorwärtsstreuung mit einer wesentlich größeren Wahrscheinlichkeit eintritt. Diesen starken Vorwärtspeak in Strahlungstransfer-Simulationen korrekt und mit vertretbarem Rechenaufwand darzustellen, ist eine numerisch anspruchsvolle Aufgabe (Fu, 1996). Das erste Moment der Phasenfunktion ist der Asymmetrieparameter g :

$$g = \frac{\int_0^\pi \cos(\vartheta) P(\vartheta) \sin(\vartheta) d\vartheta}{\int_0^\pi P(\vartheta) \sin(\vartheta) d\vartheta} \quad (2.16)$$

Er ist ein Maß für den vorwärts- bzw. rückwärts gestreuten Anteil der Strahlung, wobei $-1 \leq g \leq 1$ ist. Für die *Rayleigh*-Streuung ist der Asymmetrieparameter $g = 0$, es werden gleiche Anteile der Strahlung nach vorne und nach hinten gestreut. Bei Teilchen mit großem Radius nimmt die Vorwärtsstreuung stark zu, daher ist $g > 0$.

Die Berechnung des Streu-, Absorptions- und Extinktionsquerschnitts, sowie der Einfachstreueralbedo und der Phasenfunktion ist komplex, daher werden an dieser Stelle Verweise auf die weiterführende Literatur gegeben. Die optischen Eigenschaften hängen von dem komplexen Brechungsindex (der wiederum eine Funktion des Drucks und der Temperatur sein kann), der Form des Partikels und der Wellenlänge ab. Partikel, die wesentlich kleiner als die Wellenlänge sind $(2\pi r)/\lambda \ll 1$, streuen nach der Approximation der *Rayleigh*-Streuung. Für Teilchen, die groß gegenüber der Wellenlänge sind $(2\pi r)/\lambda \gg 1$, kann die geometrische Optik verwendet werden. In dem häufig benötigten Bereich zwischen den beiden Grenzbeurteilungen müssen die optischen Eigenschaften aus den *Maxwell*-Gleichungen abgeleitet werden. Für einige Partikelformen existieren analytische Lösungen. Die *Mie*-Theorie (Mie, 1908) beschreibt die Streuung an sphärischen Teilchen (in heutiger Notation beispielsweise Liou, 2002). Sie ist allgemein gültig für alle Partikelgrößen und geht im Limit für kleine Teilchen in die *Rayleigh*-Streuung, für große Teilchen in die geometrische Optik über. Die *Mie*-Streuung wird verwendet, um Streuung an Wolkentröpfchen zu beschreiben. Nicht-sphärische Partikel wie Eisteilchen, Regentropfen oder Aerosolpartikel haben grundlegend andere Streu- und Absorptionseigenschaften. Verfahren wie *Ray-Tracing* (z.B. Macke und Großklaus, 1998) oder die *T-matrix*-Methode (Mishchenko, 1990; Baran et al., 2001) können für bestimmte Partikelformen verwendet werden. Die Berechnung optischer Eigenschaften nicht-sphärischer Partikel ist jedoch ein noch nicht abgeschlossenes Forschungsfeld.

Sind die optischen Eigenschaften eines Partikels bekannt, so können diese über eine Partikelverteilung $dn(r)/dr$ integriert werden, um die optischen Eigenschaften des Ensembles zu erhalten, wobei $n(r)$ für die Teilchendichte und r allgemein für eine charakteristische Größe des Partikels steht (bei Tröpfchen der Radius bzw. bei Eispartikel meist die maximale Länge). Der Extinktionskoeffizient β_{ext} ergibt sich, indem der Extinktionsquerschnitt σ_{ext} über die Größenverteilung integriert wird:

$$\beta_{\text{ext}} = \int_0^{\infty} \frac{dn(r)}{dr} \sigma_{\text{ext}}(r) dr \quad \left[\frac{1}{m} \right]. \quad (2.17)$$

Analog werden der Streukoeffizient β_{str} und der Absorptionskoeffizient β_{abs} definiert. Es gilt $\beta_{\text{ext}} = \beta_{\text{str}} + \beta_{\text{abs}}$.

Die Masse der Partikelverteilung m_p in einem Volumen V kann durch Integration über das Volumen bestimmt werden. Für sphärische Partikel gilt

$$\frac{m_p}{V} = \frac{4}{3} \pi \rho_p \int_0^{\infty} \frac{dn(r)}{dr} r^3 dr \quad \left[\frac{kg}{m^3} \right], \quad (2.18)$$

wobei ρ_p die Dichte des Partikels ist.

Der Extinktionskoeffizient ist nach Gleichung (2.13) von der zweiten Potenz r^2 , der Masendichte nach Gleichung (2.18) von der dritten Potenz r^3 des Radius abhängig. Aus diesen

beiden Gleichungen folgt:

$$\frac{m_p/V}{\beta_{\text{ext}}} = \frac{4/3 \rho_p \int_0^\infty \frac{dn(r)}{dr} r^3 dr}{\int_0^\infty \frac{dn(r)}{dr} Q_{\text{ext}}(r) r^2 dr} \approx \frac{4 \rho_p \int_0^\infty \frac{dn(r)}{dr} r^3 dr}{3 \overline{Q_{\text{ext}}} \int_0^\infty \frac{dn(r)}{dr} r^2 dr} \quad (2.19)$$

wobei $\overline{Q_{\text{ext}}}$ ein gewichtet Mittel der Extinktionseffizienz ist. Diese Formulierung motiviert die Definition des Effektivradius:

$$r_{\text{eff}} = \frac{\int_0^\infty \frac{dn(r)}{dr} r^3 dr}{\int_0^\infty \frac{dn(r)}{dr} r^2 dr} \quad [m] . \quad (2.20)$$

Folglich lässt sich der Extinktionskoeffizienten β_{ext} näherungsweise durch Effektivradius r_{eff} und Massenkonzentration der Partikel m_p/V berechnen.

$$\beta_{\text{ext}} \approx \frac{m_p}{V} \frac{3 \overline{Q}}{4 \rho_p r_{\text{eff}}} \quad \left[\frac{1}{m} \right] . \quad (2.21)$$

Im Falle von Wolken ist m_p/V der Wolkenflüssigwassergehalt oder Wolkeneiswassergehalt. Mithilfe des Effektivradius können in guter Näherung die optischen Eigenschaften einer Partikelverteilung beschrieben werden, ohne die genaue Form der Größenverteilung zu kennen (Hansen und Travis, 1974). Ist die Extinktionseffizienz Q_{ext} konstant, so beschreibt der Effektivradius sogar exakt die Extinktion der Partikelverteilung. Für Wolkentröpfchen im solaren Spektralbereich ist dies in guter Näherung erfüllt $\overline{Q_{\text{ext}}} \approx 2$.

2.1.4 Die Strahlungstransportgleichung

Im vorangegangenen Abschnitt wurden Absorption, Streuung und Emission, die einzelnen Senken und Quellterme der Strahldichte, behandelt. Unter Berücksichtigung aller Terme ergibt sich die Strahlungstransportgleichung (Chandrasekhar, 1960):

$$\frac{dL(\theta, \phi)}{\beta_{\text{ext}} ds} = -L + J_{\text{str}} + J_{\text{emis}} . \quad (2.22)$$

Der erste Term der rechten Gleichungsseite beschreibt die Verminderung der ungestreuten Strahldichte durch die Extinktion. Die Lösung der vereinfachten Strahlungstransportgleichung

$$\frac{dL}{ds} = -\beta_{\text{ext}} L \quad (2.23)$$

für eine nicht streuende, nicht emittierende Atmosphäre ist das *Lambert-Beersche* Gesetz:

$$L(s) = L(0) e^{-\int_0^s \beta_{\text{ext}}(s') ds'} , \quad (2.24)$$

wobei $L(0)$ die Strahldichte am Anfang des optischen Weges $s = 0$ ist. Bei einer Zenitwinkel θ ist der optische Weg $ds = dz / \cos(\theta)$. Die dimensionslose, optische Dicke τ ist in Anlehnung an den Exponenten in Gleichung (2.24) wie folgt definiert:

$$\tau(z) := \int_z^{\infty} \beta_{\text{ext}}(z') dz' . \quad (2.25)$$

Die optische Dicke entlang einer geneigten Strahlrichtung mit dem Zenitwinkel θ ist folglich $\tau^* = \tau / \cos(\theta)$. Das *Lambert-Beersche* Gesetz für die direkte Sonnenstrahlung mit einem Sonnenzenitwinkel θ_{\odot} ist folglich:

$$L_{\text{dir}}(z) = L_{\odot} e^{-\int_z^{\infty} \beta_{\text{ext}}(z') / \cos(\theta_{\odot}) dz'} = L_{\odot} e^{-\tau / \mu_{\odot}} . \quad (2.26)$$

Der zweite und dritte Term auf der rechten Seite der Strahlungstransfergleichung (2.22) beschreiben Quellterme der Strahldichte. Der zweite Term beschreibt die Strahlung, die aus allen anderen Richtungen (θ', ϕ') in die Richtung der Strahldichte (θ, ϕ) gemäß der Streufunktion $P(\theta', \phi', \theta, \phi)$ hineingestreut wird:

$$J_{\text{str}} = \frac{\omega_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} P(\theta, \phi, \theta', \phi') L(\theta', \phi') \sin(\theta') d\theta' d\phi' . \quad (2.27)$$

Der Winkel zwischen der Richtungen vor und nach der Streuung wird als Streuwinkel ϑ bezeichnet. Bei nicht orientierten Teilchen ist die Phasenfunktion rotationssymmetrisch zur Ausbreitungsrichtung vor der Streuung. Die Phasenfunktion ist somit unabhängig vom Azimutstreuwinkel und vereinfacht sich zu $P(\vartheta)$.

Im thermischen Wellenlängenbereich emittieren die Oberfläche der Erde und die Atmosphäre selbst, so dass im Gegensatz zum solaren Strahlungstransfer die Strahlungsquelle diffus ist. Die Emission wird durch den dritten Term der rechten Seite von Gleichung (2.22) beschrieben.

$$J_{\text{emis}} = (1 - \omega_0) B(T) \quad (2.28)$$

wobei $(1 - \omega_0)$ die Koalbedo ist. Die *Plancksche Schwarzkörperstrahlung* $B(T)$ beschreibt die Emission eines ideal emittierenden Körpers mit der Temperatur T :

$$B(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1} \left[\frac{W}{m^2 \text{ sr}} \right], \quad (2.29)$$

wobei k die *Boltzmannkonstante*, c die Lichtgeschwindigkeit und h das *Plancksche Wirkungsquantum* ist. Nach dem *Kirchhoffschen* Gesetz ist das Emissions- gleich dem Absorptionsvermögen, so dass die Emission von Gasen die gleiche Linienstruktur aufweist wie die Absorption. Die Emission von Festkörpern hingegen ist spektral kontinuierlich. Das Emissionsvermögen wird durch die Emissivität ε beschrieben.

$$L_{\text{emis}} = \varepsilon B(T) \quad (2.30)$$

Beispiele für die Emissivität verschiedener Bodenarten werden in Abschnitt 3.3.2 gegeben.

Die Strahlungstransfergleichung ist formal gesehen eine Integrodifferentialgleichung. Zur Lösung sind die Randbedingungen am oberen und unteren Ende der Atmosphäre notwendig. Im solaren Spektralbereich ist die Sonne die einzige Strahlungsquelle, somit ist der dritte Term in Gleichung (2.22) gleich Null. Die Bestrahlungsstärke der Sonne im mittleren Abstand der Erde zur Sonne wird als Solarkonstante F_{\odot} bezeichnet. Bei der Berechnung der Bestrahlungsstärke am Oberrand der Atmosphäre muss die elliptische Bahn der Erde um die Sonne berücksichtigt werden:

$$F_{\odot}(r) = F_{\odot}(r_0) \frac{r_0^2}{r^2}, \quad (2.31)$$

wobei r der aktuelle Abstand der Erde zur Sonne ist und r_0 der mittlere Abstand (Blanco-Muriel et al., 2001). Weiterhin ist die Solarkonstante abhängig von der Aktivität der Sonne und hat nach aktuellen Messungen einen Wert von $1368 \pm 5 \text{ W/m}^2$ (Kurucz, 1992; Gueymard, 2004). Die untere Randbedingung des solaren Strahlungstransferproblems wird durch die spektralen Reflexionseigenschaften der Erdoberfläche definiert. Das Verhältnis von reflektierter zu eingestrahelter Bestrahlungsstärke wird als Albedo bezeichnet. Mit der *Lambert-schen* Albedo kann die Reflexion am Untergrund vereinfachend beschrieben werden. Dabei wird angenommen, dass die reflektierte Strahlung isotrop zurückgestreut wird. Detaillierter können die Reflexionseigenschaften der Oberfläche mit der bidirektionalen Reflexionsverteilungsfunktion BRDF (*bidirectional reflection distribution function*) in Abhängigkeit von dem Einfallswinkel und Reflexionswinkel dargestellt werden (Lucht et al., 2000; Roberts, 2001). Die obere Randbedingung für den thermischen Spektralbereich wird durch kosmische Hintergrundstrahlung von 3.7 K gegeben, die bei der Berechnung des terrestrischen Strahlungstransfers im Allgemeinen vernachlässigbar ist. Jedoch sind die irdischen Strahlungsquellen wesentlich schwieriger zu beschreiben, da sowohl die Atmosphäre inklusive Wolken und Aerosolen sowie der Boden selbst in Abhängigkeit ihrer Temperatur im thermischen Spektralbereich emittieren.

Nur für wenige Spezialfälle, beispielsweise für eine semi-infinite homogene Wolke (Kokhanovsky, 2004), existieren analytische Lösungen der Strahlungstransfergleichung (2.22). Sie ist aufgrund der Inhomogenität der Atmosphäre, Wolken und Aerosole nicht allgemein lösbar. Daher werden verschiedene numerische Verfahren verwendet, um den Strahlungstransfer zu simulieren. Diese werden in Abschnitt 3.1.1 beschrieben.

2.1.5 Erwärmung und Abkühlung durch Strahlung

Der erste Hauptsatz der Thermodynamik beschreibt die Änderung der inneren Energie dE durch Wärmezufuhr Q und an dem System verrichteter Arbeit $p dV$.

$$dE = \delta Q + p dV \quad [J]. \quad (2.32)$$

Die hinzugefügte Wärmemenge dE lässt sich mithilfe der spezifischen Wärmekapazität c_p und der Temperaturänderung dT ausdrücken: $dE = m c_p dT$. Aus Gleichung (2.32) und dem idealen Gasgesetz lässt sich eine Erhaltungsgröße für adiabatische Zustandsänderungen ableiten, die potentielle Temperatur Θ :

$$\Theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\kappa} \quad [K], \quad (2.33)$$

wobei p der Druck, $p_0 = 1000 \text{ hPa}$ ein Referenzdruck und $\kappa = (c_p - c_v)/c_p$ und c_v bzw. c_p die spezifische Wärmekapazität bei konstanten Volumen bzw. konstantem Druck sind. Die dem System mit der Masse m zugeführte oder im System freigesetzte Leistung bewirkt eine Änderung der potentiellen Temperatur $\frac{d\Theta}{dt}$.

$$c_p m \frac{d\Theta}{dt} = c_p m \left(\partial_t \Theta + \vec{v}_h \cdot \vec{\nabla}_h \Theta + w \partial_z \Theta \right) = (Q_{rad} + Q_{phase} + Q_{chem} + Q_{mix}) \quad [W], \quad (2.34)$$

Die totale Ableitung der potentiellen Temperatur $d\Theta/dt$ kann im eulerschen System in die Änderung der potentiellen Temperatur an einem festen Ort $\partial\Theta/\partial t$, horizontale $\vec{v}_h \cdot \vec{\nabla}_h \Theta$ und vertikale $w \partial\Theta/\partial z$ Advektion zerlegt werden. Hierbei ist \vec{v}_h der Horizontalwind und w der Vertikalwind. Die Terme auf der rechten Seite von Gleichung (2.34) beschreiben die einzelnen Beiträge der dem System zugeführten oder im System freigesetzte Leistung: Q_{rad} ist die dem System zugeführte Leistung durch Strahlung, Q_{phase} und Q_{chem} die in dem System freiwerdende Leistung durch Phasenumwandlungen und chemische Reaktionen und Q_{mix} ist die dem System durch turbulenten Transport über die Systemgrenzen zugeführte Wärmeleistung. Jeder dieser Terme kann auch negativ sein, was bedeutet, dass das System innere Energie abgibt.

In dieser Arbeit wird insbesondere der Beitrag durch Strahlung Q_{rad} betrachtet. Wird Q_{rad} auf ein Volumen V bezogen, so ist dies die Volumenabsorptionsrate q_{rad} . Sie kann nach Gleichung (2.8) mithilfe der Divergenz des Nettoflussvektors \vec{F} berechnet werden (Mayer und Madronich, 2004). Bei horizontaler Homogenität vereinfacht sich die Divergenz zur Bilanz der Bestrahlungsstärke am Ober- und Unterrand des betrachteten Volumens, siehe Gleichung (2.9).

$$q_{rad} = Q_{rad}/V = -\vec{\nabla} \cdot \vec{F} \approx - \left(\frac{\Delta F_{\uparrow}}{\Delta z} - \frac{\Delta F_{\downarrow}}{\Delta z} \right) \quad \left[\frac{W}{m^3} \right]. \quad (2.35)$$

Mithilfe der Strahlungstransfergleichung kann die Volumenabsorptionsrate q_{rad} auch über den aktinischen Fluss ausgedrückt werden, (Mayer und Madronich, 2004), siehe Anhang 9.1. Wird dieser Zusammenhang auch auf den thermischen Spektralbereich erweitert, muss auch die emittierte Leistung innerhalb des Volumens berücksichtigt werden. Es gilt

$$q_{rad} = \beta_{abs}(F_0 - B(T)). \quad (2.36)$$

Gleichung (2.36) wird in Abschnitt 3.2.1 verwendet, um eine genaue und numerisch stabile Methode zur Berechnung der Erwärmungsrate zu entwickeln.

In Anhang 9.2 wird abgeleitet, dass die Volumenabsorptionsrate für einen Zenitwinkel $\theta = 0^\circ$ und eine exponentiell abnehmende Absorberkonzentration in einer optischen Tiefe von $\tau/\mu = 1$ maximal ist. Dieser Zusammenhang wird zur Interpretation spektraler Erwärmungsraten, siehe Abschnitt 5.1.1, und zur Ableitung eines zeitlich effektiv gemittelten Sonnenzenitwinkels, siehe Abschnitt 3.2.2, verwendet.

Die Änderung der potentiellen Temperatur $d\Theta/dt$, die sich aufgrund der Volumenabsorptionsrate q_{rad} ergibt, wenn keine weiteren Energiequellen q vorhanden sind, wird als Erwärmungsrate H bezeichnet.

$$H = \frac{d\Theta}{dt} \Big|_{rad} = \frac{1}{c_p \rho} q_{rad} \approx - \frac{1}{c_p \rho} \left(\frac{dF_{\uparrow}}{dz} - \frac{dF_{\downarrow}}{dz} \right) \quad \left[\frac{K}{s} \right], \quad (2.37)$$

Die SI (*System International*)-Einheiten der Erwärmungsrate sind K/s, jedoch ist es üblich, die Erwärmungsrate in K/d anzugeben.

2.2 Die globale, meridionale Zirkulation

Im diesem Abschnitt wird die mittleren, meridionalen Zirkulation mit Fokus auf *Brewer-Dobson*-Zirkulation beschrieben. Anschließend wird der Zusammenhang zwischen der Erwärmungsrate durch Strahlung und der *Brewer-Dobson*-Zirkulation erläutert, der die Untersuchung der Netto-Erwärmungsrate in der TTL motiviert und somit den Bezug der vorliegende Arbeit zu dem übergeordneten wissenschaftlichen Rahmen herstellt.

Im rotierenden Erdsystem wird der Wind häufig in einen zonal gemittelten Anteil und eine Abweichung durch atmosphärische Wellen aufgeteilt. Die zeitlich gemittelte, meridionale und vertikale Windkomponente beschreiben die mittlere meridionale Zirkulation. Sie ist in Abbildung 2.4 dargestellt. In der Troposphäre ist die Zirkulation in drei Zellen unterteilt: die *Hadley*-, die *Ferrel* und die Polarzelle. Abbildung 2.4 zeigt schematisch, dass der Aufstieg der *Hadley*-Zirkulation in der Nähe des Äquator stattfindet und leicht zur Sommerhemisphäre ausgelenkt ist. Nach dem Aufstieg bis in die oberen tropische Troposphäre wird die Luft vor allem zur Winterhemisphäre gelenkt und sinkt vorrangig in den Subtropen der Winterhemisphäre ab. Ein Teil der aufsteigenden Luft steigt jedoch noch weiter in die tropische Stratosphäre auf (Dobson et al., 1946; Brewer, 1949) und wird anschließend mit der *Brewer-Dobson*-Zirkulation weitertransportiert. Aufgrund des kontinuierlichen Transports von troposphärischen Luftmassen in die Stratosphäre ist der Übergang wesentlich kontinuierlicher als in den Extratropen. Daher wird diese Region als tropische Tropopausenschicht oder kurz TTL (*tropical tropopause layer*) bezeichnet, um sie begrifflich von der extratropischen Tropopause zu unterscheiden. In der Stratosphäre strömt die Luft auf der Winterhemisphäre polwärts. Zwischen der tropischen Stratosphäre, der sogenannten *surf zone* und dem Polarwirbel befindet sich jeweils eine Transportbarriere, die einen schnellen Austausch von Luftmassen verhindern, siehe Abbildung 2.4. Nach durchschnittlich zwei bis fünf Jahren erreicht die Luft die mittleren Breiten oder die Polarregion und sinkt dort wieder in die Troposphäre ab (Austin et al., 2007). Die *Brewer-Dobson*-Zirkulation ist von entscheidender Bedeutung für den Transport von Spurengasen und atmosphärischen Bestandteilen in der Stratosphäre. Die polwärts gerichtete Bewegung erfordert eine Drehimpulsänderung. Der entsprechend notwendige Drehmoment wird durch brechende atmosphärischen Wellen an die Luft übertragen (Edmon et al., 1980; Haynes et al., 1991). Je nach Höhe und geographischer Breite sind verschiedene Wellen für die Drehimpulserhaltung verantwortlich. Barokline Wellen brechen im Bereich der Tropopause und der unteren Stratosphäre, in der höheren Stratosphäre *Rossby*-Wellen und in der Mesosphäre Schwerewellen.

Im Folgenden wird der Zusammenhang zwischen der *Brewer-Dobson*-Zirkulation und der Netto-Erwärmungsrate beschrieben. Dabei wird nur sehr knapp auf die Herleitung der transformierten *Eulerschen* Gleichungen eingegangen. Eine ausführlichere Herleitung der Gleichungen kann in Anhang 9.3 nachgelesen werden. Ausgehend von den Bewegungsgleichungen, der Massen- und Energieerhaltung kann ein Gleichungssystem abgeleitet werden, mithilfe dessen die mittlere meridionale Zirkulation prognostizieren werden kann. Dazu wird

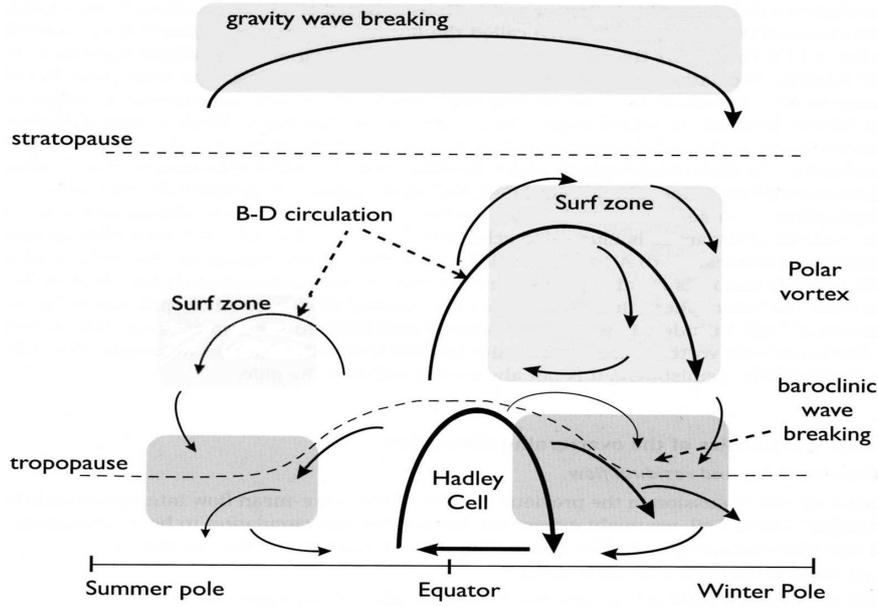


Abbildung 2.4: Darstellung der mittleren, meridionalen Zirkulation (Vallis, 2006). Die Strömung der residualen Zirkulation wird durch Pfeile schematisch dargestellt. In der tropischen Troposphäre dominiert die Zirkulation der *Hadleyzelle*, die insbesondere auf der Winterhemisphäre stark ausgeprägt ist. In der Stratosphäre steigt Luft in der TTL und der unteren Stratosphäre auf und wird in der Winterhemisphäre mit der *Brewer-Dobson-Zirkulation* polwärts transportiert. In der Mesosphäre erstreckt sich die Zirkulation von Pol zu Pol. Die grau unterlegten Bereiche kennzeichnen Regionen, in denen atmosphärische Wellen brechen und durch Drehmomentübertragung die *Brewer-Dobson-* und die mesosphärische Zirkulation antreiben. Im Bereich der oberen Troposphäre und der unteren Stratosphäre sind dies barokline Wellen, in der Stratosphäre Rossbywellen und in der Mesosphäre Gravitationswellen.

eine Aufspaltung der physikalischen Größen in ein zonales Mittel und eine Abweichung vorgenommen und die residualen Windgeschwindigkeiten \bar{v}^* und \bar{w}^* eingeführt, siehe Anhang 9.3. Nach einer längeren Rechnung folgen die vereinfachten transformierten *Eulerschen* Gleichungen:

$$\partial_t \bar{u} - f \bar{v}^* = \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{F}'_{EP}}{\rho r_{\oplus} \cos(\varphi)} \quad (2.38)$$

$$f \bar{u} = -\frac{\partial_{\varphi} \bar{\Phi}_g}{r_{\oplus}} \quad (2.39)$$

$$\partial_z \bar{\Phi}_g - h^{-1} R \bar{\Theta} e^{-\kappa z/h} = 0 \quad (2.40)$$

$$\frac{\partial_{\varphi}(\bar{v}^* \cos(\varphi))}{r_{\oplus} \cos(\varphi)} + \frac{\partial_z(\rho \bar{w}^*)}{\rho} = 0 \quad (2.41)$$

$$\partial_t \bar{\Theta} + \bar{w}^* \partial_z \bar{\Theta} = \bar{Q}, \quad (2.42)$$

wobei f der Coriolisparameter, \vec{F}'_{EP} der vereinfachte *Eliassen-Palm*-Flussvektor, ρ die Luftdichte, r_{\oplus} der Erdradius, φ die geographische Breite, Φ_g das Geopotential, h die Skalenhöhe der Atmosphäre, $R = c_p - c_v$ die Gaskonstante der Luft, $\kappa = (c_p - c_v)/c_p$ und c_v bzw. c_p die spezifische Wärmekapazitäten bei konstantem Volumen bzw. konstantem Druck sind.

Anhand dieser Gleichungen kann das *downward-control*-Prinzip vereinfacht beschrieben werden (Haynes et al., 1991). Die Auswirkungen der durch atmosphärische Wellen verursachten Impuls- und Wärmeflusses werden in Gleichung (2.38) durch die Divergenz des *Eliassen-Palm*-Flussvektor $\vec{\nabla} \cdot \vec{F}'_{EP}$ ausgedrückt. Wird hierdurch eine Impulsübertragung erzeugt, so ändert sich die zonale Windkomponente.⁷ Das geostrophische Gleichgewicht des zonalen Windes, siehe Gleichung 2.39, wird gestört und die Luft wird polwärts beschleunigt. Entsprechend der Massenerhaltung (2.41) gibt es vertikale Ausgleichströmungen. In den Tropen wird die Luft durch die TTL in die untere Stratosphäre gezogen. In den polaren Regionen sinkt die Luft entsprechend ab. Die vertikale Bewegung erzeugt einen adiabatischen Wärmefluss $\overline{w^*} \partial_z \overline{\Theta}$, der teilweise durch die diabatische Erwärmung ausgeglichen wird und eine Änderung der potentiellen Temperatur verursacht, siehe Gleichung (2.42). Diese Gleichung ist im Zusammenhang mit der vorliegenden Arbeit von allen Gleichungen der TEM am wichtigsten, da sie die Beziehung zwischen dem residualen Vertikalwind $\overline{w^*}$ und der mittleren Erwärmungsrate \overline{Q} beschreibt.

Nach dem *downward-control*-Prinzip liegt die Ursache der Bewegung in der TTL folglich in der extratropischen Stratosphäre. Der Antrieb des Aufsteigens in die tropische Stratosphäre durch brechende atmosphärische Wellen wird daher in der englischsprachigen Literatur auch *extratropical suction pump* genannt. Des Weiteren erklärt das *downward-control*-Prinzip, warum die *Brewer-Dobson*-Zirkulation wesentlich stärker in der Winterhemisphäre ausgebildet ist. Die atmosphärischen Wellen breiten sich vorrangig in die Stratosphäre der Winterhemisphäre aus, da dort Westwind vorherrscht ist. Die in der Stratosphäre der Sommerhemisphäre vorherrschenden Ostwinde hingegen verhindern eine Ausbreitung der troposphärischen Wellen, und somit kommt die *Brewer-Dobson*-Zirkulation dort nahezu zum Erliegen. Aufgrund der unterschiedlichen Land-See-Verteilung ist die Wellenanregung auf der Nordhemisphäre stärker als in der Südhemisphäre. Folglich sind die *Brewer-Dobson*-Zirkulation und der TST im Nordwinter, insbesondere von Januar bis April (Fueglistaler et al., 2004), besonders stark ausgeprägt. Dieser Zusammenhang ist von grundlegender Bedeutung für die Interpretation der zeitlichen Variation der Erwärmungsrate, die in Abschnitt 5.2.3 dieser Arbeit untersucht wird.

Weiterhin entscheidend für das Verständnis der vorliegenden Arbeit ist, dass die Erwärmungsrate zur Diagnose der mittleren vertikalen Bewegung verwendet werden kann. Erstmals wurde dies durch Murgatroyd und Singleton (1961) durchgeführt. Ausgehend von der Massen- und Energieerhaltung (9.17) und (9.25), siehe Anhang 9.3, leiten sie unter Vernachlässigung der turbulenten Wärmeflüsse die sogenannte diabatische Zirkulation $\overline{v_d}$ und $\overline{w_d}$ ab:

$$\frac{\partial_\varphi(\overline{v_d} \cos(\varphi))}{r_\oplus \cos(\varphi)} + \frac{\partial_z(\rho \overline{w_d})}{\rho} = 0 \quad (2.43)$$

$$\partial_t \overline{\Theta} + \frac{\overline{v_d} \partial_\varphi \overline{\Theta}}{r_\oplus} + \overline{w_d} \partial_z \overline{\Theta} = \overline{Q}. \quad (2.44)$$

Murgatroyd und Singleton (1961) weisen in ihrer Veröffentlichung darauf hin, dass das Gleichungssystem (2.43) und (2.44) nicht den Erhalt des Drehimpulses der meridional transportierten Luftmasse beschreiben kann. Daher ist der Ansatz der diabatichen Zirkulation nur anwendbar, um die meridionale Zirkulation zu diagnostizieren. Er ist jedoch nicht geeignet,

⁷Der in der Winterhemisphäre vorherrschende Westwind wird abgebremst.

um deren vollständigen Ausbildung zu erklären. Andrews et al. (1987) stellen fest, dass die diabatische Zirkulation eine sehr gute Approximation der residualen Zirkulation ist. Auch nach heutigem Wissenstand stimmen die diabatische und die residuale Zirkulation mit großer Genauigkeit überein (Tegtmeier, 2007).

In dieser Arbeit wird nur ein sehr vereinfachter Zusammenhang zwischen Vertikalgeschwindigkeit und der Erwärmungsrate durch Strahlung verwendet, in erster Linie um anschaulich eine Brücke zu der übergeordneten Thematik des TST zu schlagen. Wird Gleichung 2.42 zeitlich über ein Jahr gemittelt, so ist die zeitliche Änderung der potentiellen Temperatur gegenüber den anderen Termen vernachlässigbar. Es ergibt sich:

$$\overline{w_{rad}} \partial_z \overline{\Theta} = \overline{Q}, \quad (2.45)$$

wobei w_{rad} in dieser Arbeit als strahlungsausgleichender Wind bezeichnet wird.⁸ Die Nutzung der Erwärmungsraten zur Simulation der Dynamik ist nach dem heutigen Stand der Wissenschaft auf wesentlich genauere Weise möglich. In Modellen mit isentropen Koordinatensystem kann die gesamte diabatische Erwärmungsrate direkt als vertikale Geschwindigkeit verwendet werden. Insbesondere bei Trajektorienrechnungen zur Untersuchung des TST ist dies vorteilhaft (Chipperfield, 2006; Krüger et al., 2008). Die genaue Anwendung der Erwärmungsrate in der Simulation des TST geht jedoch über den Rahmen dieser Arbeit hinaus und wird daher im Abschnitt 8.1 des Ausblicks als weiterführende Forschung aufgeführt.

2.3 Die tropische Tropopausenregion

Die TTL (*tropical tropopause layer*) ist der Übergangsbereich zwischen der tropischen Troposphäre und Stratosphäre und das Quellgebiet der *Brewer-Dobson*-Zirkulation (Holton et al., 1995). Sie ist definiert als die Region, in der sowohl troposphärische als auch stratosphärische Einflüsse erkennbar sind. Da im Mittel eine Aufwärtsbewegung stattfindet, sind die Übergänge zwischen Troposphäre und Stratosphäre in den Tropen wesentlich kontinuierlicher als in den Extratropen, wo eine ausgeprägte Inversion einen vertikalen Massenaustausch überwiegend unterbindet (Birner et al., 2002). Deshalb hat die klassische Definition einer scharfen Tropopause durch den Temperaturgradienten in den Tropen keine physikalische Bedeutung wie in den Extratropen (Highwood und Hoskins, 1998). In den letzten zehn Jahren wurde daher das Konzept der TTL entwickelt und zunehmend konkretisiert (Gettelman und de Forster, 2002; Gettelman und Birner, 2007; Fueglistaler et al., 2009a). Im gleichen Zeitraum gab es einen enormen Fortschritt bei den Möglichkeiten die TTL zu beobachten (Thompson et al., 2004; Karstens et al., 1994; Lamquin et al., 2009) und zu simulieren (Simmons et al., 1999; Bonazzola und Haynes, 2004; Fueglistaler et al., 2004; Gettelman et al., 2004; Corti, 2005; Corti et al., 2006; Gettelman und Birner, 2007; Gettelman et al., 2009; Fueglistaler et al., 2009b).

⁸Der Autor dieser Arbeit ist sich an dieser Stelle bewusst, dass bei der Herleitung des strahlungsausgleichenden Windes zahlreiche Terme vernachlässigt wurden und dieser daher nur eine starke Vereinfachung der Realität ist.

In diesem Abschnitt werden die Eigenschaften der TTL nach dem heutigen Stand der Wissenschaft zusammengefasst. Zuerst werden die mittleren Profile der Temperatur, des Wasserdampfes, des Wolkenwassers, des partiellen Bedeckungsgrads und des Ozons in den Tropen beschrieben.⁹ Dabei werden jeweils die Prozesse diskutiert, die die mittleren Profile beeinflussen, wie die Phasenübergänge von Wasser sowie der Chapmanmechanismus, der die Ozonkonzentration bestimmt. Im letzten Abschnitt werden die vertikalen Transportprozesse in den Tropen zusammengefasst. Dabei wird speziell auf die Bedeutung der Erwärmungsrate durch Strahlung für den Transport durch die TTL eingegangen.

2.3.1 Das mittlere Temperaturprofil in den Tropen

Abbildung 2.5 zeigt das klimatologische, jährlich gemittelte Temperaturprofil über Java (Fueglistaler et al., 2009b). Die Temperatur fällt von 300 K an der Erdoberfläche bis auf ca. 190 K in eine Höhe von 16.5 km ($p = 100$ hPa bzw. eine potentielle Temperatur $\Theta = 370$ K) ab. Das Level, in dem die Temperatur minimal ist, wird Kaltpunktropopause genannt. Auf der rechten Seite von Abbildung 2.5 ist der mittlere tropische Temperaturgradient dargestellt. In der Grenzschicht ist er etwas kleiner als in der freien Atmosphäre oberhalb von 800 hPa (ca. 2.1 km), die Schichtung ist somit etwas instabiler. Oberhalb von 800 hPa ist er dem feuchtadiabatischen Temperaturgradienten sehr ähnlich. Der tropische Temperaturgradient sinkt von -5.2 K/km in 800 hPa auf -8.5 K/km in 200 hPa (ca. 12.5 km) ab. Das Level, in dem der Temperaturgradient minimal ist, das LMR (*lapse rate minimum*), kennzeichnet das Level des maximalen konvektiven Ausflusses. Denn oberhalb des LRM wird die Schichtung mit zunehmender Höhe stabiler und das Auftreten von Konvektion nimmt graduell mit der Höhe ab. Dies ist ein erstes Anzeichen des stratosphärischen Einflusses. Oberhalb der Kaltpunktropopause in 100 hPa ist der Temperaturgradient positiv. In der oberen TTL steigt die Temperatur mit zunehmender Höhe im Mittel an.

In Abbildung 2.6 werden jeweils über eine Jahreszeit gemittelte tropische Temperaturprofile mit verschiedenen theoretischen Temperaturprofilen verglichen. Dargestellt werden ein konstantes Temperaturprofil, ein Temperaturprofil mit konstantem Temperaturgradienten und ein trockenadiabatisches Temperaturprofil. Zusätzlich ist auch die Strahlungsgleichgewichtstemperatur eingezeichnet, bei der die Absorption von solarer und thermischer Strahlung durch die Emission ausgeglichen wird, so dass die Erwärmungsrate durch Strahlung gleich Null ist. Die Strahlungsgleichgewichtstemperatur ist am Erdboden im Mittel gleich der Umgebungstemperatur, fällt mit zunehmender Höhe in der Troposphäre rasch auf 220 K in 2 km und bis auf 200 K in 11 km ab. Sie liegt somit wesentlich unter der Lufttemperatur. Die Erwärmungsrate durch Strahlung ist in der Troposphäre negativ. Oberhalb von 15 km (125 hPa bzw. 360 K potentielle Temperatur) ist die Strahlungsgleichgewichtstemperatur höher als die Temperatur der Atmosphäre. Die Erwärmungsrate durch Strahlung ist positiv. Das Level, in dem die Erwärmungsrate das Vorzeichen wechselt, wird *level of zero net radiative heating* genannt und im Folgenden mit LZH abgekürzt.

Die Profile des ECMWF-Datensatzes in Abbildung 2.6 zeigen, dass sich das Temperaturprofil im Jahresgang unterhalb von 15 km nur um einige Zehntel Kelvin ändert. Der Jahresgang

⁹Meist werden dabei aktuelle Beobachtungen verwendet, da bei diesen einige Details vorhanden sind, die teilweise von Modellen nicht wiedergegeben werden.

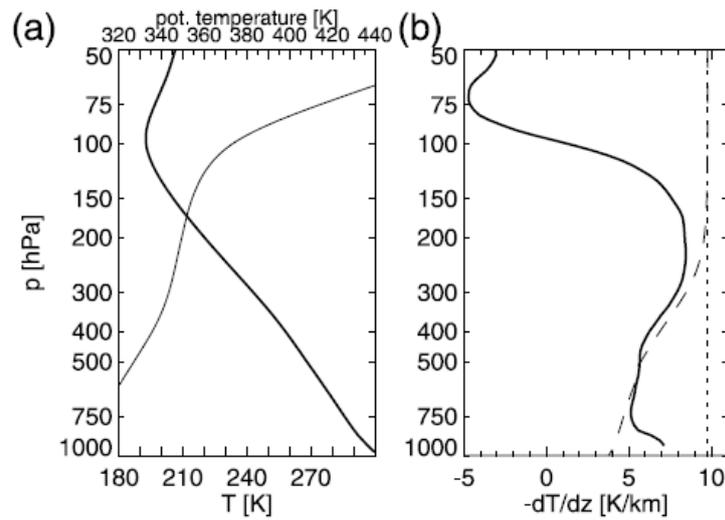


Abbildung 2.5: Das klimatologische, jährlich gemittelte mittlere Temperaturprofil über Java nach Radiosondendaten (links) und der daraus abgeleitete Temperaturgradient (rechts). Im rechten Diagramm ist zusätzlich der feuchtadiabatische Temperaturgradient (gestrichelt) eingezeichnet (Fueglistaler et al., 2009b).

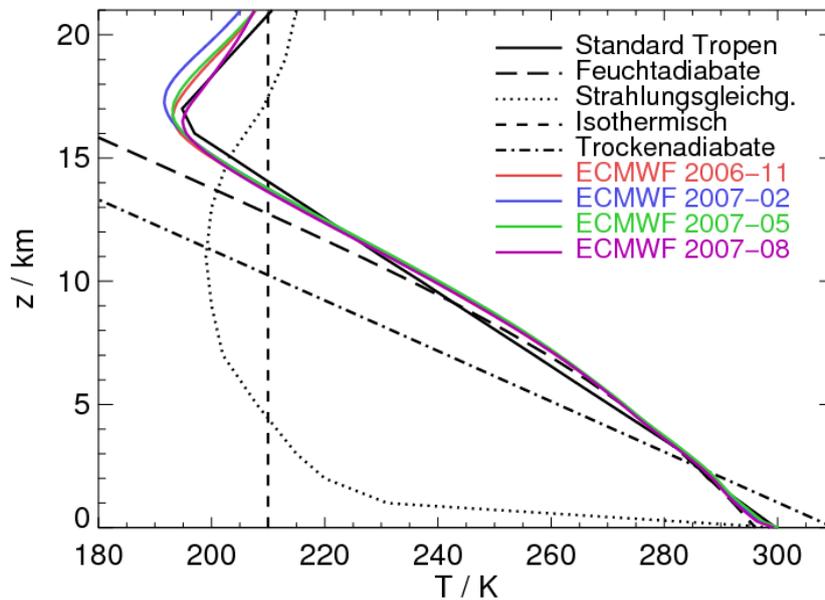


Abbildung 2.6: Die Abbildung zeigt verschiedene Temperaturprofile: Vier Temperaturprofile (jeweils ein Mittel über drei Monate und von 15° S bis 15° N) nach den operationellen Daten des ECMWF-Modells, die schwarzen Linien zeigen einige theoretische Temperaturprofile: die Feuchtadiabate ($\Theta_e = 332$ K) (durchgezogene Linie), die Strahlungsgleichgewichtstemperatur (gepunktet), die Trockenadiabate (strichpunktiertere Linie) und eine Isotherme (gestrichelt) (nach Gettelman und de Forster, 2002 modifiziert). Zum Vergleich ist das Standard-Temperaturprofil der Tropen nach Anderson et al. (1986) eingezeichnet.

der Temperatur im Bereich der Kaltpunkttropopause ist hingegen stark ausgeprägt. Hier schwankt die Temperatur im Laufe eines Jahres um ca. 8 K (Fueglistaler et al., 2009b). Abbildung 2.7 zeigt, wie verschiedene Modelle den Jahresgang der Kaltpunkttropopausen-Temperatur simulieren. Die Unterschiede von bis zu 12 K zwischen den verschiedenen Mo-

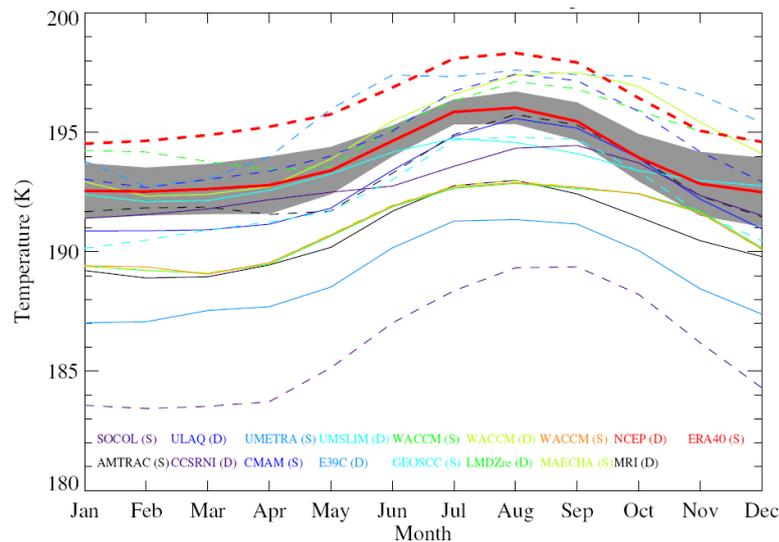


Abbildung 2.7: Der Jahresgang der Temperatur an der Kaltpunkttropopause, gemittelt von 15° S bis 15° N und über den Zeitraum von 1979 bis 2001. Die durchgezogene rote Linie zeigt ERA-40, die gestrichelte, rote Linie den NCEP-Datensatz. Die grau schattierte Fläche zeigt \pm zwei Standardabweichungen des ERA-40 Datensatzes (Gettelman et al., 2009).

dellen zeigt, dass die Kaltpunkttropopause ein schwierig zu simulierender Bereich ist. Der Reanalysedatensatz ERA-40 und der Datensatz des NCEP (*National Centers for Environmental Prediction*) weichen um 1.5 K voneinander ab. Jedoch zeigen alle Modelle qualitativ den gleichen Jahresgang, wobei die kältesten Temperaturen an der Kaltpunkttropopause zwischen Dezember und März, die wärmsten zwischen Juli und September auftreten. Die Temperatur an der Kaltpunkttropopause hat einen starken Einfluss auf den Transport von Wasserdampf in die Stratosphäre, siehe Abschnitt 2.3.2. Interannuale Schwankungen der Temperatur in der TTL sind ein aktuelles Forschungsthema (Randel et al., 2000; Zhou et al., 2001; Gettelman et al., 2001; Bonazzola und Haynes, 2004; Zhou et al., 2004; Fueglistaler und Haynes, 2005; Gettelman et al., 2009). ENSO, QBO, Vulkanausbrüche und Kelvinwellen beeinflussen die Kaltpunkttropopausentemperatur T_{CPT} . Jahresgang, ENSO, QBO und Vulkanausbrüche erklären zusammen 80 % der Variabilität des Wasserdampfes in der TTL (Geller et al., 2001). Die kältesten Temperaturen an der Kaltpunkttropopause treten bei östlicher QBO-Phase und La Niña Ereignissen auf. Während eines El Niño, bei westlichen QBO-Phase und nach Vulkanausbrüchen ist die TTL hingegen wärmer (Krüger et al., 2008). Im Nordsummer ist die Kaltpunkttropopause durch den Einfluss des Monsun über Asien deutlich wärmer. Weiterhin haben Kelvinwellen einen temporären Einfluss (Immler et al., 2008). Werden die geographischen Strukturen der Kaltpunkttropopause betrachtet, so ist diese über dem westlichen Pazifik am kältesten.

2.3.2 Wasserdampfprofil und Bewölkung in den Tropen

Im Folgenden werden die temperaturabhängige Phasenwechsel von Wasser beschrieben und im Anschluss das mittlere, tropische Profil der Wasserdampfkonzentration, des Bedeckungsgrades und des Wolkenwassergehalts.

Wasser existiert in drei Phasen in der Atmosphäre, als Wasserdampf, Flüssigwasser und Eis. Entscheidend für die Phasenübergänge ist der Sättigungsdampfdruck $e_s(T)$, dessen Abhängigkeit von der Temperatur durch die *Clausius-Clapeyron*-Gleichung beschrieben wird:

$$\frac{de_s(T)}{dT} = \frac{L_v}{T(v_w - v_f)} \approx \frac{L_v e_s}{R_w T^2}, \quad (2.46)$$

wobei L_v die spezifische Verdunstungswärme, R_w die spezifische Gaskonstante für Wasser, v_w und v_f die spezifischen Volumina von Wasserdampf und Flüssigwasser sind. Durch Integration von Gleichung (2.46) ergibt sich der Zusammenhang zwischen dem Sättigungsdampfdruck e_s und der Temperatur T . Wird die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Verdunstungswärme L_v vernachlässigt, folgt aus diesem Zusammenhang die *Magnus*-Formel:

$$e_s(T) = e_s(T_0) \exp\left(\frac{L_v}{R_w} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)\right). \quad (2.47)$$

Genauere Formeln für den Sättigungsdampfdruck werden zum Beispiel in Flatau et al. (1992) gegeben. Der Sättigungsdampfdruck bezüglich Eis ist geringer als der bezüglich Wasser und wird analog hergeleitet (Murphy und Koop, 2005). Die relative Feuchte rh ist definiert als Verhältnis von Partialdruck des Wasserdampfs e zum Sättigungsdampfdruck e_s .

$$rh(T) = \frac{e}{e_s(T)}. \quad (2.48)$$

Ist die relative Feuchte $rh > 1$, kann Wasserdampf bei ausreichend vorhandenen Kondensationskernen kondensieren. Zur Bildung von Eiskristallen bei Temperaturen unter Null Grad sind besondere Kristallisationskerne notwendig.

Der Prozess der konvektiven Wolkenbildung lässt sich wie folgt beschreiben. Durch vertikales Aufsteigen kühlt eine Luftmasse (abgesehen von turbulenter Einmischung) adiabatisch ab. Durch die Abkühlung sinkt auch der Sättigungsdampfdruck und somit steigt die relative Feuchte. Das Level, in dem die relative Feuchte den Wert $rh = 1$ erreicht, wird Kumulus-Kondensationsniveau genannt. Oberhalb dieses Levels kondensieren Wassertröpfchen¹⁰. Die durch die Phasenumwandlung freiwerdende latente Energie wird dem Luftpaket zugeführt, es ändert seine Temperatur beim weiteren Aufstieg (abgesehen von turbulenter Einmischung) feuchtadiabatisch. Sinkt die Temperatur unter 0° C, so kann es zur Gefrieren der Wassertröpfchen kommen. Wassertröpfchen und Eiskristalle sedimentieren in Abhängigkeit ihrer Größe und dem Aufwind. Bei ausreichender Größe kommt es zu Niederschlag und Wasser wird effektiv aus dem aufsteigenden Luftvolumen entfernt.

Der Massentransport in den konvektiven Aufwindbereichen wird durch großflächiges Absinken in den umgebenden Zonen ausgeglichen. Die mittleren Profile der atmosphärischen Eigenschaften, insbesondere der Temperatur und der Wasserdampfkonzentration, ergeben sich

¹⁰wobei dies Kondensationskerne voraussetzt, die für Wassertropfen stets in ausreichendem Maß vorhanden sind

aus dem Mittel der konvektiven und nicht-konvektiven Zonen. Abbildung 2.8 zeigt das Profil der Wasserdampfkonzentration und der relativen Feuchte in den Tropen nach Satelliten- und insitu-Messungen. Das Volumemischungsverhältnis von Wasserdampf in den Tropen

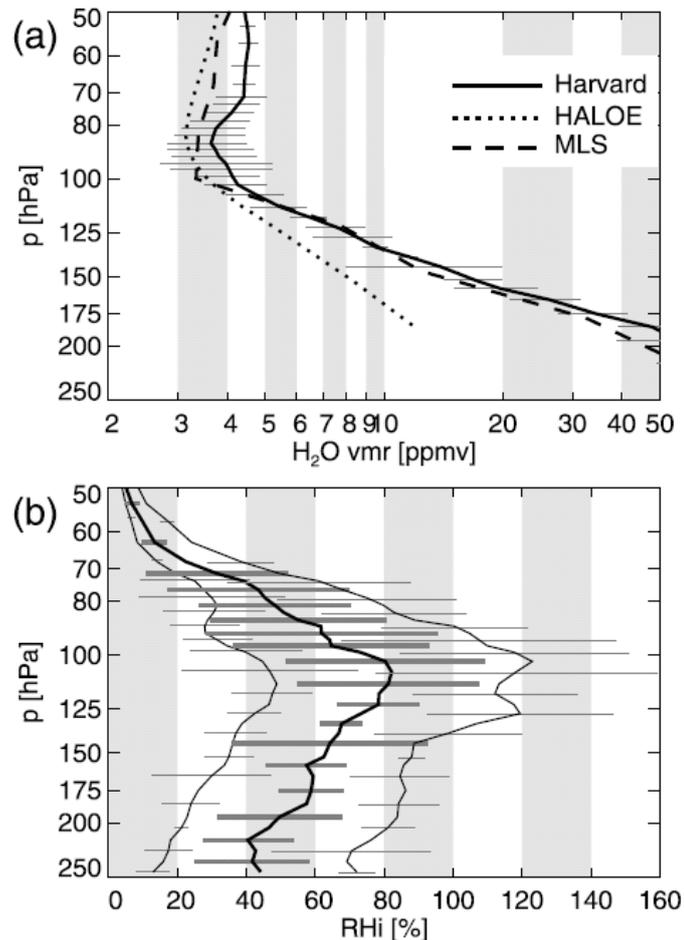


Abbildung 2.8: a) Jahresmittel des tropischen Wasserdampfprofils nach HALOE (*Halogen Occultation Experiment*), MLS (*Microwave Limb Sounder*) von 20° S bis 20° N und insitu-Messungen eines *Lyman-Alpha*-Hygrometers aus Harvard. Die horizontalen Balken zeigen die Standardabweichung der *Lyman-Alpha*-Messungen. b) Profile der relativen Feuchte bezüglich Eis, gemessen von einem *Lyman-Alpha*-Hygrometer bei verschiedenen Messkampagnen zwischen 20° S bis 20° N. Die 10%, 50% und 90% Perzentile sind als Linien dargestellt, die horizontalen Balken geben die Standardabweichung an (Fueglistaler et al., 2009b).

ist in Bodennähe 2% bis 3% bzw. $20\,000\ \mu\text{mol/mol}$ bis $30\,000\ \mu\text{mol/mol}$. Die Konzentration des Wasserdampfs fällt rasch mit zunehmender Höhe um vier Größenordnungen ab und hat ein Minimum in der Höhe der Kaltpunkttropopause, wo sie noch $2\ \mu\text{mol/mol}$ bis $4\ \mu\text{mol/mol}$ beträgt. Durch die Einmischung älterer stratosphärischer Luft, die aufgrund von Methanoxidation eine erhöhte Wasserdampfkonzentration aufweist, steigt die Wasserdampfkonzentration oberhalb der Kaltpunkttropopause wieder an.¹¹ Aus dem Temperaturprofil

¹¹Die niedrige Wasserdampfkonzentration in der Stratosphäre zeigt, dass die Dehydrierung während des Aufstiegs von Luftmassen in die Stratosphäre sehr effektiv und bei sehr niedrigen Temperaturen statt-

und der Wasserdampfkonzentration ergibt sich das Profil der relativen Feuchte. Die relative Feuchte liegt in der Grenzschicht bei ca. 60 %. Sie fällt oberhalb der Grenzschicht ab und hat ein Minimum in 7 km bis 8 km von ca. 40 %, oberhalb steigt die relative Feuchte wieder an und hat ein weiteres Maximum an der Kaltpunkttropopause von ca. 85 % bis 90 % bezüglich Eis. Oberhalb der Kaltpunkttropopause fällt die relative Feuchte aufgrund der ansteigenden Temperatur rasch ab.¹²

Das mittlere, tropische Profil des Wolkenwassergehalts und des Bedeckungsgrads wird in Abbildung 2.9 gezeigt. Der Wolkenwassergehalt hat drei relative Maxima in 1.5 km, 5.5 km und 9.5 km. Sie befinden sich dort, wo der Temperaturgradient im Vergleich zur Umgebung tendenziell stabil ist, vergleiche mit Abbildung 2.5. Bis 750 hPa steigt der Temperaturgradient an, die Schichtung wird zunehmend stabiler. Die entsprechende Grenzschichtbewölkung befindet sich in 1 km bis 2 km und hat einen maximalen Flüssigwassergehalt von 0.025 g/kg und einen maximalen Bedeckungsgrad von 11%. Durchbricht die Konvektion die Grenzschicht, kann sie aufgrund des nahezu feuchtadiabatischen Temperaturgradienten schnell aufsteigen, der Bedeckungsgrad ist daher zwischen 2 km und 5 km gering. Oberhalb von 4.5 km treten die Eiswolken auf. In 5 km bis 6 km (bzw. 560 bis 490 hPa) tauen von oben sedimentierende Eiskristalle, sie wird daher auch Schmelzschicht genannt. Die Schichtung ist in diesem Bereich geringfügig stabiler als die feuchtadiabatische Schichtung, siehe Abbildung 2.5 von 500 hPa bis 400 hPa, was zu einem weiteren, schwach ausgeprägten Maximum des Wolkenwassergehalts und des Bedeckungsgrads führt. Ab 9.5 km bzw. 300 hPa weicht der Temperaturgradient zunehmend von dem feuchtadiabatischen Gradienten ab. Die Wahrscheinlichkeit, dass Konvektion auftritt, nimmt mit zunehmender Höhe im Verlauf von einigen km ab. Der konvektive Ausfluss verursacht ein drittes Maximum des Wolkeneiswassergehalts in 10 km. Oberhalb von 10 km nimmt der Bedeckungsgrad weiter zu, der Wolkeneiswassergehalt hingegen ab. Das dritte Maximum des Bedeckungsgrades mit 12.5 % befindet sich in 14 km Höhe. Der Höhenbereich von 10 km bis 14 km wird im folgenden Region des konvektiven Ausflusses genannt.¹³

Die Luft, die mit der Konvektion in die konvektive Ausflussregion transportiert wird, sinkt zum größten Teil wieder in die Troposphäre ab. Ein geringerer Anteil wird auf den oberen Pfaden der *Hadley*-Zirkulation in die Subtropen transportiert und dringt dabei teilweise in die unterste Stratosphäre ein.¹⁴ Wiederum ein geringerer Anteil durchdringt die Inversion

finden muss. Historisch gesehen ist dies der erste Hinweis gewesen, dass ein Großteil des Troposphären-Stratosphären-Transports in dem Bereich der TTL stattfindet, da nur hier ausreichend niedrige Temperaturen vorhanden sind, um die sehr niedrige Wasserdampfkonzentration in der Stratosphäre zu erklären (Dobson et al., 1946).

¹²Neben dem allgemeinen Profil der Wasserdampfkonzentration und der relativen Feuchte zeigt die Abbildung 2.8 noch die Vergleichbarkeit verschiedener Messverfahren. Die mit einem *Lyman*-Alpha-Hygrometer (Harvard) und dem MLS (*Microwave Limb Sounders*) gemessenen Wasserdampfprofile stimmen im Bereich der Kaltpunkttropopause und unterhalb innerhalb einer Standardabweichung miteinander überein. Oberhalb der Kaltpunkttropopause zeigen die MLS-Messungen niedrigere Werte. Die aus HALOE (*Halogen Occultation Experiment*) abgeleitete Wasserdampfkonzentration ist in allen Höhenbereichen deutlich niedriger als die der beiden anderen Messungen.

¹³Dieser Bereich kühlt aufgrund der Nähe zum LZH nur langsam ab, daher ist die mittlere Verweilzeit der Luftmassen und somit auch von insbesondere kleinen Eiskristallen in dieser Höhenregion besonders hoch, vergleiche mit Abbildung 1.2.

¹⁴Die unterste Stratosphäre ist der Teil der extratropischen Stratosphäre, dessen potentielle Temperatur nicht größer als die der tropischen Troposphäre ist. Folglich kann ein Transport aus der tropischen Tro-

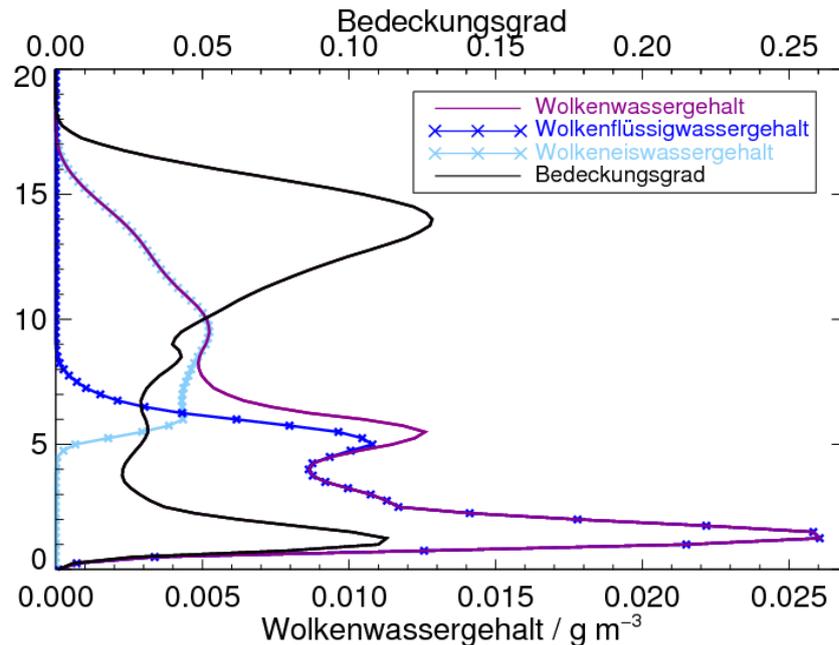


Abbildung 2.9: Das mittlere Profil des Wolkeneis- und Wolkenflüssigwasser-gehalts sowie des Bedeckungsgrades im Bereich der Tropen von 20° S bis 20° N nach den Daten des operationellen ECMWF-Archivs.

der TTL und dringt in die obere Stratosphäre ein.

Für den Transport von Wasserdampf in die obere Stratosphäre ist der genaue Prozess des Aufstiegs von Bedeutung. Hierbei gibt es zwei Prozesse, die beide die Wasserdampfkonzentration beeinflussen: die Konvektion und der strahlungsgetriebene Aufstieg. Die hochreichende, tropische Konvektion erstreckt sich meist bis in Höhen von 10 km bis 14 km, in seltenen Fällen bis 19 km. Dabei werden Bestandteile der bodennahen Atmosphäre innerhalb weniger Stunden in diese Höhenschicht transportiert (Folkins et al., 2000). Reicht die Konvektion einige Kilometer über das Level neutralen Auftriebs hinaus, können Temperaturen auftreten, die vergleichbar mit der Temperatur der Kaltpunkttropopause sind oder gar unter dieser liegen (Danielsen, 1982, 1993; Sherwood und Dessler, 2000, 2001; Robinson und Sherwood, 2006). Die sich bildenden Eiskristalle werden mit dem konvektiven Aufwind transportiert, wobei der Kristallisationsprozess meist nicht ausreichend schnell ist, um den raschen Abfall des Sättigungsdampfdrucks auszugleichen. Es werden daher hohe Übersättigungen von 120% bis 160% (Jensen et al., 2001; Jensen und Pfister, 2004) beobachtet. Die absolute Feuchte ist jedoch aufgrund der niedrigen Temperatur sehr gering. Vermischt sich die aufsteigende Luft turbulent mit der Umgebung, so ist die potentielle Temperatur der durchmischten Luftmasse höher als im undurchmischten Zustand. Sie sinkt in diesem Fall nicht bis auf das Level des neutralen Auftriebs ab, sondern verbleibt in der TTL. Die Sedimentation der Eiskristalle hat entscheidenden Einfluss auf die eingetragene Menge an Wasser. Findet die Sedimentation schneller statt als die Erwärmung der eingetragenen Luftmasse, so kann eine sehr trockene Luftmasse in der Nähe der konvektiven Systeme zurückbleiben. Sublimieren die Eiskristalle in die unterste Stratosphäre ohne Änderung der potentiellen Temperatur stattfinden.

jedoch, bevor die Sedimentation stattfindet, kann sehr effektiv Wasser in die Stratosphäre eingetragen werden. Des Weiteren gibt es einen zweiten Mechanismus, der stetig Luftmassen langsam und großflächig in die Stratosphäre transportiert. Ist die Erwärmungsrate durch Strahlung positiv, so steigt die Luftmasse innerhalb von 10 Tagen bis 30 Tagen durch stabil geschichteten TTL in die Stratosphäre auf. Der Aufstieg findet so langsam statt, dass die entstehenden Eiskristalle ausreichend Zeit haben zu sedimentieren. Die Wasserdampfkonzentration der in die Stratosphäre eingetragenen Luftmasse hängt folglich in erster Linie von der Temperatur bei der Kaltpunkttropopause T_{CPT} ab. Dieser Prozess der Dehydration wird als Trockenfrieren oder als Kältefalle (*cold trap*) bezeichnet (Gettelman et al., 2002a; Fueglistaler et al., 2004). Dass die Kältefalle den Eintrag von Wasserdampf bzw. wasserdampfarmer Luft in die Stratosphäre im starken Maß steuert, zeigt sich dadurch, dass die Änderung der Wasserdampfkonzentration sehr eng dem saisonalen Verlauf der Kaltpunkttropopausentemperatur folgt, hingegen scheint der Mechanismus der überschießenden Konvektion nur bei einzelnen Ereignissen bestimmend für die Wasserdampfkonzentration zu sein (Read et al., 2008). Für andere Moleküle unterscheidet sich die Relevanz der beiden Transportmechanismen. So wird beispielweise die Konzentration von HDO und CO vorrangig durch konvektiven Transport bestimmt (Read et al., 2008). Eine realitätsnahe Modellierung des Transportes in die Stratosphäre muss beide Mechanismen berücksichtigen.¹⁵

Oberhalb der tropischen Kaltpunkttropopause steigt der Sättigungsdampfdruck mit der Temperatur wieder an, die relative Feuchte sinkt. Somit beginnen die Eiskristalle zu sublimieren, bis nur noch Wasserdampf vorhanden ist und keine Phasenumwandlung mehr stattfindet. Die Änderung der Wasserdampfkonzentration durch chemische Reaktionen, insbesondere Oxidation von Methan als Quelle und Photolyse als Senke von Wasserdampf (Oman et al., 2008), ist kleiner als der Jahresgang der Wasserdampfkonzentration, die der stratosphärischen Luft bei der tropischen Kaltpunkttropopause aufgeprägt wird (Mote et al., 1995), siehe auch Abbildung 2.7. Anschließend wird das Signal des Jahresgangs an der TTL mit der *Brewer-Dobson*-Zirkulation in die Stratosphäre transportiert. Die Maxima und Minima des Jahresganges der Wasserdampfkonzentration lassen sich daher gut bis in die mittlere Stratosphäre verfolgen, siehe Abbildung 2.10. Der Korrelationskoeffizient zwischen Temperatur- und Wasserdampfanomalie ist 0.8 an der Tropopause, und mit einem zeitlichen Versatz von 2 Monaten 0.7 in 50 hPa. Dieser Vorgang wird der *tape recorder* genannt. Modelle, die das Trockenfrieren an der Kaltpunkttropopause berücksichtigen, können mit sehr guter Genauigkeit den *tape recorder* simulieren (Gettelman et al., 2002a; Bonazzola und Haynes, 2004; Fueglistaler et al., 2004; Jensen und Pfister, 2004; Fueglistaler und Haynes, 2005; Randel et al., 2006). Durch eine Analyse des Wasserdampftransportes kann die vertikale Geschwindigkeit der *Brewer-Dobson*-Zirkulation abgeleitet werden. Sie beträgt 800 m/Monat bzw. 0.3 mm/s (0.1 bis 0.6 mm/s) (Rosenlof, 1995; Dunkerton, 1997; Schoeberl et al., 2008).¹⁶ Werden wei-

¹⁵Da in dieser Arbeit der konvektive Transport nicht simuliert wird, kann auch der Transport von Spurengasen nicht untersucht werden. Die Beschreibung an dieser Stelle dient dazu, die vorliegende Arbeit in einen größeren Kontext zu setzen. Insbesondere soll gezeigt werden, dass die Erwärmungsrate mit dem großflächigen Aufsteigen in engem Zusammenhang steht, für die vollständige Simulation des Spurengastransport die Konvektion berücksichtigt werden muss.

¹⁶Auch weitere Gase mit einem jährlichen Zyklus und einer Lebensdauer von einigen Monaten wie *CO*, *HCN* und *CO₂* bilden einen *tape recorder* aus (Schoeberl et al., 2008). Die *CO₂*-Konzentration beispielsweise hat in Bodennähe einen ausgeprägten Jahresgang durch einen unterschiedlichen Vegetationsstand, der abgeschwächt bis in die Stratosphäre detektiert werden kann.

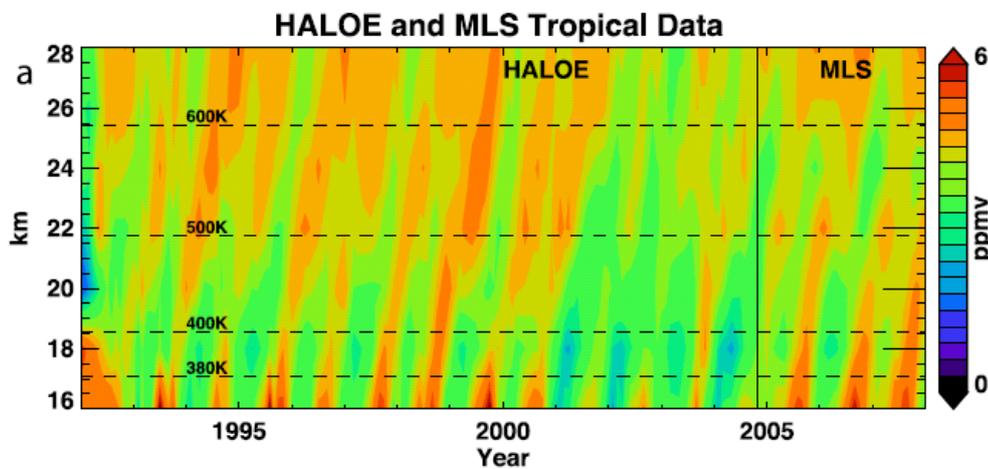


Abbildung 2.10: Die Wasserdampfkonzentration über dem Äquator aus HALOE- und MLS-Messungen, Schoeberl et al. (2008). Die Abbildung zeigt deutlich den Jahresgang der Konzentration mit den kleinsten Konzentrationen in den Monaten Januar/Februar/März nahe der Kaltpunkttropopause sowie dessen Ausbreitung des Jahresganges in die Stratosphäre.

tere Spurengase in die Analyse mit einbezogen, so kann die Zeit seit dem Verlassen der Grenzschicht durch das Verhältnis der Spurengaskonzentrationen abgeschätzt werden. Sie beträgt 60 ± 20 Tage für einen Aufstieg bis in 390 K und 110 ± 30 Tage bis 420 K potentielle Temperatur (Boering et al., 1996; Andrews et al., 1999; Sherwood und Dessler, 2003; Folkins et al., 2006).

2.3.3 Das mittlere Ozonprofil in den Tropen

Ozon ist ein weiteres Spurengase, das den solaren und thermischen Strahlungstransfer maßgeblich beeinflusst. Das mittlere, tropische Profil der Ozonkonzentration wird in Abbildung 2.11 gezeigt. Dargestellt sind Daten verschiedener Modelle (gestrichelt und gepunktet) sowie des SHADOZ-Radiosondendatensatzes (*Southern Hemisphere Additional OZonesondes*) (Thompson et al., 2003). Die Modelldaten zeigen, dass nur ein geringer Unterschied zwischen dem Mittel über die Orte der Radiosondenstationen (schwarz) und dem Mittel über die gesamten Tropen (grau) besteht. Daher können die sehr genauen Radiosondenmessungen als repräsentativ für das mittlere tropische Profil angesehen werden. Die SHADOZ-Daten zeigen eine niedrige Ozonkonzentration von 10 nmol/mol im Januar bis 16 nmol/mol im Juli. Die Konzentration steigt bis 7.5 km bzw. 400 hPa auf 40 nmol/mol an und ist bis ca. 12.5 km bzw. 200 hPa nahezu konstant. Der starke konvektive Ausfluss in 10 km bis 14 km Höhe transportiert viel ozonarme Luft aus der Grenzschicht in diese Höhenregion. Daher wird hier auch häufig ein relatives Minimum der Ozonkonzentration (minO_3) gemessen. Die zunehmende Stabilität wird auch durch die minimalen Temperaturgradienten (LRM) gekennzeichnet, vergleiche mit Abbildung 2.5. Oberhalb der konvektiven Ausflussregion steigt die Ozonkonzentration kontinuierlich an, wobei sie im Januar aufgrund des stärkeren Troposphären-Stratosphären-Transports deutlich niedriger ist als im Juli. Die maximale Ozonkonzentration in der Stratosphäre von ca. $16 \mu\text{mol/mol}$ befindet sich in 32 km bis 35 km bzw.

9 hPa bis 6 hPa.

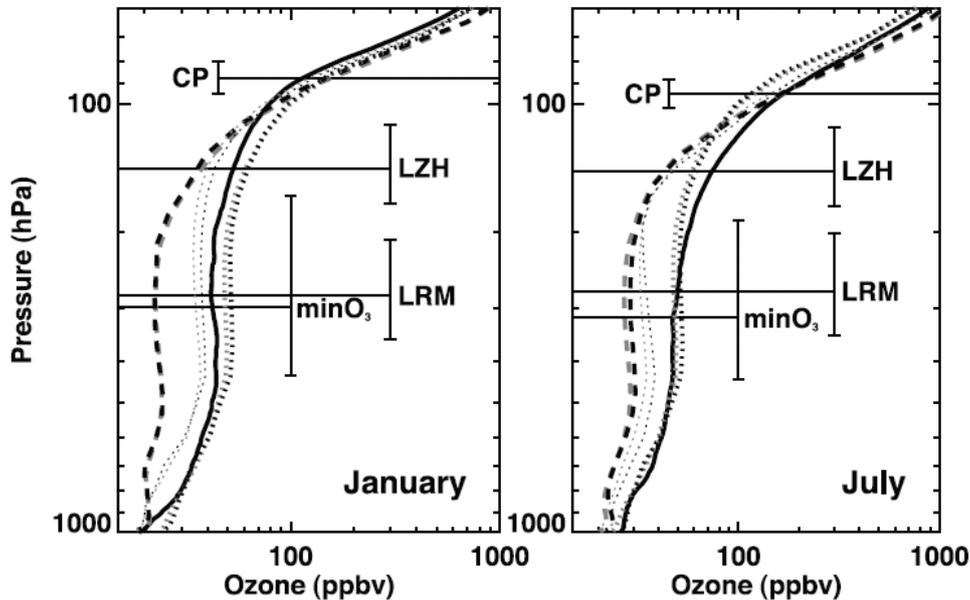


Abbildung 2.11: Mittleres Profil von Ozon in den Tropen von 20° S bis 20° N, links im Januar, rechts im Juli. Gezeigt werden Radiosondenmessungen der SHADOZ-Stationen (durchgezogene schwarze Linie) des CAM-Modells (gepunktet) des WACCM Modell (dünn gepunktet) sowie des CMAM-Modells (gestrichelt). Schwarze Linien zeigen die Modelldaten bei den SHADOZ-Stationen, graue Linien den Durchschnitt über die Tropen. Die waagerechten Linien zeigen die Höhe der Kaltpunkttropopause (CP), des Levels, wo die Erwärmungsrate durch Strahlung Null ist (LZH), des Ozonminimums (min O₃) und des Minimums des Temperaturgradienten (LRM), basierend auf den CMAM-Daten. Die Fehlerbalken zeigen die Standardabweichungen des dargestellten Levels. (Gettelman und Birner, 2007)

Das Ozon wird in der TTL und der Stratosphäre hauptsächlich über den Chapman-Mechanismus auf- und abgebaut. Im ersten Schritt entsteht atomarer Sauerstoff O durch Photolyse von molekularem Sauerstoff O_2 , wobei ultra-violette Strahlung mit einer Wellenlänge von $\lambda < 242$ nm notwendig ist:



Dieser reagiert mit einem weiteren Sauerstoffmolekül zu Ozon



wobei ein weiterer Stoßpartner M , meist Stickstoff oder Sauerstoff, notwendig ist. Beim Abbau von Ozon wird ein Ozonmolekül durch Strahlung gespalten:



wozu Licht der Wellenlänge $\lambda < 320$ nm notwendig ist, wenn ein angeregtes Ozonatom $O(^1D)$ erzeugt wird bzw. Licht der Wellenlänge $\lambda < 1175$ nm, wenn ein nicht angeregtes Ozonatom erzeugt wird. Der angeregte Sauerstoff $O(^1D)$ verliert seine Anregung durch einen Stoß mit

Level	z / km	p / hPa	θ / K
höchste beobachtete Konvektion	19	65	430
Kaltpunkt-tropopause (CPT)	17 - 18	100 - 80	370 - 390
Lapse-Rate-Tropopause (LRT)	16	100	375
Strahlungserwärmungsrate gleich Null (LZH)	15	125	365
maximaler Bedeckungsgrad von Zirren	14	160	350
Level neutralen Auftriebs	13	160	350
maximaler konvektiver Ausfluss	10 - 14	260 - 160	350
Minimum des Temperaturgradienten	10 - 12	260 - 200	350
Minimum der Ozonkonzentration (min O ₃)	10 - 12	260 - 200	350
Schmelzschicht	5 - 6	560 - 490	320
Grenzschicht	0 - 2	1013 - 800	300

Tabelle 2.1: Die Tabelle fasst charakteristische Höhenlevels in den Tropen zusammen und gibt dazu jeweiligen Bereich der Höhe z , des Drucks p und der potentielle Temperatur θ an.

Wasserdampf, Methan oder Distickstoffoxid. Abschließend reagiert Ozon O_3 mit atomarem Sauerstoff O zu O_2 .



Neben dem Chapman-Mechanismus sind katalytische Abbauprozesse mit H, OH, NO, Cl oder Br bedeutend (Molina und Rowland, 1974), auf die hier nicht genauer eingegangen wird. Sie sind insbesondere in den polaren Gebieten für das Entstehen des Ozonlochs verantwortlich (Rowland und Molina, 1975; Cogan, 1988).

2.3.4 Charakteristische Höhenlevels und der Vertikaltransport in den Tropen

In den vorangegangenen Abschnitten wurden die Profile der Temperatur, des Wasserdampfes, des Wolkenwassergehalts und des Bedeckungsgrades sowie der Ozonkonzentration beschrieben und einige charakteristische Höhenlevels definiert, die in Tabelle 2.3.4 zusammengefasst werden. Da es noch keine einheitliche Definition des tropischen Tropopausenbereichs gibt, wird die TTL je nach Schwerpunkt der Untersuchung durch verschiedene der hier aufgeführten Levels definiert. ¹⁷ Fueglistaler et al. (2009a) geben eine möglichst allgemeine Definition

¹⁷Als untere Grenze wird meist das Level des maximalen konvektiven Ausflusses (Highwood und Hoskins, 1998; Gettelman und de Forster, 2002; Konopka et al., 2007), das Level des neutralen Auftriebs (Sherwood und Dessler, 2001) oder auch das Level der ausgeglichenen Strahlungsbilanz (Feldman et al., 2008) genannt. Am häufigsten wird die TTL vom Level des maximalen konvektiven Ausflusses bis zur Kaltpunkt-tropopause definiert (Highwood und Hoskins, 1998; Gettelman und de Forster, 2002; Gettelman und Birner, 2007; Feldman et al., 2008) oder bis zu dem Level der höchsten beobachteten Konvektion (Sherwood und Dessler, 2001; Konopka et al., 2007). Holton und Gettelman (2001) definieren die TTL als eine Region von 14 bis 19 km Höhe, in der die chemischen und dynamischen Eigenschaften der Atmosphäre Schritt für Schritt von den Charakteristiken der Troposphäre in die der Stratosphäre übergehen. Diese Definition beschreibt eine ähnliche Region wie die Definition von Sherwood und Dessler (1996), dessen TTL vom LHZ bis zur maximalen Konvektionshöhe reicht. Die oberste Grenze der TTL wird definiert durch die dynamische Tropopause in 16 km, die durch die potentielle Vorticity festgelegt wird, die Kaltpunkt-tropopause in 17 bis 18 km

der TTL.

Die besonderen Eigenschaften der aufgelisteten Schichten hängen mit den vertikalen Transportprozessen zusammen, insbesondere der Konvektion und dem strahlungsgetriebenen, großflächigem Aufsteigen, siehe Abbildung 2.12. Das strahlungsgetriebene Aufsteigen liefert die wissenschaftliche Motivation für die Untersuchung der Erwärmungsrate durch Strahlung. Die Erwärmungsrate ist im Mittel in der Troposphäre negativ und wird in ca. 15 km positiv.

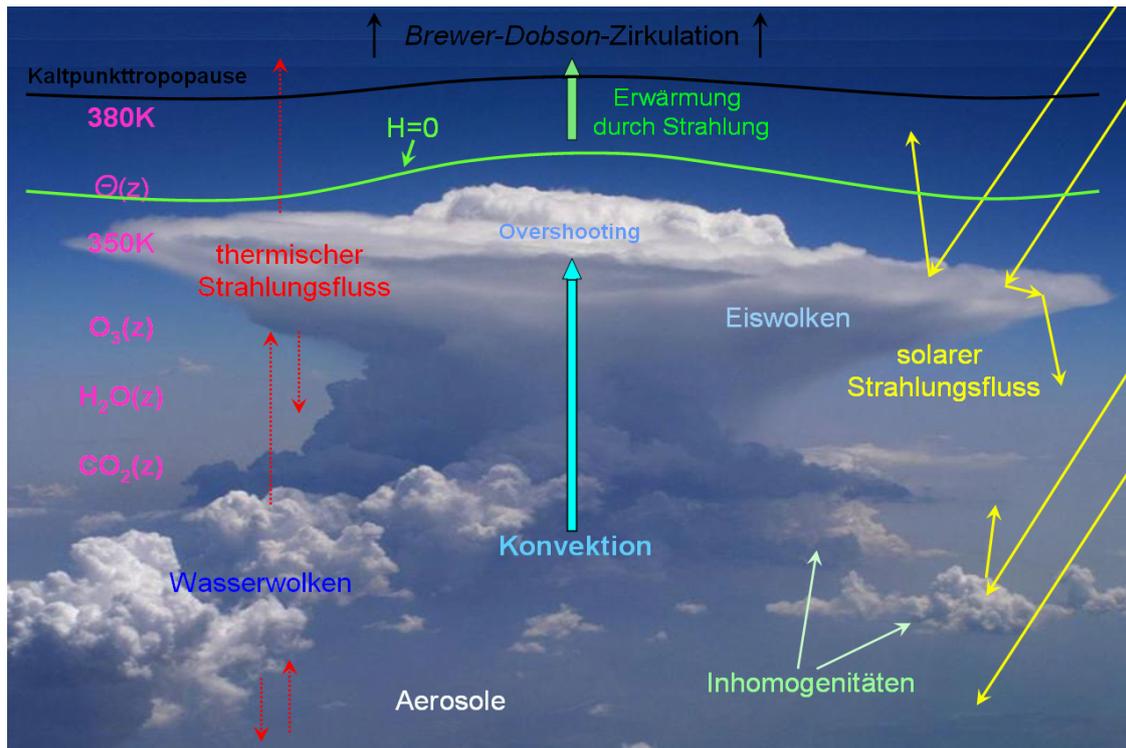


Abbildung 2.12: Der vertikale Transport bis in die tropische Stratosphäre findet in mehreren Stufen statt. Als erstes wird Luft aus der Grenzschicht durch hochreichende Konvektion bis in die Region des konvektiven Ausflusses in 10 km bis 14 km Höhe transportiert. Vor allem im Kernbereich der Konvektion kommt es zum Überschießen, so dass Luft in die TTL eingemischt werden kann. Luftmassen, die sich oberhalb des LZH befinden, erwärmen sich langsam und steigen weiter in die Stratosphäre auf. Sie werden mit der Brewer-Dobson-Zirkulation polwärts transportiert. Diese Arbeit legt den Schwerpunkt auf die Simulation der solaren und thermischen Erwärmungsrate. Sie werden beeinflusst durch Profile von Druck, Temperatur und der Spurengase, Eis- und Wasserwolken sowie durch Aerosole.

Das Level, in dem die Erwärmungsrate das Vorzeichen wechselt, wird im Folgenden als LZH (*level of zero net radiative heating*) bezeichnet. Unterhalb des LZH bewirkt das Abkühlen ein Absinken in die Troposphäre. Oberhalb des LZH wird die potentielle Temperatur durch die Strahlungserwärmung erhöht und die Luft steigt innerhalb von Wochen bis Monaten in der stabil geschichtete TTL und weiter in die Stratosphäre auf.

oder durch das Level bis zu dem Konvektion beobachtet wird (in etwa 18 km Höhe). Diese Diversität an Definitionen erschwert es, mit dem Begriff der TTL zu arbeiten, insbesondere ist jeweils genau nachzulesen, welche Definition der jeweilige Autor verwendet. In dieser Arbeit werden alle Aussagen auf Höhenlevel bezogen.

Des Weiteren zeigt die Abbildung die Größen, die einen Einfluss auf den Strahlungstransfer und somit die Erwärmungsrate in der tropischen Atmosphäre haben: die verschiedenen Stockwerke der Bewölkung, insbesondere deren Struktur, die Profile der Spurengaskonzentration, das Temperaturprofil sowie die optischen Eigenschaften des Untergrundes und Aerosole. Im anschließenden Kapitel werden die Modelle beschrieben, die verwendet werden, um die Erwärmungsrate zu simulieren. Zusätzlich sind Informationen zu allen strahlungsrelevanten Größen notwendig, deren Quellen im zweiten Abschnitt des folgenden Kapitels vorgestellt werden.

Kapitel 3

Modelle und Datensätze

In diesem Kapitel werden die in der Arbeit verwendeten Modelle und Methoden, deren Weiterentwicklung und die als Eingangsdaten verwendeten Datensätze beschrieben. Der Abschnitt 3.1 gibt einen Überblick über das Strahlungstransfermodell libRadtran, mit dem alle wesentlichen Simulationen dieser Arbeit durchgeführt werden. In Abschnitt 3.2 werden die in libRadtran eingebauten Erweiterungen erläutert. Der letzte Abschnitt des Kapitels beschreibt die verwendeten Eingangsdatensätze.

3.1 Das Strahlungstransfermodell libRadtran

Das Strahlungstransfermodell libRadtran (*library for radiative transfer*) ermöglicht es, den Strahlungstransfer in der Atmosphäre der Erde (Mayer et al., 1997; Mayer und Kylling, 2005) um Strahldichten, Bestrahlungsstärken, aktinische Flüsse und Erwärmungsraten im solaren und thermischen Spektralbereich zu simulieren. Es handelt sich um ein frei verfügbares Programm, das auf der Internetseite <http://www.libradtran.org> erhältlich ist. Es ist benutzerfreundlich und bietet gleichzeitig auch eine große Anzahl von Optionen (um die Eigenschaften von Atmosphäre, Bewölkung, Aerosolen und dem Boden) zu definieren. In libRadtran stehen verschiedene Methoden zur Lösung der Strahlungstransfergleichung sowie zur Berechnung optischer Eigenschaften von Aerosolen, Wasser- und Eiswolken zur Verfügung. Weiterhin stellt es kleinere Datensätze wie das solare Spektrum (Kurucz, 1992; Gueymard, 2004), typische Profile von Spurengasen und Aerosolen zur Lösung dieser Aufgaben bereit. Das Modell wird seit nunmehr über 15 Jahren weiterentwickelt (unter anderem am Institut für Physik der Atmosphäre und am Meteorologisches Institut der Universität München).

3.1.1 Verfahren zur Lösung der Strahlungstransfergleichung

Die Strahlungstransfergleichung ist nur für einige Spezialfälle analytisch lösbar. Im Allgemeinen müssen numerische Verfahren verwendet werden. Zahlreiche Wissenschaftler waren an der Entwicklung dieser Methoden beteiligt (King, 1968). Die ersten grundlegenden Arbeiten wurde zum Ende des 19. Jahrhunderts von Kirchhoff, Boltzmann, Wien, Rayleigh und

Jeans durchgeführt, die die ersten Gesetze der Strahlung entdeckten. Obwohl zu Beginn des 20. Jahrhunderts das Konzept des Photons entworfen wurde, werden die meisten Probleme bis heute mithilfe des klassischen Ansatzes gelöst, indem die Strahlung als elektromagnetische Welle durch die *Maxwell*-Gleichungen beschrieben wird, siehe Abschnitt 2.1. Schuster (1905) und Schwarzschild (1906)¹ schrieben die erste Strahlungstransfergleichung. Milne (1921) formulierte als erster das Strahlungstransferproblem inklusive des diffusen Charakters der Strahlung. Die Verteilung der thermischen Strahlung einer semi-infiniten, grauen, plan-parallelen Atmosphäre, die von außen unbeeinflusst ist, wird als klassisches *Milne*-Problem bezeichnet. Es wurden drei verschiedene mathematische Ansätze gefunden, dieses Problem zu lösen. 1931 entwickelten Wiener und Hopf eine elegante Methode, um die Strahlungstransfergleichung mithilfe der nach ihnen benannten *Wiener-Hopf*-Zerlegung zu lösen. 1942 entwickelte Ambarzumian die Invarianzmethode, die die Rückstreuung einer streuenden Atmosphäre beschreiben kann, ohne das interne Strahlungsfeld zu beschreiben. In den folgenden Jahren entwickelten Wick (1943) und Chandrasekhar (1944) die Methode der diskreten Ordinaten. Hierbei wird das kontinuierliche Strahlungsfeld in eine endliche Anzahl von Strömen (*streams*) aufgeteilt, die jeweils die Strahldichte innerhalb eines Raumwinkelintervalls repräsentieren. Mithilfe dieser Diskretisierung kann die Integrodifferentialgleichung in ein lineares Gleichungssystem umgewandelt werden. Das Verfahren der diskreten Ordinaten bildet die Basis von zahlreichen etablierten Strahlungstransportmodellen, beispielsweise *SBDART* (Ricchiuzzi et al., 1998), *STREAMER* (Key, 1999) und libRadtran (Mayer und Kylling, 2005). Werden bei dem Verfahren der diskreten Ordinaten nur zwei Richtungen verwendet, spricht man von dem Zweistrom- oder *2-stream*-Methode. Sie wurde unter anderem von Sagan und Pollack (1967), Irvine (1975), Liou (1973), Coakley und Chylek (1975) sowie Wiscombe und Grams (1976) weiterentwickelt. Diese Methode zeichnet sich durch ihre besonders hohe Rechenzeiteffizienz aus. Während die Wiener-Hopf-Methode und die Invarianzmethode mathematisch eleganter sind, kann die Methode der diskreten Ordinaten auf eine Anzahl von Probleme angewandt werden, die mit den beiden anderen Methoden nicht lösbar sind. Mit der Einführung von Computern und somit der Möglichkeit, zahlreiche Rechenoperationen schnell durchzuführen, wurde zunehmend auch die Monte-Carlo-Methode angewandt; anfänglich um den Transport von Neutronen zu simulieren, später auch um das Strahlungstransferproblem in der planetaren Atmosphäre zu modellieren (House und Avery, 1969; Marchuk et al., 1980; Marshak und Davis, 2005; Mayer, 2009). Bei dieser Methode werden einzelne Photonenwege simuliert. Streu- und Absorptionsprozesse werden statistisch korrekt, jedoch im Einzelfall zufällig mithilfe von Zufallszahlen modelliert. Durch den einfachen, sehr direkten Ansatz ist die Monte-Carlo-Methode auf sehr komplexe Szenarien anwendbar.

libRadtran verfügt über mehrere der erwähnten Lösungsmethoden:

- *2-stream* Verfahren (Wiscombe und Joseph, 1977; Kylling et al., 1995),
- *discrete-ordinate* Verfahren (Wick, 1943; Chandrasekhar, 1944; Stammes et al., 1988),
- ein Verfahren zur Simulation von polarisierter Strahlung *polradtran* (Evans und Stephens, 1991) und
- das Monte-Carlo Modell *MYSTIC* (Emde und Mayer, 2007; Mayer, 2009).

¹Schwarzschild promovierte 1896 an der Ludwig-Maximilians-Universität München zum Thema *Die Entstehung von Gleichgewichtsfiguren in rotierenden Flüssigkeiten* und wurde nach einem kurzzeitigen Aufenthalt in Wien Privatdozent an der LMU.

Die verschiedenen Methoden haben unterschiedliche Vorteile, wie hohe Rechengeschwindigkeit, Genauigkeit der Lösung oder die Fähigkeit, besonders komplexe Aufgabenstellungen modellieren zu können. Sie werden im Folgenden beschrieben.

Ein-dimensionale Verfahren zur Strahlungstransfersimulation

Die ein-dimensionalen Verfahren zur Lösung der Strahlungstransfergleichung setzen horizontale Homogenität voraus. Variationen der atmosphärischen Eigenschaften, der Wolken oder der Aerosole sind nur entlang der Vertikalen möglich. Das *discrete-ordinate* Verfahren (*disort*) ist eine numerisch stabile Umsetzung (Stamnes et al., 1988) der von Wick (1943) und von Chandrasekhar (1944) vorgeschlagenen Methode zur Lösung der Strahlungstransfergleichung. Mithilfe dieser Methode können Strahldichten, Bestrahlungsstärken, aktinische Flüsse und Erwärmungsraten berechnet werden. Die Lösung der Strahlungstransfergleichung wird durch eine Diskretisierung des Zenit- und Azimutalwinkels, siehe Abbildung 2.1, der Strahldichterichtung und einer Entwicklung der Streufunktion nach *Legendre*-Polynomen erreicht. Die Anzahl der Strahldichterichtungen wird je nach Anforderung an die Genauigkeit gewählt. Für die Berechnung der Bestrahlungsstärke ist die Diskretisierung in vier Strahldichterichtungen meist ausreichend. Zur Berechnung von Strahldichten hingegen muss deren Richtungsabhängigkeit berechnet werden. Es ist daher im Allgemeinen erforderlich, die Strahldichte mit mindestens 16 Richtungen zu approximieren. Um die Auswirkung besonderer Merkmale der Streufunktion auf die Strahldichte simulieren zu können, beispielsweise Zirkumsolarstrahlung, Regenbögen, Glorien und Nebensonnen, wird im Allgemeinen eine deutlich höhere Anzahl von Strahldichterichtungen verwendet. Mit deren Anzahl erhöht sich die Rechenzeit. Das in libRadtran implementierte *disort*-Verfahren kann die BRDF des Untergrunds berücksichtigen und beinhaltet eine Intensitätskorrektur nach Nakajima und Tanaka (1988), die eine verbesserte Richtungsabhängigkeit der Strahldichte zwischen den diskretisierten Richtungen gewährleistet.

Das *2-stream*-Verfahren ist ein besonderer Fall des *disort*-Verfahrens, bei dem nur zwei diskretisierte Strahldichterichtungen berücksichtigt werden, eine aufwärts- und eine abwärtsgerichtete Komponente. Es wurde in der von Wiscombe und Joseph (1977) vorgeschlagenen Form von Kylling et al. (1995) in libRadtran implementiert. Der *2-stream*-Algorithmus ist sehr rechenzeiteffizient. Im Gegenzug wird eine Unsicherheit des Ergebnisses in Kauf genommen, die im Allgemeinen deutlich kleiner als 10% ist (Kylling et al., 1995). Mit dem *2-stream*-Verfahren können die Bestrahlungsstärke, der aktinische Fluss und die Erwärmungsrate simuliert werden.²

Bei vielen Anwendungen der Strahlungstransfer-Simulation, beispielsweise in Wetter- und Klimamodellen oder bei Fernerkundungsalgorithmen, müssen aufgrund der Rechengeschwindigkeit ein-dimensionale Lösungsverfahren verwendet werden. Dabei werden entsprechend der horizontalen Auflösung des Modells für jede Säule des Modellgebiets eine separate Simulation durchgeführt. Dieses Verfahren wird als ICA (*independent column approximation*) bezeichnet. Hierbei treten zwei Arten von Fehlern auf: der Inhomogenitätsfehler und der *independent-column*-Fehler. Der Inhomogenitätsfehler beschreibt die Vernachlässigung der

²Aufgrund seiner groben Richtungsdiskretisierung in zwei *streams* ist es nicht zur Berechnung von Strahldichten geeignet.

Variation innerhalb der Säule und tritt insbesondere auf, wenn innerhalb einer Gitterzelle starke Variationen der optischen Dicke τ auftreten. Er ist eine Folge des nicht-linearen Zusammenhangs zwischen der optischen Dicke und der Transmission bzw. Reflexion. Die *independent-column*-Fehler entsteht aufgrund des nicht simulierten horizontalen Austauschs von Photonen zwischen den unabhängigen Säulen. Bei ICA-Simulationen weist die simulierte Strahldichte eine zu hohe Variabilität auf. Diese Fehlerart tritt auf, wenn die Auflösung des verwendeten Modells gröber als der strahlungsrelevante Glättungsmaßstab ist (Marshak et al., 1995). Beide Fehlerarten werden ausführlich von Zinner (2005) untersucht.

Das drei-dimensionale Monte-Carlo-Modell *MYSTIC*

Im Gegensatz zu ein-dimensionalen Verfahren, die horizontale Homogenität voraussetzen, kann die Monte-Carlo-Methode sehr komplexe Szenarien simulieren, wobei die drei-dimensionale Struktur von Wolken, sowie die Topographie und eine mit dem Ort variable Albedo bzw. BRDF berücksichtigt werden kann, siehe Abbildung 3.1. Der größte Nachteil der

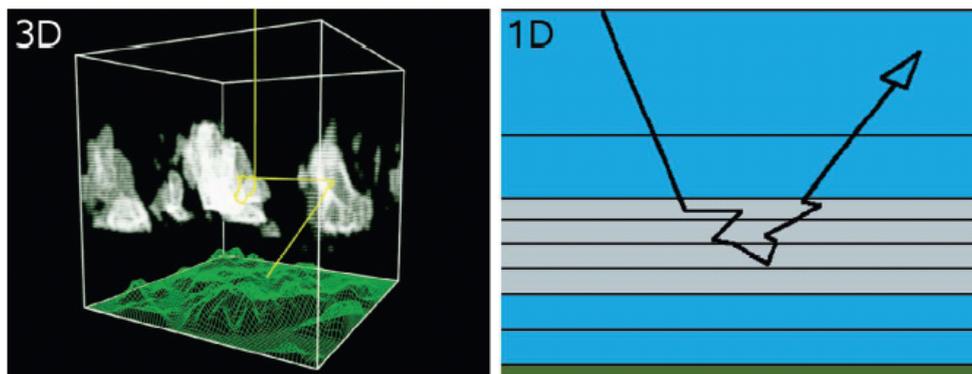


Abbildung 3.1: Illustration des drei-dimensionalen und ein-dimensionalen Strahlungstransfers (Mayer, 2009)

Monte-Carlo-Methode ist das statistische Rauschen des Ergebnisses, das auf die Verwendung von Zufallszahlen zurückzuführen ist. Werden mehrere Simulationen mit der Monte-Carlo-Methode durchgeführt, so streuen die Ergebnisse mit einer Standardabweichung

$$\sigma \sim \frac{1}{\sqrt{N_{ph}}}, \quad (3.1)$$

um die exakte Lösung, wobei N_{ph} die zum Ergebnis beitragenden Photonenzahl ist (Marchuk et al., 1980).

Eine vollständige drei-dimensionale Strahlungstransfersimulation bietet die Möglichkeit, den Inhomogenitäts- und den *independent-column*-Fehler genau zu quantifizieren (Zinner, 2005). libRadtran beinhaltet aus diesem Grund ein Monte-Carlo-Programm namens *MYSTIC* (*Monte Carlo code for the physically correct tracing of photons in cloudy atmospheres*) (Mayer, 2009). In dieser Arbeit wird *MYSTIC* verwendet, um die Verminderung des Inhomogenitätsfehlers durch die Einführung eines partiellen Bedeckungsgrades zu untersuchen, siehe Abschnitt 4.3.

3.1.2 Spurengasen, Wolken, Aerosolen und Erdoberfläche

Die Kenntnis der optischen Eigenschaften der Spurengase, der Wolken, der Aerosole und des Bodens ist Voraussetzung zur Simulation des Strahlungstransfers.

Um die optischen Eigenschaften der strahlungsrelevanten Spurengase, insbesondere Wasserdampf, Kohlendioxid und Ozon sowie Methan, Stickoxide, Halogenkohlenwasserstoffe, Sauerstoff, zu berechnen, muss die Konzentrationsverteilung vorgegeben werden. libRadtran bietet hierfür eine Reihe von benutzerfreundlichen und flexiblen Eingabemöglichkeiten: Im einfachsten Fall werden Standard-Atmosphärenprofile von Anderson et al. (1986) verwendet, die für verschiedene Jahreszeiten und Breiten zur Verfügung stehen. Liegen genauere Informationen vor, beispielsweise von einem Wetter- oder Chemietransportmodell simulierte Konzentrationsprofile oder eine Messung der Ozonsäule, können die Standardprofile entsprechend abgeändert werden. Insbesondere wurde im Rahmen dieser Dissertation eine Schnittstelle programmiert, die das Einlesen und Verarbeiten von Datenfeldern des ECMWF-Modells ermöglicht, siehe Abschnitt 3.2.4.

Aus den Spurengaskonzentrationen werden Absorptionskoeffizienten berechnet. Aufgrund der starken Abhängigkeit von der Wellenlänge ist eine direkte Simulation, die jede Absorptionslinie auflöst sehr rechenzeitintensiv. Daher sind in libRadtran neben *line-by-line*-Rechnungen auch Simulationen mit *pseudospektraler* Wellenlängenauflösung oder mit verschiedenen *k*-Verteilungen möglich, siehe Abschnitt 2.1.2. Bei der *pseudospektralen* Wellenlängenauflösung namens LOWTRAN (Pierluissi und Peng, 1985) werden die Absorptionskoeffizienten auf eine spektrale Auflösung von $\Delta k = 20 \text{ cm}^{-1}$ herabgesetzt.³ Die *k*-Verteilung nach Fu und Liou (1992) zur Berechnung der integrierten solaren und thermischen Strahlung teilt den solaren Bereich in sechs und den thermischen in elf Bänder ein. Die beiden *k*-Verteilungen von Kato et al. (1999) sind nur auf den solaren Bereich anwendbar, der in 32 Bänder eingeteilt wird. Die erste Version der *k*-Verteilung von Kato basiert auf der Absorptionsdatenbank HITRAN 1996 (Rothman et al., 1998) und hat 575 Subbänder, die zweite Version basiert auf HITRAN 2000 (Rothman et al., 2003) und ist auf 148 Subbänder optimiert. Die beiden Versionen werden im Folgenden Kato 1996 und Kato 2000 genannt. Die Genauigkeit der verschiedenen *k*-Verteilungen in Bezug auf die Simulation von Erwärmungsraten wird in Abschnitt 4.1 untersucht.

Die optischen Eigenschaften der Bewölkung können in libRadtran über verschiedene Eingabeparameter definiert werden. Am gängigsten ist die Definition über den Flüssigwasser- bzw. Eiswassergehalt und den Effektivradius, siehe Gleichung (2.20). Die Berechnung der optischen Eigenschaften erfolgt auf unterschiedliche Weise für Wasser- und Eiswolken. Für Wasserwolken werden sie mithilfe einer *Mie*-Rechnung (Mie, 1908; Wiscombe, 1980) oder durch die Parametrisierung von Hu und Stamnes (1993) aus den mikrophysikalischen Parametern abgeleitet. Die Berechnung der optischen Eigenschaften von Eiskristallen ist aufgrund ihrer verschiedenen Formen komplizierter als die von Wassertropfen. Für Eiswolken sind mehrere Parametrisierungen in libRadtran implementiert (Fu, 1996; Fu et al., 1998; Key et al., 2002; Baum et al., 2005). Alternativ zur Angabe von Wasser- bzw. Eisgehalt und Effektivradius können die optischen Eigenschaften der Wolken direkt vorgegeben werden.

³Dies entspricht etwa 5 nm im sichtbaren und 200 nm im thermischen Spektralbereich. Die LOWTRAN-Parametrisierung wurde aus dem Strahlungstransfermodell SBDART (Ricchiazzi et al., 1998) übernommen.

Aerosole können über ihre mikrophysikalischen Eigenschaften Dichte, Zusammensetzung und Größenverteilung oder über ihre optischen Eigenschaften definiert werden. In libRadtran stehen dazu zahlreiche Optionen zur Verfügung, insbesondere Standard-Aerosolprofile für städtische, ländliche und maritime Umgebungen (Shettle, 1990), sowie die Aerosoltypen der OPAC-Datenbank (*Optical Properties of Aerosols and Clouds*) (Hess et al., 1998).

Die Boden- bzw. Wasseroberfläche kann durch eine wellenlängenabhängige Albedo oder eine bidirektionale Reflexionsfunktion dargestellt werden. Implementiert sind unter anderem die BRDF für Boden- (Rahman et al., 1993), und für Wasseroberflächen (Cox und Munk, 1954a,b; Nakajima und Tanaka, 1983).

Zur Berechnung des solaren Strahlungstransfers muss die spektrale solare Bestrahlungsstärke am Oberrand der Atmosphäre bekannt sein. Dazu stellt libRadtran verschiedene spektral hoch aufgelöste, solare Spektren zur Verfügung (Kurucz, 1992; Gueymard, 2004). Bei Berechnungen mithilfe einer k-Verteilung wird ein Spektrum verwendet, dessen spektrale Auflösung an die spektralen Bänder der jeweiligen Methode angepasst ist.

3.2 Modellentwicklung

libRadtran wird seit mehr als 15 Jahren von Bernhard Mayer und Arve Kylling entwickelt (Mayer und Kylling, 2005). In den letzten Jahren arbeiteten auch Claudia Emde, Robert Buras, Tobias Zinner und der Autor dieser Arbeit an der Weiterentwicklung von libRadtran. Im Rahmen dieser Arbeit wurden folgende für diese Arbeit erforderlichen Erweiterungen eingebaut.

- Eine robusten Methode zur Berechnung der Erwärmungsrate,
- eine Näherung zur Simulation von Zeitintervallen im solaren Spektralbereich,
- eine Schnittstelle zur Verarbeitung von ECMWF-Datensätzen und
- eine Methode zur effizienten Simulation globaler Datensätze.

Diese Entwicklungen und Erweiterungen an libRadtran werden im Folgenden beschrieben. Neben den Entwicklungen des Autors dieser Arbeit wird auch die von Bernhard Mayer entwickelte und von Claudia Emde implementierte Methode zur Berücksichtigung des Wolkenüberlapps beschrieben. Die Genauigkeit des Wolkenüberlapps bezüglich der Simulation von Erwärmungsraten wird in dieser Arbeit erstmals untersucht, siehe Abschnitt 4.3. Er wird weiterhin in einer umfassenden Simulation, siehe Abschnitt 5.2, verwendet.

3.2.1 Stabile Simulation der Erwärmungsrate

Die Berechnung der Erwärmungsrate ist auf einfache Weise möglich, wenn das Profil der Bestrahlungsstärke bekannt ist, siehe Abschnitt 2.1.5. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine alternative Möglichkeit der Erwärmungsratesimulation in libRadtran eingebaut. Dazu waren folgende Schritte notwendig: Erstens wurde die Simulation der spektralen Erwärmungsraten ermöglicht. Zweitens wurde die vertikale Auflösung des Simulationsergebnisses

im Fall der Erwärmungsraten flexibilisiert. Drittens wurde eine alternative Methode zur Berechnung der Erwärmungsrate aus dem aktinischen Fluss implementiert, die insbesondere auch bei kleinen optischen Dicken numerisch stabil ist.

Die spektrale Erwärmungsrate

Die spektrale Erwärmungsrate $dH/d\lambda = H_\lambda$ ist die Ableitung der Erwärmungsrate nach der Wellenlänge:

$$H_\lambda = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{1}{\rho c_p} \vec{\nabla} \cdot \vec{F} \right) = \frac{1}{\rho c_p} \vec{\nabla} \cdot \vec{F}_\lambda. \quad (3.2)$$

Die Berechnung der spektralen Erwärmungsrate muss vor der Integration über den solaren bzw. thermischen Wellenlängenbereich durchgeführt werden. Mithilfe der spektrale Erwärmungsrate kann der Einfluss verschiedener Spurengase auf die Erwärmungsrate untersucht werden, siehe Abschnitt 5.1.1.

Wenn die Erwärmungsrate spektral berechnet wird, ergibt sich auch eine weitere alternative Berechnungsmethode, die im Folgenden beschrieben wird. Sie hat den Vorteil, numerisch sehr stabil zu sein und auch in optisch sehr dünnen Medien verlässliche Erwärmungsraten zu simulieren. Die Divergenz des spektralen Nettoflussvektors $\vec{\nabla} \cdot \vec{F}_\lambda$ vereinfacht sich im ein-dimensionalen Fall zur vertikalen Ableitung der spektralen Bestrahlungsstärke dF_λ/dz , die im Programm durch einen zentralen Differenzenquotienten dargestellt wird:

$$\frac{dF_{\lambda,i}}{dz} \approx \frac{F_{\lambda,i+1} - F_{\lambda,i-1}}{z_{i+1} - z_{i-1}}, \quad (3.3)$$

wobei der Index i die Nummerierung der Modellschichten ist. Aufgrund dieser Approximation wird eine mittlere Bestrahlungsstärkendivergenz über die Schicht z_{i-1} bis z_{i+1} berechnet. Das bedeutet, dass das Ergebnis im Detail von der vertikalen Auflösung der gewählten Modellschichten abhängig ist. Die Berechnung der Erwärmungsrate mithilfe von Gleichung (3.3) wird bei kleinen optischen Dicken $\tau \ll 1$ aus folgenden Gründen numerisch instabil. Die spektrale Bestrahlungsstärke F_λ wird im Normalfall als Fließkommazahl mit sechs Nachkommastellen dargestellt. Ist die Differenz der Bestrahlungsstärken im Verhältnis zur Bestrahlungsstärke selbst in der Größenordnung der numerischen Darstellungsgenauigkeit $(F_{i+1} - F_{i-1})/F_i \approx 10^{-6}$, so wird der in Gleichung (3.3) zu berechnende Differenzenquotient und damit die Erwärmungsrate numerisch instabil. Abbildung 3.2 zeigt die größer werdende Unsicherheit der mithilfe des Differenzenquotienten berechneten Erwärmungsrate oberhalb von 40 km.

Der folgende alternative Ansatz gewährleistet eine auch im optisch sehr dünnen Höhenbereich stabile Berechnung der Erwärmungsrate. Die absorbierte Leistung pro Wellenlängenintervall innerhalb eines Volumens kann nach Anhang 9.1 durch den wellenlängenabhängigen Absorptionskoeffizienten β_{abs} und den spektralen, aktinischen Fluss $F_{0,\lambda}$ dargestellt werden (Mayer et al., 2004a):

$$-\vec{\nabla} \cdot \vec{F}_\lambda = \beta_{\text{abs}} F_{0,\lambda}. \quad (3.4)$$

Im thermischen Spektralbereich muss außerdem die emittierte Energie pro Wellenlängenintervall $B_\lambda(T)$ berücksichtigt werden, die durch das *Planck'sche Gesetz* beschrieben wird,

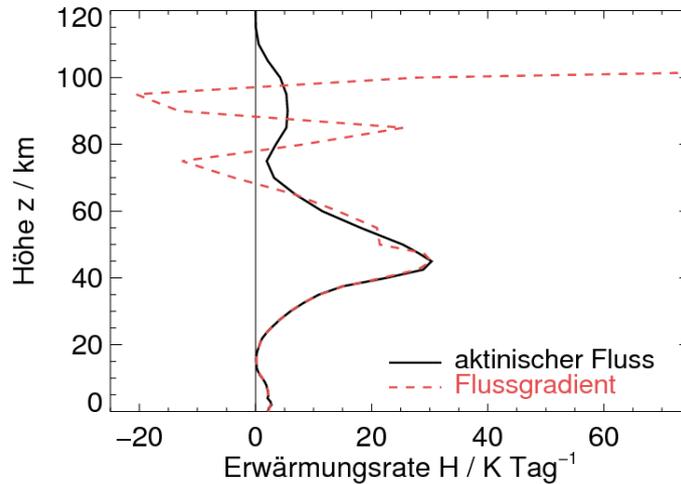


Abbildung 3.2: Die solare Erwärmungsrate im Wellenlängenintervall von 250 nm bis 2500 nm für eine typische tropische Atmosphäre mit einem Sonnenzenitwinkel von 0° . Die Berechnung der Erwärmungsrate mithilfe des Gradienten der Bestrahlungsstärke (rote, gestrichelte Linie) beginnt ab einer Höhe von ca. 40 km instabil zu werden. Die Berechnung mithilfe des aktinischen Flusses (schwarze, durchgezogene Linie) ist in allen Höhen stabil.

siehe Gleichung (2.29). Somit folgt der alternative Ansatz zur Berechnung der spektralen Erwärmungsrate

$$H_\lambda = \frac{1}{\rho c_p} \beta_{\text{abs}} (F_{0,\lambda} - B_\lambda(T)). \quad (3.5)$$

Da der Absorptionskoeffizient β_{abs} wellenlängenabhängig ist, muss mit diesem Ansatz folglich zuerst die spektrale Erwärmungsrate berechnet werden, die im Anschluss über das solare oder thermische Spektrum integriert werden kann. Der spektrale, aktinische Fluss $F_{0,\lambda}$ wird direkt von dem Strahlungstransferlöser berechnet und ist daher mit hoher numerischer Genauigkeit bekannt, insbesondere auch bei kleinen optischen Dicken. Abbildung 3.2 zeigt die verbesserte Stabilität der Berechnung der Erwärmungsrate.

Eine weitere, in dieser Arbeit entwickelte Verbesserung der Berechnungsmethode gewährt die Unabhängigkeit der Ausgabelevel von der vertikalen Auflösung der Eingabedaten.⁴ Insbesondere, wenn das Simulationsergebnis mit einer höheren Auflösung als die der Eingabedaten berechnet werden soll, muss die Variation des Absorptionskoeffizienten und des spektralen aktinischen Flusses innerhalb der Modellschichten berücksichtigt werden. Dies ist am einfachsten zu realisieren, indem die Profile der Spurengaskonzentrationen auf die erforderliche vertikale Auflösung interpoliert werden. Dabei sollen die mittleren Eigenschaften einer Schicht und die integralen Größen vom Erdboden bis zum Oberrand der Atmosphäre, wie beispielsweise Ozonsäule oder optische Dicke erhalten bleiben. Diese Anforderungen werden am besten erfüllt, wenn innerhalb einer Schicht ein linearer Temperaturgradient, ein logarithmischer Abfall des Drucks mit der Höhe und eine lineare Variation des Mischungsverhältnisses

⁴Vorausgesetzt wird dabei, dass die Eingangsdaten im ausreichenden Maße die vertikale Struktur der Atmosphäre wiedergeben.

von Gasen angenommen werden. Diese Interpolation unter der Annahme der geeignetsten Gradienten wurde in libRadtran implementiert, wodurch eine realitätsnahe Simulation der Erwärmungsrate mit einer höheren Auflösung als die der Modellschichten ermöglicht wird.

3.2.2 Mittelung zeitlicher Intervalle

In der vorliegenden Arbeit wird die zeitlich gemittelte Erwärmungsrate der tropischen Atmosphäre simuliert. Üblicherweise wird jedoch mit einer Strahlungstransfersimulation nur ein diskreter Zeitpunkt simuliert. Im Folgenden wird ein effektiv gemittelter Sonnenzenitwinkels $\overline{\theta_{\odot}(t)}$ abgeleitet, mit dem in einer einzigen Strahlungstransfer-Simulation die mittlere Erwärmungsrate

$$\overline{H} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} H(t') dt' \quad (3.6)$$

möglichst genau simuliert wird. Wird angenommen, dass der größte Teil der solaren Erwärmungsrate durch Absorption von Direktstrahlung verursacht wird, was eine gute Näherung für den Bereich der TTL ist, so folgt aus dem *Lambert-Beer'schen* Gesetz (2.24) und der Definition der Erwärmungsrate (2.37)

$$\overline{H} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \frac{1}{c_p \rho} \mu_{\odot}(t') \beta_{\text{abs}} F_0(0) \exp\left(-\int_z^{\infty} \beta_{\text{ext}}(\lambda, z) / \mu_{\odot}(t') dz\right) dt', \quad (3.7)$$

wobei $F_0(0)$ der aktinische Fluss am Oberrand der Atmosphäre und $\mu_{\odot} = \cos(\theta_{\odot})$ ist. Hieraus ist sofort ersichtlich, dass die exakte Lösung für $\overline{\theta_{\odot}}$ von der Extinktion der Atmosphäre und der Wolken $\beta_{\text{ext}}(\lambda, z)$ und somit von dem Ort, der Wellenlänge und den atmosphärischen Bedingungen abhängig ist. Um eine möglichst allgemeine Näherungslösung zu finden, wird der mittlere Sonnenzenitwinkel für die optische Dicke $\tau/\mu_{\odot} = 1$ optimiert, in der die Erwärmungsrate maximal ist, siehe Anhang 9.2.

$$\overline{H} = \frac{1}{\Delta t} \frac{1}{c_p \rho} \beta_{\text{abs}} F_0(0) e^{-1} \int_t^{t+\Delta t} \mu_{\odot}(t') dt'. \quad (3.8)$$

Der effektiv gemittelte Sonnenzenitwinkel zur Berechnung der über einen Zeitschritt Δt gemittelten Erwärmungsrate ist folglich

$$\overline{\theta_{\odot}} = \arccos \int_t^{t+\Delta t} \cos \theta_{\odot}(t') dt', \quad (3.9)$$

wobei der Sonnenzenitwinkel als Funktion der Zeit $\theta_{\odot}(t)$ mit hoher Genauigkeit bekannt ist (Spencer, 1971; Blanco-Muriel et al., 2001).

Abbildung 3.3 zeigt die Auswirkung der Mittelung des Sonnenzenitwinkels auf die über einen Tag gemittelte Erwärmungsrate. In Abbildung 3.3 (a) wird das Tagesmittel durch Mittelung von 8 Simulationen berechnet, die für die Zeitpunkte 00 UTC, 03 UTC, 06 UTC ... mit dem

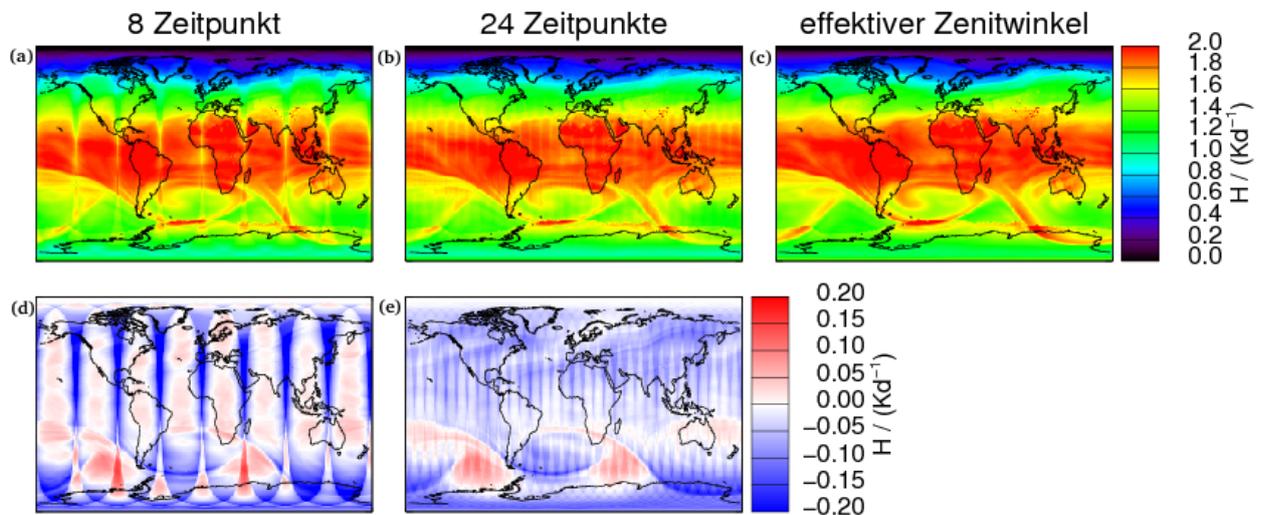


Abbildung 3.3: Die Abbildung zeigt die über den Tag gemittelte solare Erwärmungsrate am 01. Oktober 2006. In Abbildung (a) wird die Erwärmungsrate zu 8 diskreten Zeitpunkten berechnet und anschließend gemittelt, in (b) wird sie an 24 Zeitpunkten berechnet. Der Sonnenzenitwinkel entspricht jeweils genau dem Zeitpunkt. In Abbildung (c) wird die solare Erwärmungsrate mit 8 Simulationen berechnet, wobei der effektive Zenitwinkel verwendet wird, der repräsentativ für ein Zeitintervall ist. In den Abbildungen (d) und (e) wird jeweils die Differenz von (a)-(c) und (b)-(c) gezeigt. Durch die Verwendung von momentanen Zenitwinkeln entstehen Artefakte, die durch eine höhere Anzahl von Simulation an mehreren Zeitpunkten reduziert werden können. Dies wird jedoch zu vermeiden, da der Rechenaufwand entsprechend steigen würde. Die in Abbildung (c) zu sehenden Strukturen sind auf die Ozonverteilung des untersuchten Tages zurückzuführen.

jeweiligen momentanen Sonnenzenitwinkel durchgeführt wurden. Die zeitliche Auflösung von drei Stunden entspricht der, mit der die Daten des ECMWF-Archivs vorliegen, wenn sowohl Analysen als auch Vorhersagen genutzt werden. In Abbildung 3.3 (b) wird das Mittel über 24 Einzelsimulationen dargestellt, die je einen um eine Stunde verschobenen Zeitpunkt repräsentieren. In (a) und (b) sind Artefakte zu sehen, die durch die zeitliche Diskretisierung hervorgerufen werden. Abbildung 3.3 (c) zeigt das Tagesmittel, das wie (a) mithilfe von 8 Simulationen berechnet wurde, jedoch wird statt des momentanen der effektive Zenitwinkel verwendet. Die Artefakte werden durch die Verwendung des effektiven Zenitwinkels nahezu vollständig eliminiert. Die Abbildung (d) und (e) zeigen die Differenzen zwischen der zu diskreten Zeitpunkten berechneten Erwärmungsrate zu der, die mit dem effektiven Zenitwinkel berechnet wurde. In diesen Abbildungen sind die Artefakte noch deutlicher zu erkennen. Insbesondere wird die Erwärmungsrate an den Orten unterschätzt, wo die Position der Sonne knapp unter dem Horizont steht. Die solare Bestrahlungsstärke ist Null. Wird dies als repräsentativer Zustand für das Zeitintervall angenommen, so wird die mittlere solare Bestrahlungsstärke unterschätzt, falls die Sonne für einen Teil der Zeitspanne über dem Horizont steht. Hingegen wird die Erwärmungsrate in Regionen, die zu einem der diskreten Zeitpunkte nahe dem lokalen Mittag sind, tendenziell überschätzt. Werden zunehmend viele Simulation für verschiedene Zeitpunkte durchgeführt, um die über einen Tag gemittelte Erwärmungsrate zu berechnen, entspricht die mittlere Erwärmungsrate nicht genau der, die

mithilfe des effektiven Zenitwinkels berechnet wurde, da dieser keine exakte Lösung, sondern eine Näherung ist.

Die Simulationen im Hauptteil dieser Arbeit werden mit einer zeitlichen Auflösung von drei Stunden durchgeführt, die durch die Datenverfügbarkeit im ECMWF-Archiv vorgegeben wird. Dabei wird der effektive Sonnenzenitwinkel verwendet, da die Eliminierung der durch die zeitliche Auflösung hervorgerufenen Artefakte von essentieller Bedeutung für die in Abschnitt 5.2.2 durchgeführten Untersuchung der regionalen Strukturen der Erwärmungsrate ist.

3.2.3 Der Wolkenüberlapp

Neben den mikrophysikalischen und den daraus folgenden optischen Eigenschaften ist die Form der Wolken von entscheidender Bedeutung für den Strahlungstransfer. Da aktuelle Wetter- und Klimamodelle aufgrund ihres horizontalen Gitterpunktabstands die Struktur der konvektiven Bewölkung nicht auflösen können, wird sie als ein subskaliger Prozess parametrisiert. Daher wird der partielle Bedeckungsgrad CC_i (*cloud cover*) eingeführt (Morcrette und Fouquart, 1986), der eine Modellschicht i in einen wolkenfreien und einen bewölkten Anteil aufteilt. Die partielle Bedeckung kann unter Annahme von statistischen Schwankungen von Temperatur und relativer Feuchtigkeit innerhalb einer Gitterbox parametrisiert oder als prognostische⁵ Variable berechnet werden.

Befinden sich mehrere partiell bedeckte Modellschichten übereinander, so ergeben sich verschiedene Möglichkeiten, diese vertikal zu überlagern. Die verbreitetsten Annahmen des Wolkenüberlapps sind der maximale, der zufällige und der maximal-zufällige Überlapp (Morcrette und Fouquart, 1986; Morcrette und Jakob, 2000), siehe Abbildung 3.4. Bei der Annahme des maximalen Überlapps (links) überlappen alle bedeckten Wolkenschichten maximal. Der Bedeckungsgrad der Gesamtsäule TCC_{\max} entspricht daher dem maximalen partiellen Bedeckungsgrad CC_i aller Schichten:

$$TCC_{\max} = \max_{i \in [1, n]}(CC_i), \quad (3.10)$$

wobei i der Index des Levels und n die Gesamtanzahl der Modellschichten ist. Daher ist der wolkenfreie Anteil der Säule und somit auch die Transmission bei dieser Überlappmethode am größten. Beim zufälligen Überlapp (Mitte) ist die Position der bedeckten Anteile der Modellschichten vollkommen unabhängig voneinander, sie überlagern sich zufällig. Der Gesamtbedeckungsgrad TCC_{ran} ist wesentlich größer als beim maximalen Überlapp (siehe beispielweise Morcrette und Jakob, 2000):

$$TCC_{\text{ran}} = 1 - \prod_{i=1}^n (1 - CC_i). \quad (3.11)$$

Der maximal-zufällige Überlapp wurde erstmals von Geleyn und Hollingsworth (1979) vorgeschlagen. Hierbei wird berücksichtigt, dass konvektive Bewölkung, die sich über mehrere

⁵Eine prognostische Variable wird mithilfe der Informationen aus dem letzten Modellzeitschritt berechnet. Im Gegensatz dazu werden diagnostische Variablen aus anderen Größen des gleichen Modellzeitschritts abgeleitet.

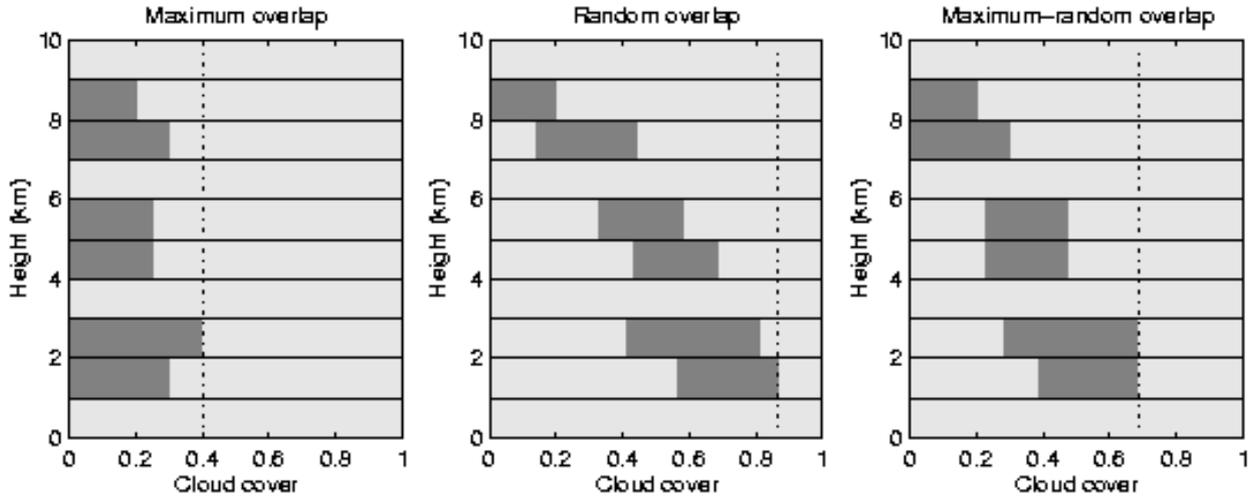


Abbildung 3.4: Drei verschiedene Methoden, partiell bedeckte Wolkenschichten zu überlagern. Links ist der maximale Überlapp, in der Mitte der zufällige Überlapp skizziert. Bei letzterem ist die Position des bedeckten Teils der Modellschichten zufällig. Die rechte Abbildung wird der maximal-zufällige Überlapp skizziert. Bei dieser Methode überlappen benachbarte Wolkenschichten maximal, während getrennte Wolkenschichten zufällig überlappen (Hogan und Illingworth).

Modellschichten erstreckt, mit hoher Wahrscheinlichkeit maximal überlappt. Hingegen wird der Überlapp von durch wolkenfreie Modellschichten getrennten Wolkenschichten als zufällig angenommen. Der Gesamtbedeckungsgrad $TCC_{\max-\text{ran}}$ liegt zwischen dem der maximalen und der zufälligen Überlappmethode:

$$TCC_{\max-\text{ran}} = 1 - \prod_{s=1}^{n_s} \left(1 - \max_{i \in S(s)} (CC_i) \right), \quad (3.12)$$

wobei $S(s)$ die Indizes der Modellschichten sind, die die s -te zusammenhängenden Wolkenschicht bilden, und n_s die Anzahl der zusammenhängenden Wolkenschichten ist.

Die Verwendung eines realistischen Wolkenüberlappschemas ist wichtig für die genaue Simulation des Strahlungstransfers in der Atmosphäre. Morcrette und Jakob (2000) untersuchen die Auswirkung des Überlappschemas für das ECMWF-Modell (Version 18r6, die seit Juni 1998 operationell ist). Die größten Effekte entstehen direkt durch die veränderte Geometrie der Wolken. Der globale Bedeckungsgrad ist bei maximalem Überlapp ($TCC_{\max}=0.609$) kleiner als bei zufälligem Überlapp ($TCC_{\text{ran}}=0.714$). Daher ist die ausgehende langwellige Bestrahlungsstärke von 242.8 W/m^2 bei maximalem Überlapp um 8.3 W/m^2 größer als bei zufälligem Überlapp. Und die vom Erdsystem absorbierte solare Bestrahlungsstärke von 248.4 W/m^2 ist bei maximalem Überlapp um 3.3 W/m^2 größer als bei zufälligem Überlapp (245.1 W/m^2).

Neben dem direkten Effekt der Wolkengeometrie auf die Strahlung gibt es einige Rückkopplungen mit der Wolkendynamik, die einen Effekt auf die Strahlungsbilanz haben. Das Profil der Erwärmungsrate durch Strahlung ist abhängig von dem verwendeten Überlappschema und beeinflusst über die atmosphärische Stabilität die Dynamik und die Wolkenbildung.

Weiterhin wird der Niederschlag vom Überlapp beeinflusst, da der Niederschlag bei maximalem Überlapp durch einen höheren Anteil der Bewölkung fällt und somit die Verdunstung geringer ist. Damit ändert sich das Profil der hierfür erforderlichen latenten Energie. Die Auswirkungen des modifizierten Niederschlags und der Verdunstung auf die ausgehende, langwellige Strahlung sind kleiner als 0.1 W/m^2 . Die absorbierte solare Bestrahlungsstärke von Erde und Atmosphäre ist bei maximalem Überlapp durch die Rückkopplung mit der Wolkendynamik um 0.8 W/m^2 größer als bei zufälligem Überlapp.

Meist sind die von Klima- und Wettermodellen simulierten Bestrahlungsstärken am Boden und am Oberrand der Atmosphäre gut mithilfe von Satellitenmessungen bzw. bodengestützten Messungen validiert. Da der Wolkenüberlapp einen großen Einfluss auf diese Größen hat, ist es essentiell, einen aus einem Modell entnommenen Wolkendatensatz in einer separaten Strahlungstransfersimulation mit dem gleichen Wolkenüberlappschema zu verwenden. Somit ist es wichtig, bei der Berechnung der Erwärmungsrate in dieser Arbeit das gleiche maximalzufällige Wolkenüberlappschema zu verwenden wie das ECMWF-Modell, da der in dieser Arbeit verwendete Wolkendatensatz aus dem ECMWF-Modell stammt.

Im Folgenden wird beschrieben, wie der Wolkenüberlapp in libRadtran implementiert ist.⁶ Die Transmission einer partiell bedeckten Schicht i wird in libRadtran durch eine effektive optische Dicke $\tau_{\text{eff},i}$ dargestellt. Sie entspricht der optischen Dicke einer homogenen Wolkenschicht, die die gleiche Transmission wie die teilweise bedeckte Modellschicht erzeugt.

$$T(\tau_{\text{eff},i}) = CC_i T(\tau_{\text{cloud},i}) + (1 - CC_i) T(\tau_{\text{clear},i}). \quad (3.13)$$

Hierbei ist $T(\tau_{\text{cloud},i})$ die Transmission des bedeckten und $T(\tau_{\text{clear},i})$ die Transmission des wolkenfreien Anteils der i ten Modellschicht.

Die Transmission ist abhängig von der Richtungsverteilung der Strahldichte, die durch einen repräsentative Zenitwinkel wiedergegeben wird. Im thermischen Spektralbereich ist die Strahlung diffus. Der repräsentative Zenitwinkel wird durch den Effektivitätsfaktor $r = 1.66$ beschrieben (Elsasser, 1942; Rodgers und Walshaw, 1966; Liu und Schmetz, 1988; Internetseite des ECMWF, 2006):

$$\mu_{\text{dif}} = \cos(\theta_{\text{eff}}) = 1/r. \quad (3.14)$$

Im solaren Spektralbereich ist der effektive Zenitwinkel ein Mittel aus Sonnenzenitwinkel, der die Richtung der Strahldichte der Direktstrahlung darstellt, und einem diffusen Zenitwinkel, der den diffusen Anteil der Strahlung repräsentiert (Roekner et al., 1996). Der diffuse Zenitwinkel $\mu_{\text{eff},i}$ ist abhängig von den oberhalb liegenden Wolkenschichten:

$$\mu_{\text{eff},i} = \left(\frac{1 - TCC_{\text{eff},i}}{\mu_{\odot}} + \frac{TCC_{\text{eff},i}}{\mu_{\text{dif}}} \right)^{-1}, \quad (3.15)$$

wobei μ_{\odot} der Kosinus des Sonnenzenitwinkels und $TCC_{\text{eff},i}$ der mit dem jeweiligen Überlappschema berechnete, effektive Bedeckungsgrad oberhalb des betrachteten Levels i ist. Er entspricht dem Bedeckungsgrad, wobei er um einen von der direkten Transmission abhängigen Anteil verringert wird (Roekner et al., 1996; Morcrette und Jakob, 2000). Mithilfe des so

⁶Im Gegensatz zu den sonstigen in diesem Abschnitt beschriebenen Erweiterungen von libRadtran wurde der Wolkenüberlapp nicht vom Autor dieser Arbeit implementiert.

bestimmten effektiven Einfallswinkels kann die rechte Seite von Gleichung (3.13) berechnet und aus dieser die effektive optische Dicke $\tau_{\text{eff},i}$ der Schicht i abgeleitet werden.

Sind Wasser- und Eiswolken innerhalb einer Schicht vorhanden, so wird für beiden Phasen eine gemeinsame optische Dicke definiert, indem bei der Bestimmung der Transmissionen des bewölkten Teils $T(\tau_{\text{cloud},i})$ beide Wolkenarten berücksichtigt werden. Für die Gesamtwolke wird eine mittlere Einfachstreuabedo $\overline{\omega_0}$

$$\overline{\omega_0} = \frac{\tau_{\text{wc}} \omega_{0,\text{wc}} + \tau_{\text{ic}} \omega_{0,\text{ic}}}{\tau_{\text{wc}} + \tau_{\text{ic}}} \quad (3.16)$$

und ein mittlerer Asymmetrieparameter \overline{g} berechnet (Roeckner et al., 1996)

$$\overline{g} = \frac{\tau_{\text{wc}} \omega_{0,\text{wc}} g_{\text{wc}} + \tau_{\text{ic}} \omega_{0,\text{ic}} g_{\text{ic}}}{\tau_{\text{wc}} \omega_{0,\text{wc}} + \tau_{\text{ic}} \omega_{0,\text{ic}}}, \quad (3.17)$$

wobei τ die optischen Dicken, ω_0 die Einfachstreuabedo und g die Asymmetrieparameter von den Wasserwolken wc oder Eiswolken ic sind.

Wird die effektive optische Dicke τ_{eff} in mehreren Schichten verwendet, so entspricht die Gesamttransmission einem zufälligen Überlapp. Dies ist sofort ersichtlich, wenn die Transmission durch zwei Schichten i und j betrachtet wird

$$\begin{aligned} T(\tau_{\text{eff},i} + \tau_{\text{eff},j}) &= T(\tau_{\text{eff},i}) T(\tau_{\text{eff},j}) \\ &= [CC_i T(\tau_{\text{cloud},i}) + (1 - CC_i) T(\tau_{\text{clear},i})] \\ &\quad [CC_j T(\tau_{\text{cloud},j}) + (1 - CC_j) T(\tau_{\text{clear},j})]. \end{aligned}$$

Wird die rechte Seite der Gleichung ausmultipliziert, so ergibt sich daraus dem zufälligen Überlapp entsprechende Teilbereiche: $CC_i CC_j$ ist der Anteil mit Bewölkung in beiden Schichten, $CC_i (1 - CC_j)$ der Anteil, der in Schicht i bewölkt und in Schicht j wolkenlos ist usw.

Neben dem zufälligen Überlappschema sind in libRadtran auch der maximale und maximal-zufällige Überlapp implementiert. Bei diesen Methoden wird zuerst der Gesamtbedeckungsgrad TCC nach Gleichung (3.10) bzw. (3.12) berechnet. Für den in jeder Höhe wolkenfreien Anteil der Säule $(1 - TCC)$ wird eine separate Simulation durchgeführt. Der bewölkte Anteil der Säule TCC wird mithilfe des zufälligen Überlappschemas simuliert.

In Abschnitt 4.3 wird der Effekt der verschiedenen Überlappschemata auf die Simulation von Erwärmungsraten im Vergleich zu einer exakten drei-dimensionalen Monte-Carlo-Berechnung untersucht. Bei der Simulation der Erwärmungsraten der Tropen in Abschnitt 5.2 wird konsistent zu der Modellversion des ECMWF das maximal-zufällige Überlappschema verwendet.

3.2.4 Simulation von globalen Feldern

Zur Simulation des Strahlungstransfer von ausgedehnter Flächen mithilfe ein-dimensionaler Strahlungstransfermethoden wird das Gebiet meist in einzelne, unabhängige Säulen unterteilt,

in denen horizontale Homogenität vorausgesetzt wird. Bei dieser sogenannten *independent-column*-Methode ist eine große Anzahl von unabhängigen Simulationen notwendig, die von libRadtran jeweils separat bearbeitet werden. Beispielsweise müssen für eine globale Simulation mit einem halben Grad horizontaler Auflösung $360 \times 720 = 259\,200$ Programmaufrufe ausgeführt werden. Im normalen Rechenmodus von libRadtran müssen für jede einzelne dieser Simulationen alle Eingabedateien (Programmsteuerung, Atmosphäre, Wolken etc.) in separaten ASCII-Dateien bereitgestellt werden. Auch die Simulationsergebnisse werden in einzelnen Dateien ausgegeben, was sowohl einen erheblichen Verwaltungsaufwand als auch Speicherplatzbedarf bedeutet.

Bei Simulationen mit einer Rechenzeit von einigen Tagen bis Wochen - wie es bei großen ICA-Simulationen der Fall ist - wird die Rechenlast im Allgemeinen auf mehrere Rechner verteilt. Dies wird parallelisierte Simulation genannt. Dazu müssen entsprechend der Anzahl von verwendeten Prozessoren Anteile der Simulation definiert werden. Optimalerweise ist dies ein Auftrag pro Prozessor. Bei den hier durchgeführten Simulationen beinhalten diese Arbeitspakete mehrere Hundert bis Tausend Simulationen von ein-dimensionalen Strahlungstransfer-Rechnungen.

Um diese Anforderungen zu erfüllen, wurden folgende Erweiterungen an libRadtran durchgeführt: Erweiterung der Ein- und Ausgabemöglichkeiten von Daten in einem kompakten binären Format, Bearbeitung mehrerer *independent-column*-Simulationen mit einem Programmaufruf sowie die Parallelisierung aufwendiger Strahlungstransfer-Simulationen.

Ein- und Ausgabe globaler Datenfelder

Daten können grundsätzlich in zwei verschiedenen Formaten digital gespeichert werden, im ASCII-Format oder in einem binären Format. Das ASCII-Format hat den Vorteil, dass es direkt mit einem Texteditor lesbar ist. Die Vorteile des binären Formates gegenüber dem ASCII-Format sind eine höhere Lese- und Schreibgeschwindigkeit, effektivere Nutzung des Speicherplatzes und eine gute Bearbeitbarkeit auch von großen Datenmengen. Bei der binären Speicherung ist zu beachten, dass das Format mehr-dimensionaler Felder (Anzahl und Größe der Dimension) nicht a-priori ersichtlich ist. Metadaten, die das Format beschreiben, müssen dem Datensatz hinzugefügt werden, damit dieser eindeutig lesbar ist. Insbesondere ist zu beachten, dass die Bitreihenfolge bei der Speicherung von Zahlen auf verschiedenen Betriebssystemen unterschiedlich sein kann. Daher gibt es einige Weiterentwicklungen des binären Formates, beispielsweise das *netCDF*-Format (*network common data format*), das *grib*-Format (*gridded binary*) oder das *hdf*-Format (*hierarchical data format*).

Die Wahl des Datenformats zur Speicherung von Ein- und Ausgabedateien für die in dieser Arbeit durchgeführten Erweiterungen von libRadtran fiel auf das *netCDF*-Format ([netcdf Internetseite](#)), da es maschinenunabhängig ist, Schnittstellen für alle höheren Programmiersprachen (C, Fortran, IDL etc.) vorhanden sind und es trotz seines vergleichsweise einfachen Aufbaus alle für diese Anwendung erforderlichen Möglichkeiten bietet. Das *netCDF*-Format wird häufig zur Speicherung wissenschaftlicher Daten verwendet. Daher gibt es auch zahlreiche, frei verfügbare Programme, die das Arbeiten mit Daten im *netCDF*-Format erleichtern, beispielsweise *ncgen* und *ncdump* ([netcdf Internetseite](#)) zur Konvertierung zwischen ASCII und *netCDF*-Format, *cdo* ([cdo Internetseite](#)) zur Ausführung zahlreicher Operationen

wie kommandozeilenbasierte Addition von Datenfeldern, Ausschneiden von Regionen oder Zeiträumen oder Berechnung einfacher Statistiken. Als letztes seien noch *panoply* (panoply Internetseite) und *ncview* (ncview Internetseite) erwähnt. Beide Programme ermöglichen die direkte Betrachtung der Daten als Kurven oder als farbkodierte Diagramme, siehe Abbildung 3.5.

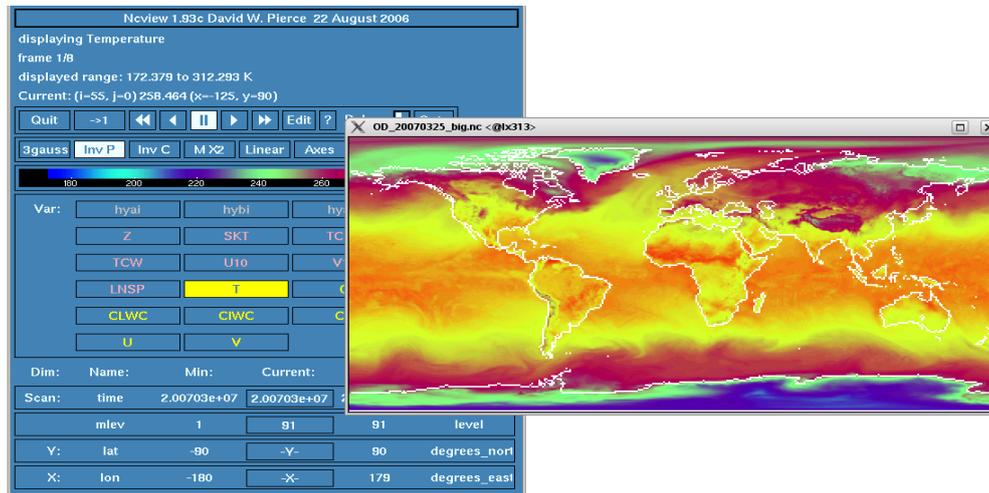


Abbildung 3.5: Das Programm *ncview* ermöglicht einen schnellen Überblick über komplexe Datensätze.

Im Laufe der vorliegenden Arbeit wurde das Einlesen folgender Datensätze im *netCDF*-Format ermöglicht:

- Temperatur-, Druck- und Spurengasprofile
- Wasser- und Eiswolken
- Albedo oder Emissivität der Erdoberfläche
- Oberflächenhöhe
- Oberflächentemperatur
- Ozeanoberflächeneigenschaften (Salinität, Chlorophyll, Wind)

Die Speicherung im *netCDF*-Format erlaubt es, die Änderungen an der Programmsteuerungsdatei auf ein Minimum zu reduzieren, indem nur noch Ort und Zeit der gewünschten Simulation angegeben werden muss und alle weiteren Daten entsprechend aus den Datenfeldern extrahiert werden. Die Reduktion der Anzahl der Eingabedateien ist insbesondere für das Rechnen im parallelen Modus von Vorteil (siehe auch nächster Abschnitt), da weniger Dateien auf die verwendeten Rechner transferiert werden müssen.

Die Vorteile des *netCDF*-Formats wurden auch für die Ergebnisausgabe von *libRadtran* realisiert. Die simulierten Bestrahlungsstärken oder Erwärmungsraten werden standardmäßig als fünf-dimensionale Felder ausgegeben, abhängig von geographischer Länge und Breite sowie Höhe, Zeit und Wellenlänge.⁷ Die berechneten Daten werden im Normalfall in einem oder in mehreren konstanten Höhenlevels ausgegeben. Innerhalb dieser Arbeit wurde auch

⁷Bei Strahldichten kommt noch die Abhängigkeit von Zenit- und Azimutwinkel hinzu.

die Ausgabe auf Drucklevels oder den Levels des ECMWF-Modells ermöglicht. Hierbei wird Gebrauch von Markern für nicht besetzte Datenpunkte gemacht, die beispielsweise für die Ausgabe von Ergebnissen auf einem konstanten Höhengniveau unterhalb der Topographie auftreten.

Kompakte *independent-column*-Simulation

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Programm namens *worldloop* entwickelt, das Strahlungstransfer-Simulationen mit der *independent-column*-Approximation für große Szenen mit einem Programmaufruf und geringem Aufwand für den Nutzer simuliert. Von dem Nutzer wird ein horizontales Gitter vorgegeben, das die horizontale Auflösung der unabhängigen Säulen vorgibt. In Verbindung mit der Ein- und Ausgabe von Daten im *netCDF*-Format, werden die für die einzelne Säule benötigten Daten aus den entsprechenden Datenfeldern extrahiert und anschließend die Strahlungstransfer-Simulation durchgeführt. Aus Gründen der Arbeitsspeicherverwaltung wird nach einem Modell von Bernhard Mayer der Programmablauf zur Simulation einer Säule mithilfe eines *fork*-Befehls in einen *parent*- und einen *child*-Prozess gespalten. Letzterer führt die Strahlungstransfer-Simulation durch und wird anschließend beendet. Der *parent*-Prozess initialisiert daraufhin die Simulation für die nächste unabhängige Säule.

worldloop kann in zwei verschiedenen Modi betrieben werden. Im so genannten *globalen* Modus werden die Strahlungstransfer-Simulationen auf einem geographischen Längen-/Breiten-Gitter durchgeführt. Dies ist besonders interessant, wenn Eingangsdaten aus Wetter- oder Klimamodellen verwendet werden, um beispielsweise deren Strahlungsschema mit libRadtran zu vergleichen oder um globale Strahlungsantriebe zu berechnen, siehe Abbildung 3.6.

Der zweite Modus, der so genannte *Satelliten*-Modus, erlaubt die Simulation auf einem unregelmäßigen, geographischen Gitter, wie es bei der Pixelanordnung eines Satellitenbildes oder auch bei Modellgittern einiger Wettermodelle der Fall ist. In diesem Modus wird die Position der unabhängigen Säulen und bei Satellitenbildsimulationen die entsprechende Beobachtungsgeometrie aus *netCDF*-Dateien eingelesen. Abbildung 3.7 zeigt das Ergebnis einer exemplarischen Satellitenbild-Simulation.

Parallelisierung der Simulation

Eine gängige Methode, die Rechenzeit aufwendiger Simulationen zu verkürzen, ist die Parallelisierung. Dabei wird die Rechenlast auf mehrere Prozessoren verteilt. Zur Parallelisierung gibt es je nach Anwendung verschiedene Möglichkeiten. Die beiden verbreitetsten Strategien sind die Aufteilung des zu simulierenden Gebietes und die Aufteilung der zu simulierenden Zeitschritte. Bei einigen speziellen Anwendungen ergeben sich weitere Möglichkeiten zur Parallelisierung, wie bei der Monte-Carlo-Methode zur Simulation des Strahlungstransfers, bei der die zu simulierenden Photonen aufgeteilt werden können. Bei der Auswahl der Parallelisierungsstrategie ist zu beachten, dass die zu bearbeitenden Teilsimulationen möglichst unabhängig voneinander sind, da der Datentransfer zwischen den verschiedenen Prozessoren

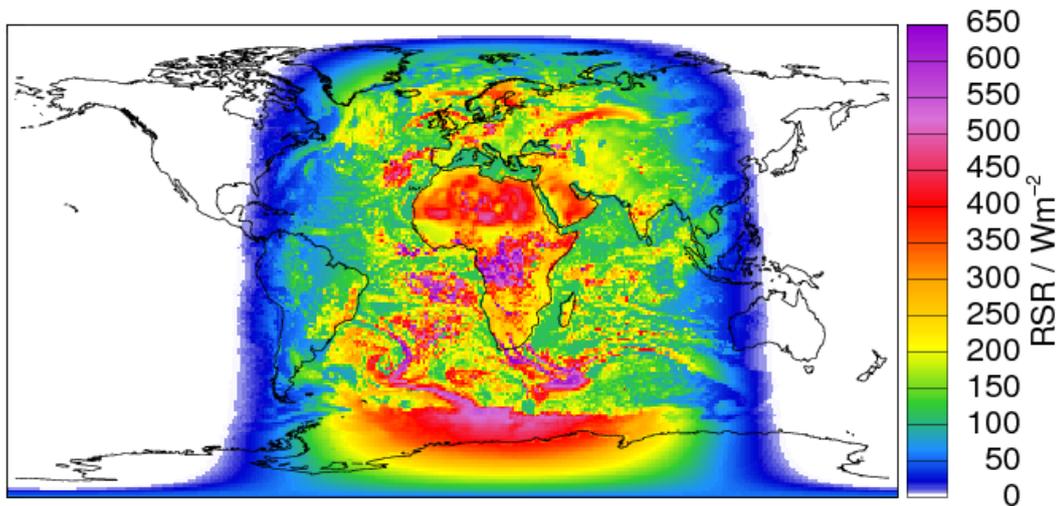


Abbildung 3.6: Exemplarisches Ergebnis einer *worldloop*-Simulation. Dargestellt ist die reflektierte, solare Bestrahlungsstärke am Oberrand der Atmosphäre. Atmosphäre und Wolken entsprechen der Modellvorhersage des ECMWF-Modells vom 01.10.2006 um 12:00 UTC. Im Raum des Pazifiks ist entsprechend der Zeit Nacht, daher ist die reflektierte solare Bestrahlungsstärke in dieser Region gleich Null.

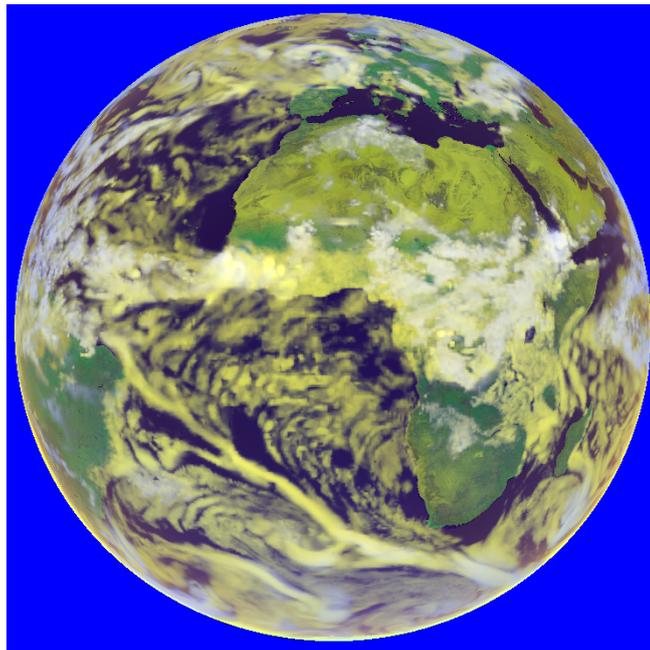


Abbildung 3.7: Ein von *worldloop* simuliertes Satellitenbild vom 12.08.2004 um 12:00 UTC aus der Perspektive von MSG (*Meteosat Second Generation*). Das Falschfarbenkomposit stellt drei Satellitenkanäle in verschiedenen Farben dar: die Reflektivität bei 645 nm in rot, die Reflektivität bei 800 nm in grün und die invertierte Helligkeitstemperatur bei 10.8 μm in blau. Atmosphäre und Wolken entsprechen der Modellvorhersage des ECMWF-Modells. Als Albedo und Emissivität der Erdoberfläche wird ein aus MODIS-Messungen (*Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer*) abgeleitetes Datenprodukt der NASA verwendet.

aufwendig ist. Wird die Rechenzeit durch die Anzahl der verwendeten Prozessoren geteilt, spricht man von einer optimalen Skalierung. Aufgrund des niedrigen, notwendigen Datenaustauschs bei *independent-column*-Simulationen kann eine Skalierung nahe der optimalen erreicht werden. Werden ICA-Simulationen für mehrere Zeitschritte ausgeführt, so ist es beliebig, ob die voneinander unabhängigen Säulen oder die verschiedenen Zeitschritte parallelisiert werden. Außer der Verteilung der Eingangsdaten und dem Zusammenführen der Simulationsergebnisse ist in keinem der beiden Fälle ein Datenaustausch zwischen den Prozessoren notwendig. Ist der Rechenzeitaufwand für einen einzelnen Zeitschritt groß, wie bei der Simulation von Satellitenbildern⁸, so ist eine Parallelisierung über die Aufteilung des zu simulierenden Gebiets auf die Prozessoren wünschenswert. Daher ist in *worldloop* letztere Möglichkeit eingebaut worden. Die parallelisierte Bearbeitung einer Simulation ist schematisch in Abbildung 3.8 dargestellt. Das von einem Prozessor bearbeitete Teilgebiet ist über die gesamte Szene verteilt. Durch die Verteilung der zu bearbeitenden Teilgebiete über die Szene bekommen alle Prozessoren ein möglichst ähnliches Teilgebiet. Hiermit wird eine un- ausgeglichene Rechenlastverteilung vermieden, die aufgrund besonderer Eigenschaften eines zusammenhängenden Teilareals entstehen könnten, beispielsweise eine Häufung von Satellitenbildpunkten außerhalb der sichtbaren Erdscheibe oder eine höhere Rechenzeit aufgrund von Bewölkung oder einem niedrigeren Sonnenzenitwinkel.

Des Weiteren gibt es sogenannte *queueing*-Programme, die die automatische Verteilung von Simulationspaketen auf die zur Verfügung stehenden Prozessoren steuern. Sobald ein Prozessor nicht ausgelastet ist, schickt das *queueing*-Programm das nächste Rechenpaket aus der Warteschlange von Aufträgen an diesen Prozessor. Die *queueing*-Programme ermöglichen somit eine optimale Ausnutzung der vorhandenen Computerressourcen⁹. Das DLR verwendet zu diesem Zweck das frei verfügbare Programm *condor* ([condor Internetseite](#)), das an der Universität von Wisconsin entworfen und weiterentwickelt wird. *worldloop* wurde im Rahmen dieser Arbeit für den kombinierten Einsatz mit *condor* optimiert, indem automatisch Steuerungsdateien für *condor* bei einem parallelen Programmaufruf von *worldloop* erstellt werden und *condor* anschließend die Verteilung der Rechenpakete vornimmt. Mithilfe der soeben beschriebenen Entwicklungen ist es möglich, Strahlungstransfer-Simulationen im Maßstab von globalen Feldern über mehrere Monate mit geringem Verwaltungsaufwand durchzuführen.

3.3 Eingangsdatensätze

In diesem Abschnitt werden die Datensätze beschrieben, die zur Simulation der in Abschnitt 5 untersuchten Erwärmungsraten verwendet werden. Die benötigten Eingangsdatensätze sind schematisch in Abbildung 3.9 dargestellt.

Die Anforderungen an die Datensätze sind:

- die Verfügbarkeit aller strahlungsrelevanter Größen,
- eine möglichst genaue Darstellung des realen Zustandes,

⁸Die Berechnung einer MSG-Satellitenbildszene mit der Auflösung des Seviri-Instruments (*Spinning Enhanced Visible and Infrared Imager*) von der Größe Europas dauert auf einem Prozessor mit einem Prozessortakt von 3 GHz ungefähr eine Woche.

⁹und regelt auch die Staffeln von Aufträgen verschiedener Nutzer auf einem Prozessorensystem

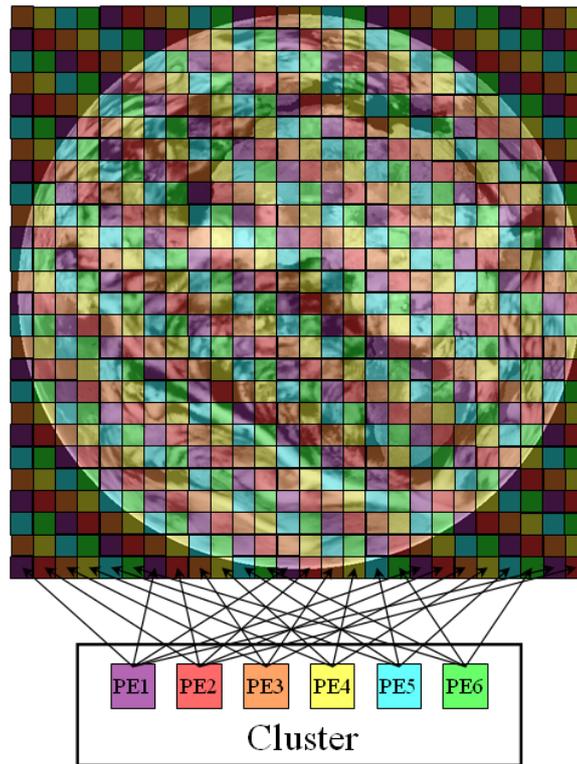


Abbildung 3.8: *worldloop* kann im parallelen Simulationsmodus verwendet werden. Die Prozessorelemente (PE) eines Clusters simulieren unabhängig voneinander die Pixel eines Satellitenbildes.

- Abdeckung der Tropen zu jedem Zeitpunkt,
- Verfügbarkeit der Daten für einen Zeitraum von mindestens einem Jahr,
- eine zeitliche Auflösung von einigen Stunden, um Tagesgänge zu untersuchen,
- eine horizontale Auflösung von einigen Grad, um die regionalen Strukturen zu analysieren, und
- eine vertikale Auflösung, die höher als 1 km ist.

Ein Assimilationssystem stellt die beste Möglichkeit dar, alle hier gestellten Anforderungen zu erfüllen. Das Assimilationsverfahren kombiniert auf optimale Weise Vorhersagen eines prognostischen Modells, in diesem Fall eines Wettervorhersagemodells, mit aktuellen Beobachtungen.

Das ECMWF (*European Center for Medium Weather Forecast*) betreibt eines der weltweit fortschrittlichsten Wettervorhersagemodelle zur Mittelfristvorhersage, das so genannte IFS (*Integrated Forecast System*). Im Datenarchiv des ECMWF werden nahezu alle für diese Arbeit erforderlichen Informationen gespeichert. Diese Daten eignen sich im Vergleich zu anderen Modellen sehr gut zur Simulation des Strahlungstransfers. Wild et al. (1998) stellen fest, dass im ERA-40 Projekt simulierte solare Einstrahlung am Boden gegenüber Messungen an 700 Bodenstationen wesentlich kleinere Abweichungen aufweist als die Klimamodelle ECHAM3, HadAM2 und Arpege. Im Allgemeinen tendieren diese dazu, die Bestrahlungsstärke am Boden zu über- und die Absorption in der Atmosphäre um 10 W/m^2 bis 20 W/m^2

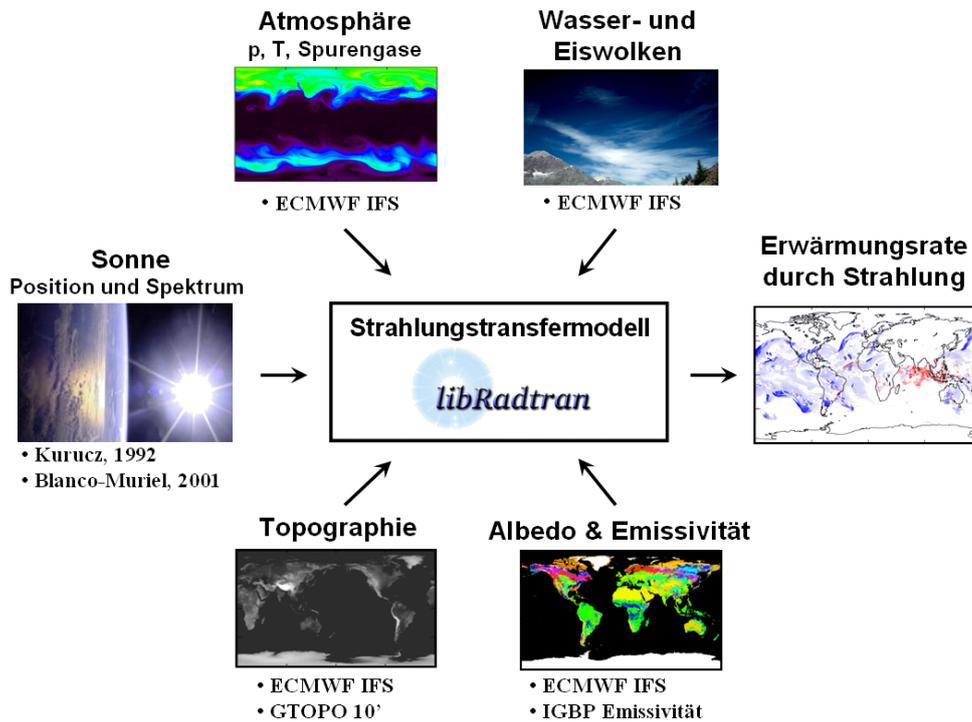


Abbildung 3.9: Die Abbildung zeigt schematisch die zur Berechnung der Erwärmungsrate notwendigen Größen und die in dieser Arbeit verwendeten Datenquellen.

zu unterschätzen. Als einer der Gründe für die bessere Übereinstimmung wird die hohe Simulationsgenauigkeit der atmosphärischen Zustände angeführt.

Im ersten Teil dieses Abschnitts werden die dem ECMWF-Archiv entnommenen Eingangsdatensätze kurz beschrieben. Ergänzend dazu wird ein aus MODIS-Messungen abgeleiteter Datensatz von Bodenemissivitäten verwendet, der im Anschluss erläutert wird.¹⁰ Außerdem wird ein Datensatz aus dem *WRF*-Modell (*Weather Research & Forecasting Model*) beschrieben, der zur Evaluierung des Wolkenüberlappschemas in Abschnitt 4.3 verwendet wird.

3.3.1 ECMWF-Analysen und Vorhersagen

Das IFS (*Integrated Forecast System*) des ECMWF verwendet seit November 1997 ein multivariates, vier-dimensionales Assimilationssystem. Zur Erstellung einer Analyse werden Satellitendaten, Radiosondenmessungen und synoptischen Meldungen sowie Flugzeug- und Bodenmessungen der letzten zwölf Stunden verwendet. Ausgehend von der Analyse werden um 00:00 UTC und 12:00 UTC Modellläufe gestartet, weitere Analysen werden um 06:00 UTC und 18:00 UTC durchgeführt. Von diesen Zeitpunkten aus werden jedoch keine Vorhersageläufe gestartet. Um eine ausreichend hohe zeitliche Auflösung zu erreichen, werden die

¹⁰Die vom ECMWF verwendete Emissivität wird nicht im Archiv gespeichert und kann daher nicht in dieser Arbeit verwendet werden.

Analysen von 00:00, 06:00, 12:00 und 18:00 UTC durch die kurzfristigen Vorhersagen um 03:00, 09:00, 15:00 und 21:00 UTC ergänzt.

Das ECMWF archiviert nahezu alle für Strahlungstransferrechnungen erforderlichen Daten. In dieser Arbeit werden folgende Größen zur Berechnung der Erwärmungsrate verwendet:

- Temperatur- und Druckprofil,
- Ozon- und Wasserdampfprofil,
- Wassergehalt und Bedeckungsgrad von Wasser- und Eiswolken,
- Albedo der Land- und Seeoberfläche im solaren Bereich,
- Oberflächenhöhe und
- Oberflächentemperatur.

Im Archiv des ECMWF werden zwei verschiedene Arten von Datensätzen gespeichert: die Daten der operationellen Vorhersage sowie die bisher durchgeführten Reanalyseprojekte ERA-15, ERA-40 (Uppala et al., 2005) und ERA-Interim (Simmons et al., 2006). Die operationelle Wettervorhersage wird mit der zum Zeitpunkt der Vorhersage aktuellsten Modellversion des IFS¹¹ simuliert. Im operationellen Archiv sind daher im zeitlichen Verlauf Vorhersagen von verschiedenen Modellversionen gespeichert. Bei den Reanalysen hingegen wird ein längerer Zeitraum mit einer aktuellen Modellversion gerechnet. Aufgrund des hohen Rechenaufwandes werden Reanalyseprojekte mit einer etwa 50 % gröberen räumlichen Auflösung durchgeführt als die operationellen Läufe.

In dieser Studie wird die Erwärmungsrate für einen Zeitraum von einem Jahr simuliert. Da keine klimatologischen Zeiträume untersucht werden, wird die Priorität auf die Qualität der Eingangsdaten gesetzt. Durch die Verwendung der Daten des operationellen Archivs wird der Fortschritt der Modellphysik und des Assimilationssystems genutzt. Einige entscheidende Weiterentwicklungen des IFS konnten im letzten Reanalyseprojekt ERA-Interim noch nicht berücksichtigt werden. Insbesondere hat die Einführung eines neuen Mikrophysikschemas für Eiswolken im September 2006 zu einer stark verbesserten Darstellung der relativen Feuchte und des Bedeckungsgrades in der TTL geführt (Tompkins et al., 2007). Dies wird detaillierter in Abschnitt 3.4 beschrieben.

Der in dieser Arbeit untersuchte Zeitraum von Oktober 2006 bis September 2007 wurde so gewählt, dass er im Anschluss an die Einführung eines neuen Mikrophysikschemas liegt. Die Länge des Zeitraums ermöglicht eine erste Untersuchung des Jahresganges der Erwärmungsrate in der TTL, siehe Abschnitt 5.2.3. Innerhalb dieses Zeitraumes gab es zwei Versionswechsel des IFS. Im Dezember 2006 wurde die Modellversion 31r2 operationell. Seitdem werden einige zusätzliche Satellitendaten bei der Assimilation berücksichtigt. Im Juni 2007 wurde das IFS auf die Modellversion 32r2 aktualisiert. Dabei wurde ein neues Strahlungstransferschema implementiert. Die Auswirkung der Versionswechsel auf die Erwärmungsrate ist wesentlich kleiner als der Jahresgang, siehe Abschnitt 5.2.3. Daher ist die Verwendung dieses Datensatzes für die Ziele dieser Arbeit geeignet.

Die in dieser Arbeit genutzten Daten haben eine vertikale Auflösung von 90 Modellschichten.¹¹ Sie folgen im unteren Bereich der Orographie und gehen mit zunehmender Höhe in Drucklevel über. Die vertikale Auflösung ist in Bodennähe etwa 10 m und in dem für diese

¹¹Im Februar 2006 wurde mit Version 30r1 die vertikale Auflösung von 60 auf 90 Modellschichten erhöht.

Arbeit interessanten Tropopausenbereich ca. 400 m. Die horizontale Auflösung ist T799. Dies entspricht einer horizontalen Auflösung von 0.25 Grad. Eine ausführliche Beschreibung des IFS sowie der Modelländerungen kann auf der Internetseite des ECMWF (2006) eingesehen werden. Im Folgenden werden die verwendeten Datensätze beschrieben.¹²

Eingangsdatensätze Druck, Temperatur und Spurengase

Druck-, Temperatur-, Wasserdampf- und Ozonprofile werden von dem ECMWF-Modell übernommen.¹³ Die Konzentrationen aller weiteren erforderlichen Spurengase werden auf klimatologische Werte gesetzt. Die Konzentration von CO_2 wird in den durchgeführten Simulationen auf $385 \mu\text{mol/mol}$ gesetzt, einem Wert der der Hintergrundkonzentration im Jahr 2006 entspricht (Beck, 2008). Die Mischungsverhältnisse von O_2 und NO_2 entsprechen denen des Standardprofils der Tropen von Anderson et al. (1986). Die Genauigkeit der Ozonkonzentration aus dem operationellen Archiv des ECMWF wird in Abschnitt 3.4.2 untersucht. Da die Verwendung dieser Datensätze eine systematische Abweichung des mittleren Erwärmungsratenprofils in der unteren Stratosphäre hervorruft, werden die in Abschnitt 5.2 präsentierten Erwärmungsraten entsprechend dem Vorgehen in Abschnitt 3.4.3 korrigiert.

Eingangsdatensatz Wolken

Zur Beschreibung der optischen Eigenschaften der Wolken werden Wolkenwassergehalt CWC (*cloud water content*), unterteilt in Wolkenflüssigwassergehalt $CLWC$ (*cloud liquid water content*) und Wolkeneiswassergehalt $CIWC$ (*cloud ice water content*), der Bedeckungsgrad CC und die Effektivradien, siehe Gleichung (2.20), der Wassertröpfchen $r_{\text{eff,wc}}$ und der Eiskristalle $r_{\text{eff,ic}}$ benötigt. CWC und CC sind prognostische Größen im IFS. Sie werden am ECMWF archiviert und zur Verfügung gestellt. Der Anteil α des flüssigen Wassers am Gesamtwasser wird über die Temperatur diagnostiziert:

$$\alpha = \begin{cases} 0, & \text{für } T \leq T_{\text{ice}} \\ \left(\frac{T - T_{\text{ice}}}{T_0 - T_{\text{ice}}} \right)^2, & \text{für } T_{\text{ice}} < T < T_0 \\ 1, & \text{für } T_0 \leq T, \end{cases} \quad (3.18)$$

wobei $T_{\text{ice}} = 250.16 \text{ K}$ und $T_0 = 273.16 \text{ K}$ sind.

Der Effektivradius $r_{\text{eff,wc}}$ der Wasserwolken wird im IFS durch eine empirische, lineare Funktion der Höhe parametrisiert, wobei $r_{\text{eff,wc}} = 10 \mu\text{m}$ an der Oberfläche und $r_{\text{eff,wc}} = 45 \mu\text{m}$ am Oberrand der Atmosphäre angenommen wird. Für Eiswolken existieren verschiedene Definitionen des Effektivradius. Im IFS wird die Definition nach Ou und Liou (1995) verwendet:

¹²Die hierbei beschriebenen Parametrisierungen entsprechen den Modellversionen 31r1 bis 32r2, die während des hier untersuchten Zeitraums am ECMWF verwendet wurden.

¹³Alle drei-dimensionalen Daten des ECMWF werden in dem Hybridkoordinatensystem des Modells ausgegeben. In einer Modellschicht sind weder Höhe noch Druck konstant. Zur Verwendung der Daten in libRadtran wird die Höhe der Modellschichten mithilfe der barometrischen Höhenformel berechnet.

$$r_{\text{eff,ice}} = 0.5 \frac{\int_{L_{\min}}^{L_{\max}} D^2 L n(L) dL}{\int_{L_{\min}}^{L_{\max}} DL n(L) dL}, \quad (3.19)$$

wobei D der Durchmesser und L die maximale Länge der Kristalle ist. Er wird im ECMWF nach einer Parametrisierung berechnet, die auf Flugmessdaten basiert (Ou und Liou, 1995):

$$r_{\text{eff}}/\mu\text{m} = 0.5 \sum_{n=0}^3 c_n T^n, \quad (3.20)$$

wobei $c_0 = 326.3$, $c_1 = 12.42 \text{ K}^{-1}$, $c_2 = 0.197 \text{ K}^{-2}$ und $c_3 = 0.0012 \text{ K}^{-3}$ ist, siehe Abbildung 3.10. Die Parametrisierungen der Effektivradien von Wassertropfen und Eiskristallen werden beide identisch zum ECMWF bei den in Abschnitt 5.2 durchgeführten Simulationen verwendet.

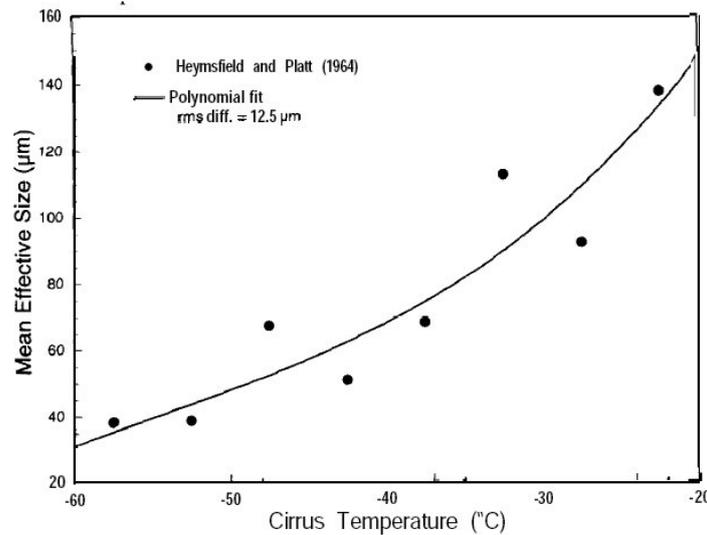


Abbildung 3.10: Der effektive Durchmesser von Eiskristallen nach Ou und Liou (1995) in Abhängigkeit von der Temperatur. Die Grundlage des Fits sind Messungen von Heymsfield und Platt (1984).

Eingangsdatensatz Bodenalbedo

Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen wird die Breitbandalbedo des ECMWF-Archivs verwendet. Sie basiert auf einer schneefreien Bodenalbedo-Klimatologie nach Sellers et al. (1996) und Los et al. (2000). Die Albedo-Klimatologie wird in Abhängigkeit von der Schnee- und der Meereisbedeckung nach Ebert und Curry (1993) modifiziert, siehe Abbildung 3.11.

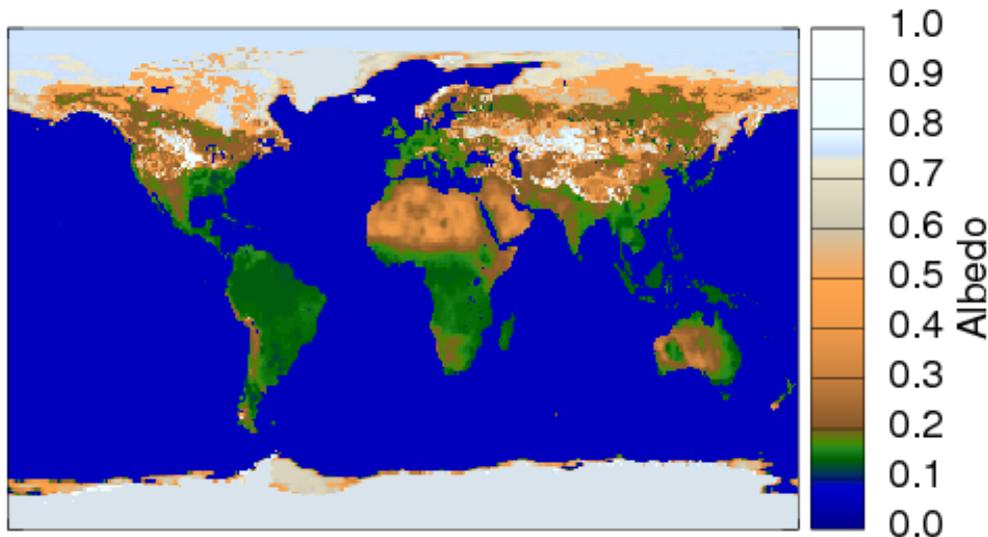


Abbildung 3.11: Das IFS benutzt eine Albedo-Klimatologie, die der momentanen bzw. vorhergesagten Schnee- und Meereisbedeckung angepasst wird. Die Abbildung zeigt exemplarisch die der Schnee- und Eisbedeckung angepasste Breitbandalbedo für den 03. März 2007.

3.3.2 Ergänzende Datensätze

Zusätzlich zu den Daten des ECMWF-Archivs werden ein Datensatz für die Bodenemissivität im thermischen Wellenlängenbereich für die in Abschnitt 5.2 durchgeführten Simulationen und ein Wolkendatensatz des WRF-Modells zur Validierung des Wolkenüberlappschemas in Kapitel 4.3 verwendet. Beide Datensätze werden im Folgenden kurz beschrieben.

Bodenemissivität

Die Bodenemissivität wird nicht im Datenbestand des ECMWF archiviert. Daher wird ein zusätzlicher Datensatz des Langley-Zentrum der NASA (*National Aeronautics and Space Administration*) verwendet. Dieser teilt die Erdoberfläche in verschiedene Oberflächenklassen ein. Die ersten 17 Oberflächenklassen entsprechen denen des IGBP-Projekts (*International Geosphere-Biosphere Programme*) (Loveland und Belward, 1997): Immergrüner Nadelwald, immergrüner Laubwald, Laub abwerfender Laubwald, gemischter Wald, dichtes Buschwerk, lichtet Buschwerk, bewaldete Savanne, Savanne, Grasflächen, Feuchtgebiete, Felder, städtische Flächen, gemischte Anbauflächen, Schnee/Eis, Ödland/Wüste und Wasserflächen. Eine weitere Oberflächenklasse, die Tundra, wurde eingeführt um die felsige, vegetationslose Landschaft der hohen Breiten von der der Wüste zu unterscheiden. Der Datensatz hat eine Auflösung von 10 Bogenminuten. Abbildung 3.12 zeigt die Ausdehnung der verschiedenen Oberflächenklassen. Die Klassifizierung der Erdoberfläche nach diesem Schema basiert auf Messungen von VIRS (*Visible and Infrared Scanner*) auf TRMM (*Tropical Rainfall Measuring Mission*) und MODIS (*Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer*) auf TERRA & AQUA (Wilber et al., 1999; Belward et al., 1999).

Jeder Oberflächenklasse wird eine spektrale Emissivität zugeordnet, siehe Abbildung 3.13.

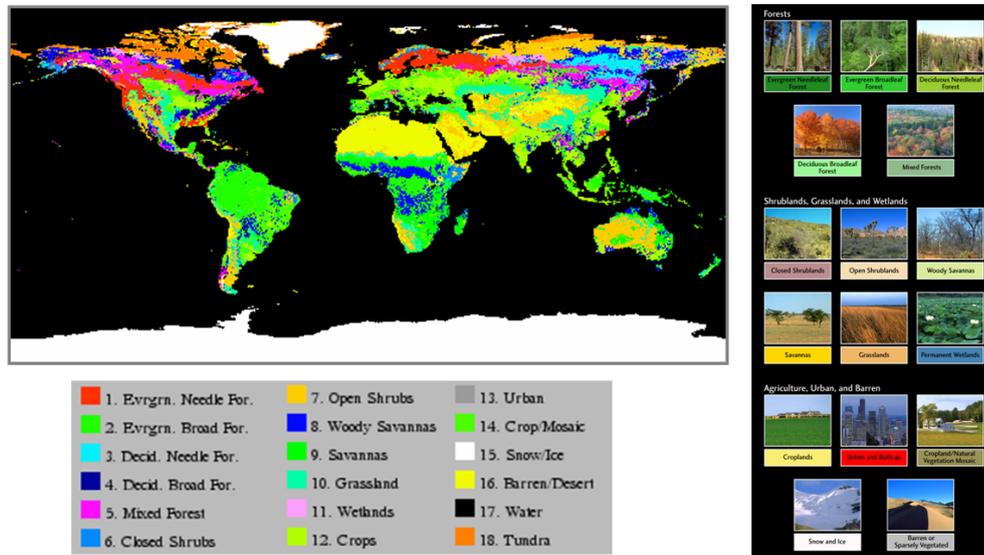


Abbildung 3.12: Satellitengestützte Klassifizierung der Oberflächen im August 2006 nach Wilber et al. (1999).

Die spektrale Auflösung ist der k-Verteilung von Fu und Liou (1992) angepasst. In der vorliegenden Arbeit wurde eine Schnittstelle in libRadtran zur Eingabe der Oberflächenklasse eingebaut, sowie der von der NASA dankenswerterweise zur Verfügung gestellt Code in libRadtran implementiert, der der Oberflächenklasse eine spektrale Emissivität zuordnet.

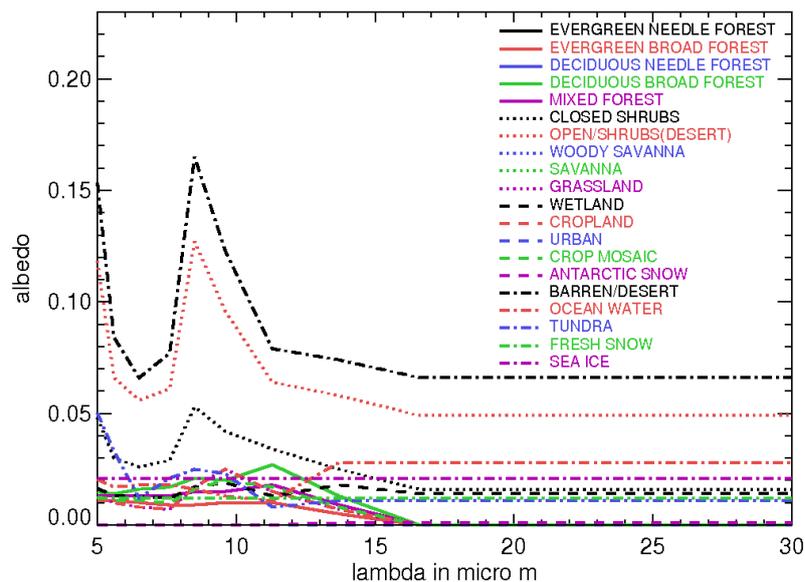


Abbildung 3.13: Jede Oberflächenklasse besitzt eine für sie charakteristische spektrale Emissivität.

3.3.3 Das WRF-Modell

In Kapitel 4.3 wird ein drei-dimensionaler Wolkendatensatz¹⁴ des WRF-Modells (*Weather Research & Forecasting Model*) (Michalakes et al., 2001, 2004; Skamarock et al., 2005) verwendet, um die Genauigkeit verschiedener Wolkenüberlapp-Schemata zu untersuchen. Das WRF-Modell ist ein mesoskaliges Wettervorhersagemodell für die operationelle Vorhersage und für die Atmosphärenforschung. Im WRF-Modell werden die voll-kompressiblen, nicht-hydrostatischen Navier-Stokes-Gleichungen mithilfe des *Runge-Kutta*-Verfahrens gelöst. Dank des modularen Aufbaus können verschiedene Parametrisierungen vom Nutzer wahlweise verwendet werden. Beispielsweise stehen zur Simulation der Wolkenmikrophysik neun verschiedene Parametrisierungen zur Auswahl, die vom einfachen *Kessler*-Schema (Kessler, 1969), das lediglich drei Spezies Wasserdampf, Wasserwolken und Regen simulieren kann, bis hin zu komplexeren Schemata (Morrison et al., 2009) reichen. Weiterhin beinhaltet WRF verschiedene dynamische Kerne, kann ein drei- oder vier-dimensionales variationelles Assimilationssystem verwenden und ist für den parallelisierten Einsatz auf Clustern geeignet. Das WRF-Modell erlaubt Simulationen auf räumlichen Skalen, die sich von einigen Metern bis zu tausenden von Kilometern erstrecken.

3.4 Genauigkeit der verwendeten Datensätze

In diesem Abschnitt wird die Genauigkeit der vom ECMWF simulierten Temperatur-, Ozon- und Wasserdampfprofile sowie die des Wolkenwassers und des Bedeckungsgrades diskutiert, die bei den in Abschnitt 5.2 durchgeführten Simulationen verwendet werden.

3.4.1 Temperatur

Abbildung 3.14 zeigt das mittlere tropische Temperaturprofil nach den operationellen ECMWF-Daten im Vergleich zu Radiosondenbeobachtungen des SHADOZ-Projekts (*Southern Hemisphere ADditional OZonesondes*) im Zeitraum von Oktober 2006 bis September 2007. Die durchgezogene, schwarze Linie zeigt das Mittel der ECMWF-Daten von 20° S bis 20° N. Im Vergleich zu dem SHADOZ-Datensatz ist die Temperatur zwischen 800 hPa (2 km) bis 150 hPa (14 km) um ca. 0.6 K höher. Die systematische Abweichung reduziert sich in diesem Höhenbereich auf unter 0.3 K, wenn nur die Orte der SHADOZ-Stationen bei der Mittelung der ECMWF-Daten berücksichtigt werden. Im Bereich der Kaltpunkttropopause (100 hPa, 17 km) ist die Temperatur nach dem ECMWF um ca. 1.0 K und unterhalb von 850 hPa (1.5 km) um 0.8 K kleiner als die Temperatur nach den Radiosondenmessungen.

Vergleichbare Ergebnisse sind in aktuellen Veröffentlichungen zu finden. Die systematische Abweichung zwischen ERA-40 und Radio-Okkulationsmessungen von -1 K bis -2 K ist nur halb so groß ist wie die zwischen der NCAR-Reanalyse und den Radio-Okkulationsmessungen (Borsche et al., 2007). Insbesondere konnte die Simulationsgenauigkeit der Temperatur innerhalb der TTL durch Assimilation von Radio-Okkulationsmessungen und die Erhöhung

¹⁴Dieser Datensatz wurde freundlicherweise von Kathrin Wapler, University of Melbourne, zur Verfügung gestellt.

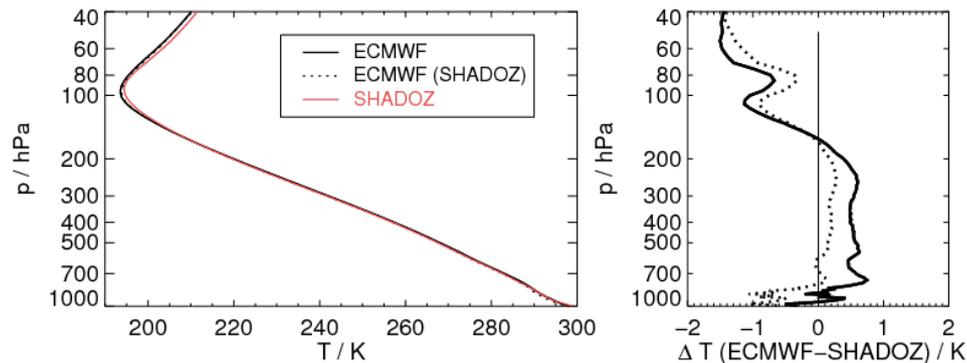


Abbildung 3.14: Temperaturprofile im Bereich der TTL nach verschiedenen Datensätzen. Die schwarzen Linien zeigen die mittleren Temperaturprofile nach den Daten des operationellen ECMWF-Archivs. Die durchgezogene Linie stellt das Mittel von 20° S bis 20° N dar, die gepunktete Linie das Mittel über die Orte der SHADOZ-Stationen. Das Temperaturprofile nach den Messungen des SHADOZ-Radiosondendatensatzes (Thompson et al., 2003) ist in rot eingezeichnet. Die rechte Diagramm zeigt die Differenz zwischen den ECMWF- und den Radiosondendaten.

der vertikalen Auflösung des ECMWF-Modell im Februar 2006 von 60 auf 91 Level verbessert werden (Schmidt et al., 2008). Zwischen 300 hPa und 100 hPa stellen Schmidt et al. eine systematische Abweichung der Temperatur von 0.3 K und eine Standardabweichung von 1.7 K fest. Christensen et al. (2007) vergleichen ERA-40 mit Ballonmessungen. Sie finden in der tropischen Stratosphäre eine systematische Abweichung von 0.5 K und eine Standardabweichung von 1.7 K.

3.4.2 Ozon

In Abschnitt 5.1.1 wird gezeigt, dass Ozon im solaren Spektralbereich das wichtigste absorbierende Spurengas in der Stratosphäre ist und auch im thermischen Spektralbereich entscheidend die Erwärmungsrate beeinflusst. Daher ist ein möglichst genaues Ozonkonzentrationsprofil für die Simulation der Erwärmungsrate von großer Bedeutung. Abbildung 3.15 zeigt Profile der mittleren Ozonkonzentration der Tropen. Dargestellt sind Daten des SHADOZ-Radiosondendatensatzes (Thompson et al., 2003), der Klimatologie von Fortuin und Langematz (1995), der ERA-40-Reanalyse und des operationellen ECMWF-Archivs. Die Radiosondenmessungen sind in diesem Vergleich der genaueste Datensatz. Die Ozonsäule kann mit einer SHADOZ-Radiosondenmessung auf 5 % genau bestimmt werden. Die Radiosondendaten stimmen mit bodengestützten Messungen von *Brewer-Dobson*-Spektrometern bis auf 7 % überein. Ein Vergleich mit TOMS-Satellitenmessungen (*Total Ozone Mapping Spectrometer*) der Version 8 ergibt eine Übereinstimmung von 1 % bis 2 % (Thompson et al., 2003).

Der ERA-40-Datensatz (grün) zeigt im Vergleich zu den SHADOZ-Messungen unterhalb von 100 hPa (16.5 km) eine um ca. 20 nmol/mol bis 30 nmol/mol höhere Ozonkonzentration. Oberhalb von 100 hPa wird die Ozonkonzentration um bis zu 45 % unterschätzt. Die Ozonkonzentration der Klimatologie von Fortuin und Langematz (1995) (blau) zeigt um

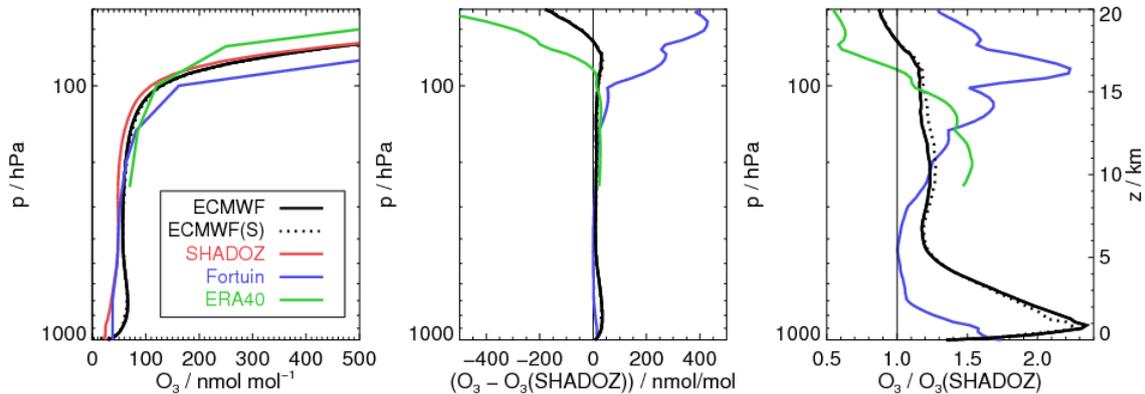


Abbildung 3.15: Verschiedene Ozonprofile im Bereich der TTL. Die schwarzen Linien zeigen Daten des operationellen Archivs des ECMWF. Die durchgezogene Linie stellt das Mittel von 20° S bis 20° N dar, die gepunktete Linie das Mittel über die Orte der SHADOZ-Stationen. Die farbigen Linien zeigen Ozonprofile nach verschiedenen anderen Datenquellen: nach dem SHADOZ-Radiosondendatensatz (Thompson et al., 2003) in rot, nach dem Reanalysendatensatz ERA-40 in grün (übernommen aus Fueglistaler et al. (2009b)) und nach der Klimatologie von Fortuin und Langematz (1995) in blau. Letztere wird im IFS verwendet, um die Erwärmungsraten zu berechnen.

50 % bzw. 50 nmol/mol bis 120 % bzw. 150 nmol/mol höhere Werte in der Nähe zur Kaltpunkttropopause bei 100 hPa im Vergleich zu den SHADOZ-Messungen. Unterhalb von 500 hPa stimmen die beiden Datensätze bis auf $10 \mu\text{mol/mol}$ überein. Dieser Bereich ist aber aufgrund der geringen Ozonkonzentration nur von geringer Bedeutung für den Strahlungstransfer. Die beste Übereinstimmung mit den SHADOZ-Messungen haben die Daten des operationellen ECMWF-Archivs (schwarz). Die Verbesserung gegenüber dem ERA-40-Datensatz ist auf eine verbesserte Modellphysik, eine höhere räumliche Auflösung und die Einführung des vier-dimensionalen Assimilationsschemas zurückzuführen. Die vom IFS simulierte Ozonkonzentration liegt 10 % bis 20 % bzw. 10 nmol/mol bis 20 nmol/mol über der SHADOZ-Messungen. Unterhalb von 500 hPa nimmt die Ozonkonzentration nach den SHADOZ-Messungen bis auf 20 nmol/mol ab, während die nach den ECMWF-Daten aufgrund der im IFS vereinfacht dargestellten, troposphärischen Ozonchemie bei ca. 60 nmol/mol liegt. Die Abweichungen in der mittleren und unteren Troposphäre haben nur geringe Auswirkungen auf die Erwärmungsrate, siehe Abschnitt 5.1.1. Wird das Mittel der ECMWF-Daten an den SHADOZ-Stationen betrachtet, so ändert sich die systematische Abweichung des Ozonprofils gegenüber dem SHADOZ-Datensatz nur geringfügig.

Das vom ECMWF simulierte Ozonfeld wird jedoch vom IFS selbst nicht zur Berechnung der Erwärmungsraten genutzt. Stattdessen wird von der Strahlungsroutine des IFS eine Klimatologie von Fortuin und Langematz (1995) verwendet, die eine zeitliche Auflösung von einem Monat sowie 19 zonale Bänder, 36 Drucklevel und keine Längenabhängigkeit hat. Diese Inkonsistenz ist bekannt, wird aber toleriert, da bei Verwendung des vorhergesagten Ozons eine Verschiebung der Tropopause in den ECMWF-Simulationen beobachtet wird. In dieser Studie wird die simulierte Ozonkonzentration des operationellen ECMWF-Archivs verwendet. Gegenüber den SHADOZ-Daten wird eine etwas höhere Unsicherheit toleriert, um einen flächendeckenden Datensatz verwenden und somit den Effekt der geographischen Verteilung

des Ozons auf die Erwärmungsrate erfassen zu können. Im Vergleich zu der Klimatologie von Fortuin und Langematz (1995) sind die Ozonkonzentrationen wesentlich genauer und die zeitlichen und räumlichen Variationen des Ozonfeldes können wesentlich besser erfasst werden. Daher ist zu erwarten, dass sich die Profile sowohl der solaren als auch der thermischen Erwärmungsrate stark von denen unterscheiden, die von ECMWF simuliert wurden.

3.4.3 Korrektur des Ozoneinflusses

In Abschnitt 3.4.2 werden verschiedene Ozon-Datensätze vorgestellt: der SHADOZ-Radiosondendatz, die Daten operationelle Archiv des ECMWF, der Reanalysedatensatz ERA-40 und die Klimatologie nach Fortuin und Langematz (1995). In diesem Abschnitt wird abgeschätzt, welchen Einfluss die Verwendung der verschiedenen Ozondatensätze auf die Simulation der mittleren Erwärmungsrate hat. Eine ähnliche Simulation wurde schon von Fueglistaler et al. (2009b) durchgeführt. Die hier erzielten Ergebnisse werden daher auch mit diesen Resultaten verglichen.

Abbildung 3.16 zeigt das mittlere tropische Erwärmungsratenprofil unter Verwendung der verschiedenen Ozondatensätze. Die Ozondatensätze des operationellen Archivs und des Ozonklimatologie wurden direkt verwendet. Da der SHADOZ-Datensatz aus Radiosondenmessungen an einigen geographischen Orten besteht, sind diese nicht direkt verwendbar um die Erwärmungsrate der Tropen flächendeckend zu simulieren. Nach den ECMWF-Daten entspricht jedoch das über die SHADOZ-Stationen gemittelte Ozonkonzentrationsprofil mit hoher Genauigkeit dem mittlere Profil über die gesamten Tropen, siehe Abbildung 3.15. Um ein repräsentatives Erwärmungsratenprofil mithilfe der SHADOZ-Daten zu bestimmen, wurde das Ozonfeld der operationellen ECMWF so skaliert, dass es das gleiche vertikale Profil aufweist, wie das der SHADOZ-Messungen, wobei ein konstanter Skalierungsfaktor für jedes Modelllevel verwendet wurde. Diese Simulationen wurde für vier Tage den 01.10., 01.01., 01.04. und 01.07. durchführt und über diese gemittelt.

Die Abbildung zeigt, dass die Ozonkonzentration des ECMWF wesentlich besser geeignet ist, das mittlere Profil der Erwärmungsrate mit Fokus auf die TTL bis 20 km zu simulieren als die Klimatologie nach Fortuin und Langematz (1995). Während die mithilfe der Klimatologie simulierte die Netto-Erwärmungsrate in 18 km um 0.16 K/d bei wolkenlosen und um 0.15 K/d im Vergleich zur Verwendung des SHADOZ-Datensatzes abweicht, stimmt die mithilfe des ECMWF-Datensatzes simulierte Erwärmungsrate bis 20 km besser als 0.04 K/d überein. Für die Abweichung des Fortuin Profils ist dabei in 18 km vorrangig die thermische Erwärmungsrate verantwortlich, oberhalb von 20 km die solare.

Da die Ozondatensatz des operationellen ECMWF-Archivs das mittlere Profil in der TTL deutlich besser repräsentieren und weiterhin auch die momentanen Einfluss der Dynamik und der geographischen Verteilung wiedergeben kann als die Klimatologie nach Fortuin und Langematz (1995), werden die Ozonkonzentrationen nach der ECMWF-Vorhersage in dieser Studie verwendet. Die Abbildung 3.16 zeigt jedoch weiterhin, dass unter dieser Annahme das mittlere Erwärmungsratenprofil zwischen 20 km und 30 km um bis zu 0.19 K/d bei wolkenlosen und bis zu 0.18 K/d bei bewölktem Himmel unterschätzt wird. Daher werden alle in Abschnitt 5.2 präsentierten Ergebnisse in die Stratosphäre um die in Abbildung 3.16 rechts dargestellten systematische Abweichung korrigiert.

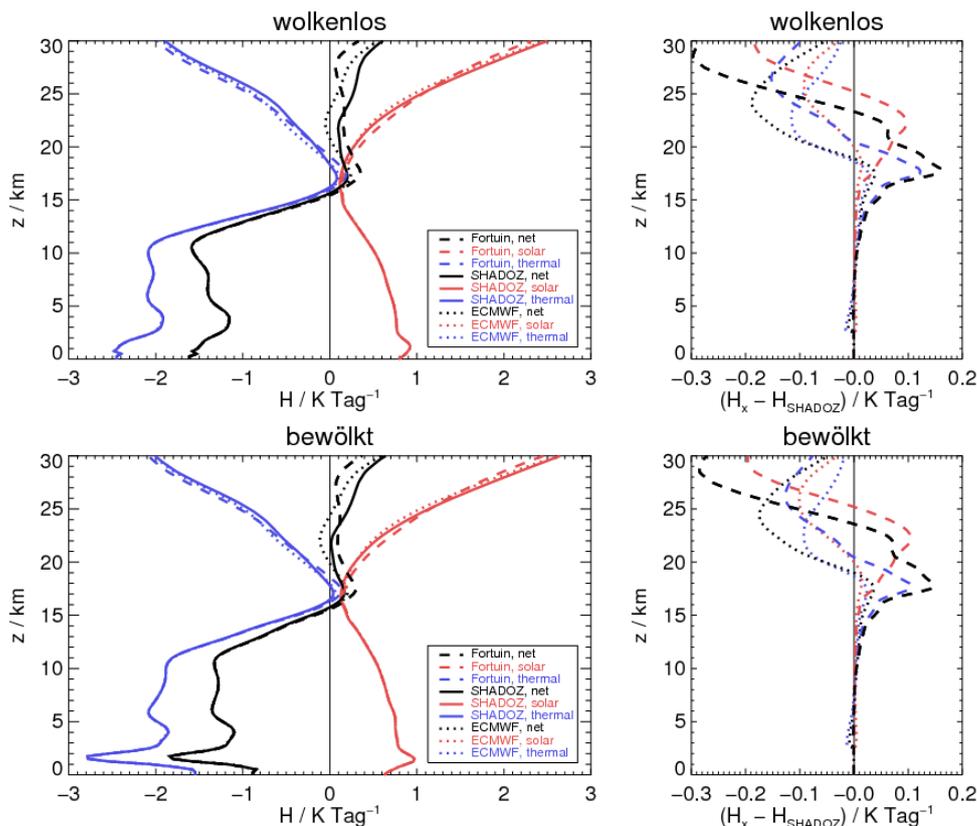


Abbildung 3.16: Die Abbildung zeigt links Erwärmungsratenprofile unter Berücksichtigung verschiedener Ozondatensätze: Daten des operationellen Archivs des ECMWF, Daten des SHADOZ-Radiosondendatensatzes oder die Ozonklimatologie von Fortuin und Langematz (1995). Es wird das Mittel für die Tropen von 20° Süd bis 20° Nord und über vier Tage gezeigt. Rechts wird die Differenz der Erwärmungsratenprofile zu dem gezeigt, das mithilfe der SHADOZ-Daten berechnet wurde.

3.4.4 Wasserdampf

Eine weitere wichtige Eingangsgröße zur Berechnung der Erwärmungsrate ist die Konzentration des Wasserdampfs. Im solaren Spektralbereich ist der Wasserdampf nahezu ausschließlich für die positive Erwärmungsrate in der Troposphäre verantwortlich, im thermischen verursacht er einen Großteil der troposphärischen Abkühlung und spielt trotz seiner geringen Konzentration auch in der oberen Troposphäre und Stratosphäre eine bedeutende Rolle (Houghton et al., 2001). Das Profil der Wasserdampfkonzentration im Bereich der TTL und der unteren Stratosphäre kann durch routinemäßige Messungen nur schwer erfasst werden. Radiosonden versagen bei niedrigen Temperaturen. Satellitendaten haben nur eine grobe vertikale Auflösung und bei Bewölkung große Unsicherheiten.

Eine Möglichkeit, die Unsicherheit der vom IFS simulierten Wasserdampfkonzentration zu bestimmen, ist, diese mit Flugzeugmessungen zu vergleichen. Ab dem Jahr 1994 messen im Rahmen des Projekts MOZAIC (*Measurement of Ozone by Airbus In-Service Aircraft*) bis zu fünf Linienflugzeuge Temperatur und Feuchtigkeit entlang ihrer Flugtrajektorie (Marengo

et al., 1998; Gierens et al., 1999). In Abbildung 3.17 werden die Wasserdampfprofile nach den Daten des operationellen ECMWF-Archivs und nach MOZAIC-Messungen für den Zeitraum von 1994 bis 2004 miteinander verglichen (Luo et al., 2008). Die spezifische Feuchte

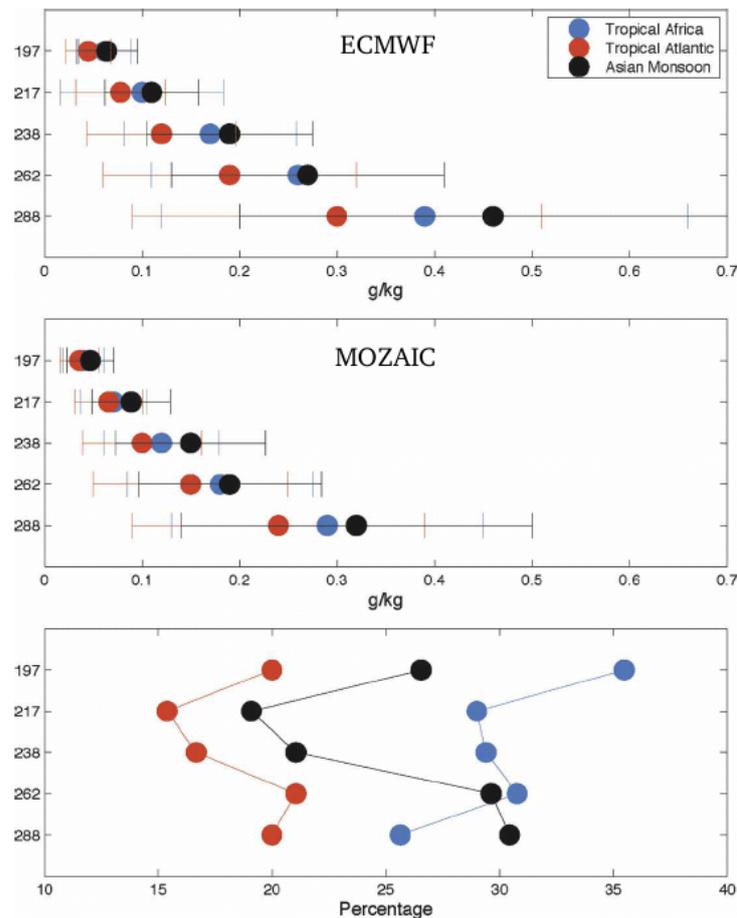


Abbildung 3.17: Spezifische Feuchte in 5 Fluglevels bei 197 hPa, 217 hPa, 238 hPa, 262 hPa und 288 hPa. In der oberen Abbildung die Messungen von MOZAIC, in der Mitte operationelle Daten des ECMWF und unten die relative Differenz (MOZAIC-ECMWF) für das tropische Afrika (blau), den tropischen Atlantik (rot) und die Monsunregion (schwarz). (Luo et al., 2008)

fällt stark mit der Höhe ab. Die Konzentration des ECMWF liegt um 10 % bis 30 % unterhalb der der MOZAIC-Messungen. Evtl. ist das Konvektionsschema verantwortlich für die Simulation einer zu geringen Wasserdampfkonzentration in der oberen Atmosphäre, da die Feuchtigkeitszufuhr in der TTL entscheidend von der Konvektion beeinflusst wird. Ein weitere mögliche Ursache ist, dass im IFS bis 2006 noch keine Übersättigung der Feuchte berücksichtigt wurde.

Ab der Modellversion 31r1 wird ein verbessertes Konvektionsschema verwendet, das Übersättigung zulässt (Tompkins et al., 2007). Die jährlich gemittelte Feuchtigkeit in der oberen Troposphäre kann mit dem neuen Schema wesentlich realistischer dargestellt werden. Insbesondere in der TTL-Region ist die relative Feuchte im Vergleich zu den vorherigen Simulationsergebnissen um bis zu 20 % größer. Nach dem Versionswechsel zeigen die ECMWF-Daten

bis zu einer relativen Feuchte von 130 % eine erheblich verbesserte Übereinstimmung der Häufigkeitsverteilung der relativen Feuchte mit den MOZAIC-Daten, siehe Abbildung 3.18. Oberhalb davon ist aufgrund der räumlichen Auflösung des ECMWF-Modells und der damit

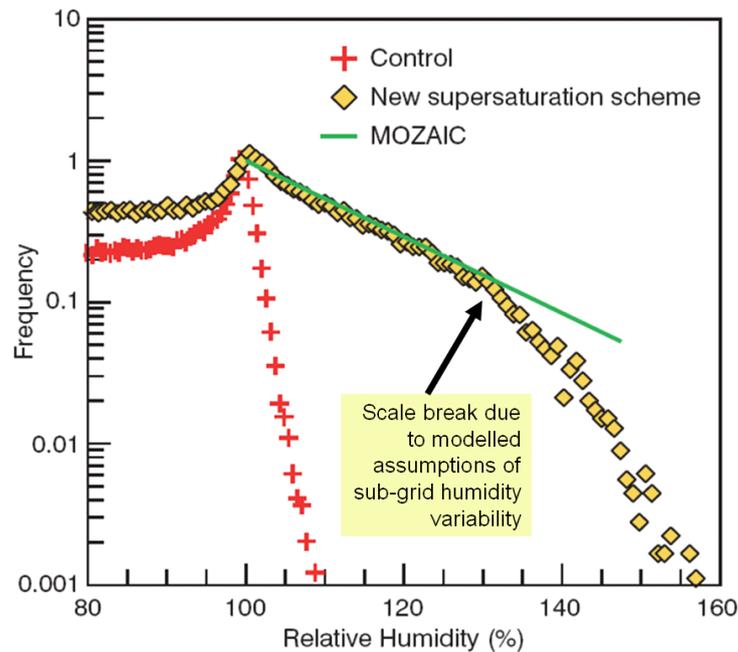


Abbildung 3.18: Häufigkeitsverteilung der relativen Feuchte in 250 hPa auf der nördlichen Hemisphäre im Mittel über 12 Monate. Die Abbildung zeigt die Daten des ECMWF Modells vor dem Implementierung des Übersättigungsschemas (rot, Control run), die Daten mit ECMWF mit Übersättigung (schräge Vierecke), die Daten der MOZAIC-Messungen (grün) (Tompkins et al., 2007).

unumgänglichen Mittelung eine Abweichung zu erwarten.

Es wird weiterhin die geographische Verteilung der Auftrittswahrscheinlichkeit von Übersättigung betrachtet. Im Allgemeinen liegen die systematischen Abweichungen innerhalb der Tropen im 147 hPa-Level zwischen -5 % und 5 %, wobei in der ECMWF-Simulation im Vergleich zu den MOZAIC-Daten über dem östlichen Pazifik zu häufig und über der Region um Indonesien zu selten Übersättigung auftritt. Die größten Abweichungen treten über dem tropischen Afrika und dem nördlichen Südamerika auf, wo das ECMWF bis zu 50 % weniger Fälle von Übersättigung im Vergleich zu MLS-Daten simuliert. Im 215 hPa-Level hingegen werden vom ECMWF zu viele Fälle mit Übersättigung in den Tropen simuliert. Dies ist ein Hinweis darauf, dass das Level des konvektiven Ausflusses über tropischen Kontinenten vom ECMWF in einer zu geringen Höhe simuliert wird. Bei der Analyse der regionale Struktur der Erwärmungsrate in Abschnitt 5.2.2 muss daher beachtet werden, dass diese durch die lokalen Abweichungen der Feuchtigkeit beeinflusst wird. Insgesamt kann festgestellt werden, dass die Simulationsqualität der Wasserdampfkonzentration insbesondere in der TTL durch die Einführung des Übersättigungsschemas von Tompkins et al. (2007) stark verbessert wurde. Diese Arbeit profitiert im vollen Maß von dieser Verbesserung, da nur Daten von Modellversionen mit Übersättigungsschema genutzt werden. Dennoch bleibt die Wasserdampfkonzentration der oberen Troposphäre eine sehr schwer zu validierende Größe.

Und es sind Unsicherheiten von 10 % bis 30 % zu erwarten (Lamquin et al., 2009), die vor allem über den tropischen Landmassen auftreten.

3.4.5 Bewölkung

Die Bewölkung beeinflusst stark den solaren und thermischen Strahlungstransfer, insbesondere auch die Erwärmungsrate. Eines der Ziele dieser Arbeit ist, den Einfluss von Bewölkung auf die Erwärmungsrate zu quantifizieren. Daher sind die Profile des Wolkenflüssig- und -eiswassers und des partiellen Bedeckungsgrades wichtige Eingangsgrößen.

Um die Genauigkeit der Bewölkungsdaten des ECMWF-Modells zu evaluieren, wird als erstes der Gesamtbedeckungsgrad betrachtet. In Abbildung 3.19 wird die Differenz zwischen dem Gesamtbedeckungsgrad von ERA-40 und dem ISCCP-Projekt (*International Satellite Cloud Climatology Project*) gezeigt (Allan et al., 2004). In den meisten Regionen ist die Abweichung

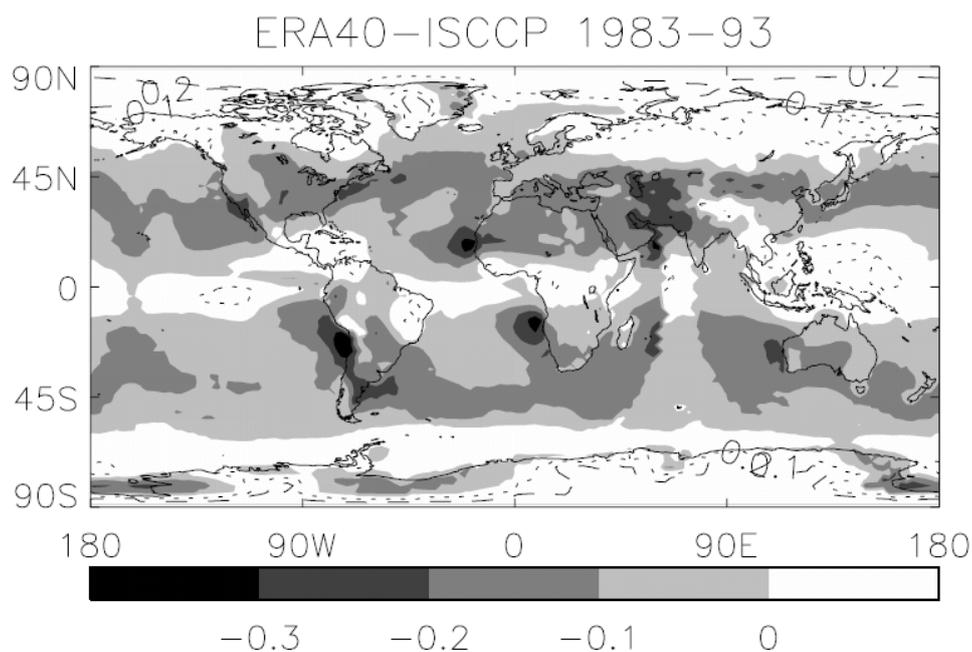


Abbildung 3.19: Die Differenz des mittleren Bedeckungsgrades von ISCCP und ERA-40-Daten gemittelt über den Zeitraum von 1983 bis 1993. Graue Flächen zeigen negative Differenzen. Die positiven Differenzen von +0.1 und +0.2 werden durch gestrichelte Linien dargestellt. (Allan et al., 2004)

zwischen den Datensätzen kleiner als 10 %. Die höchsten Differenzen treten in zwei Regionen auf: in Regionen kalter Meeresströmungen westlich von Kontinenten ist der Bedeckungsgrad der dort vorherrschenden Stratocumulusbewölkung in den ERA-Daten bis zu 30 % kleiner als in den ISCCP-Daten. Hingegen weist ERA-40 in den Tropen einen um bis zu 20 % höheren Bedeckungsgrad auf als die ISCCP-Daten. Die markanten Formen der Kreissegmente im Indischen Ozean treten dort auf, wo die Daten, aus denen der Gesamtbedeckungsgrad abgeleitet wird, von Messungen geostationärer Satelliten auf Daten von polar umlaufenden

Satelliten umgestellt wird. Sie sind ein Hinweis auf eine nicht konsistente Ableitung der Wolkenparameter aus Messungen der verschiedenen Satellitenplattformen.

Eine neue Dimension der Vergleichsmöglichkeiten von Modell und Beobachtung wurde durch satellitengestützte Lidars ermöglicht. Wilkinson et al. (2008) vergleichen Lidarmessungen von GLAS (*Geoscience Laser Altimeter System*) auf IceSat (*Ice, Cloud, and Land Elevation Satellite*) mit ECMWF-Daten der Version 26r1 (ab April 2003) und 26r3 (ab Oktober 2003). Um eine Vergleichbarkeit zu verbessern, wendet er einen Lidarsimulator auf die ECMWF-Daten an, und vergleicht das simulierte Lidarsignal mit den Messungen von GLAS. Es wird festgestellt, dass das ECMWF das Auftreten und den Ort von Bewölkung im Allgemeinen gut vorhersagen kann. Unterschiede treten jedoch vor allem in den Tropen bei der Bewölkung oberhalb von 10 km auf, siehe Abbildung 3.20. Es ist zu erkennen, dass der mittlere Bedeckungsgrad oberhalb von 10 km in den ECMWF-Daten höher als in den GLAS-Daten ist (links), was in erster Linie auf ein häufigeres Auftreten von Bewölkung (Mitte) und in zweiter Linie auf einen ca. 10 % höheren partiellen Bedeckungsgrad (rechts) zurückzuführen ist.

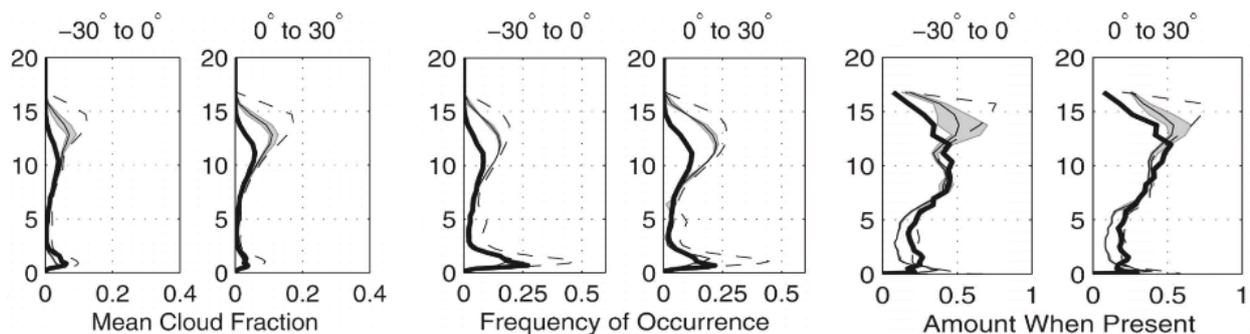


Abbildung 3.20: Der mittlere partielle Bedeckungsgrad (links), die Häufigkeit, dass Bewölkung in einer Schicht auftritt (Mitte), und der mittlere partielle Bedeckung, wenn Bewölkung vorhanden ist (rechts), basierend auf GLAS-Messungen (dicke Linie) und der Lidardetektion angepassten ECMWF-Daten (dünne Linie). Die dünne, gestrichelte Linie zeigt die originalen ECMWF-Daten. Der graue Bereich kennzeichnet den Fehlerbereich durch das Lidarmodell. (Wilkinson et al., 2008)

Die Einführung des Übersättigungsschemas im ECMWF-Modell mit Version 31r1 führte zu einer Abnahme des simulierten Bedeckungsgrads hoher Wolken von 5 % im globalen Mittel, lokal in den Tropen sogar um bis zu 20 %, siehe Abbildung 3.21. Durch diese Änderung wird die Übereinstimmung mit den aus Calipso abgeleiteten Beobachtungen von Wilkinson et al. (2008) verbessert.

3.4.6 Zusammenfassung

In dieser Studie werden die operationellen Daten des ECMWF von Oktober 2006 bis September 2007 verwendet, deren Qualität von einem vier-dimensionalen Assimilationsschema, von einer hohen räumlichen Auflösung und von einer fortschrittlichen Modellphysik profitiert. Die Berücksichtigung von Übersättigung in Bezug auf Eis verbesserte die Darstellung der

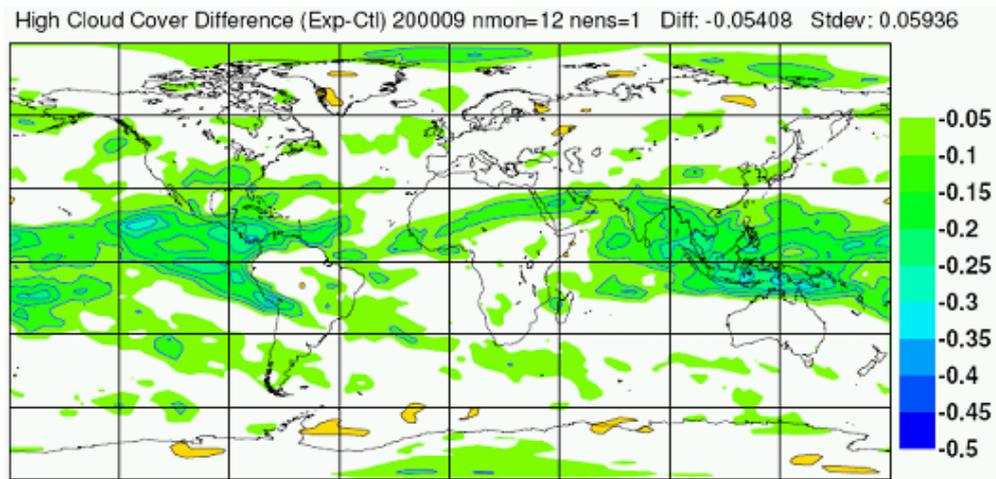


Abbildung 3.21: Durch Berücksichtigung von Übersättigung in der Modellphysik des IFS sinkt der Bedeckungsgrad oberhalb von 450 hPa insbesondere im Bereich des tropischen Indischen und tropischen Pazifischen Ozeans. (Tompkins et al., 2007)

relativen Feuchte und der hohen Bewölkung in der TTL. Die Ozonkonzentration des operationellen Archivs von 2006/2007 stimmen wesentlich besser mit den SHADOZ-Messungen überein als die ERA-40-Daten. Im Vergleich zu unabhängigen Messdaten ist die Standardabweichung der ECMWF-Daten 1.7 K bei der Temperatur und 10 % bis 30 % bei der relativen Feuchte. Insbesondere treten Abweichungen in den Tropen über Kontinenten auf. Das vom ECMWF berechnete Ozonfeld wird in dieser Studie verwendet, um den Strahlungstransfer zu simulieren. Es kann, im Gegensatz zu der in der Strahlungsroutine des IFS verwendeten Ozonklimatologie, den Status der Atmosphäre individuell erfassen. Im Vergleich zum SHADOZ-Radiosonden-Datensatz treten systematische Abweichungen im Bereich von 20 % auf. Der mittlere Bedeckungsgrad wurde in der Modellversion 26r1 in den Tropen oberhalb von 10 km um bis zu 0.1 überschätzt, was durch Berücksichtigung der Übersättigung verbessert werden konnte (Wilkinson et al., 2008; Tompkins et al., 2007).

Kapitel 4

Validierung

Um belastbare Aussagen über die Erwärmungsrate in der TTL treffen zu können, ist es notwendig, die Genauigkeit der verwendeten Methoden zur Strahlungstransfer-Simulation zu quantifizieren. In den ersten zwei Abschnitten werden die Genauigkeiten verschiedener k -Verteilungen und Lösungsverfahren der Strahlungstransfergleichung bestimmt und geeignete Methoden für die im Kapitel 5 durchzuführende Simulation gewählt. Im dritten Abschnitt wird der Effekt des Wolkenüberlappschemas auf die Simulationsgenauigkeit der solaren Erwärmungsrate untersucht. Im letzten Abschnitt wird die Strahlungstransfer-Simulation auf Grundlage der Analyse- und Vorhersagedaten des ECMWF validiert, indem die von libRadtran berechneten Bestrahlungsstärken am Erdboden und am Oberrand der Atmosphäre mit den Archivdaten des ECMWF verglichen werden.

4.1 Absorption mithilfe der k -Verteilung

Aufgrund der hohen spektralen Auflösung sind *line-by-line*-Simulationen sehr rechenzeitaufwendig. Die in Kapitel 5 beschriebenen Simulationen werden daher mit einer k -Verteilung durchgeführt, siehe Abschnitt 2.1.2. In diesem Abschnitt wird die Genauigkeit der simulierten Erwärmungsrate mithilfe der in libRadtran implementierten k -Verteilungen nach Fu (Fu und Liou, 1992), Kato 1996 und Kato 2000 (Kato et al., 1999) sowie der pseudospektralen Methode LOWTRAN gegenüber der *line-by-line*-Methode abgeschätzt. Aufgrund des hohen Rechenaufwands wird an dieser Stelle die Erwärmungsrate nur für ein typisches tropisches Atmosphärenprofil verglichen.¹

Die Abbildungen 4.1 und 4.2 zeigen die mit der *line-by-line*-Methode und verschiedenen k -Verteilungen berechneten Erwärmungsraten für eine tropische, wolkenlose Atmosphäre im Tagesdurchschnitt. Es wird eine Bodenalbedo von 0 angenommen, was eine gute Näherung für den Ozean ist. Alle mithilfe der k -Verteilungen simulierten solaren Erwärmungsraten sind 0.1 K/d bis 0.5 K/d kleiner als das Ergebnis der *line-by-line*-Simulation. Die Methode von Fu unterschätzt die Erwärmungsrate im Bereich der TTL um etwa 0.3 K/d. Die mithilfe der Methoden von Kato simulierte Erwärmungsrate ist 0.1 K/d kleiner als das Ergebnis der

¹Eine detaillierte Validierung der verschiedenen k -Verteilungen liegt außerhalb des Rahmens dieser Arbeit.

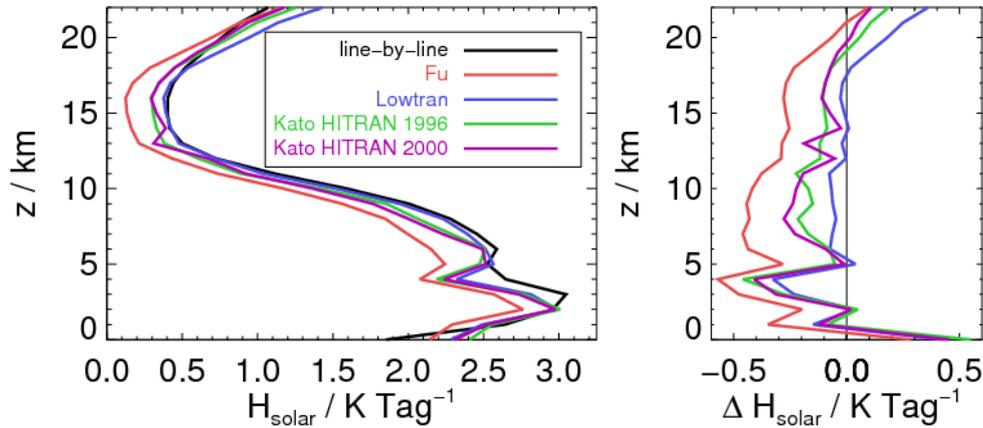


Abbildung 4.1: Die Abbildung zeigt im linken Diagramm die mit verschiedenen k-Verteilungsmethoden berechneten, solaren Erwärmungsraten und im rechten Diagramm deren Differenz zur *line-by-line*-Simulation.

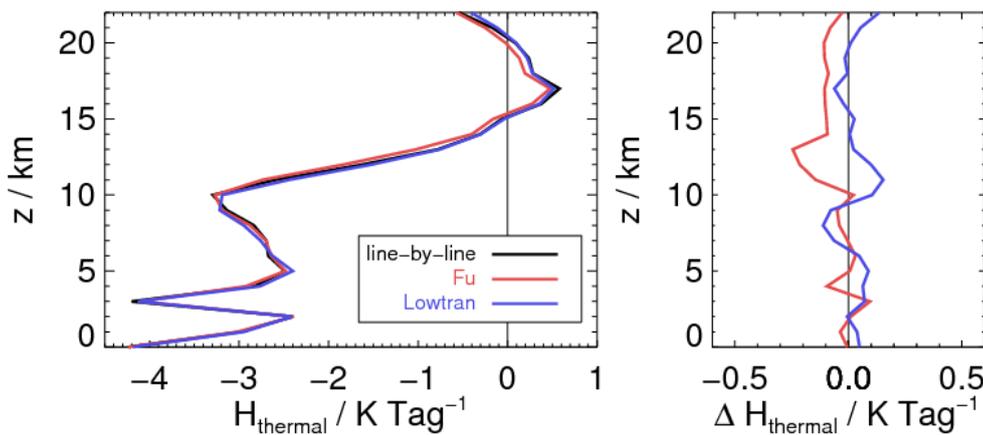


Abbildung 4.2: Die Abbildung zeigt im linken Diagramm die mit verschiedenen Methoden berechneten thermischen Erwärmungsraten und im rechten Diagramm deren Differenz zur *line-by-line*-Berechnung.

line-by-line-Rechnung. Die pseudospektrale Auflösung von LOWTRAN erreicht eine gute Übereinstimmung mit der *line-by-line*-Simulation, ist jedoch zur Berechnung großer Datensätze zu aufwendig. Die mittlere quadratische Abweichung der mithilfe der k-Verteilung berechneten thermischen Erwärmungsraten kleiner als 0.1 K/d. Die mittleren Differenzen und quadratischen Abweichungen werden in der Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Bei den im Kapitel 5 beschriebenen Simulationen wird im solaren Spektralbereich die auf HITRAN 2000 basierende Methode von Kato verwendet, die eine höhere Genauigkeit als die im wissenschaftlichen Umfeld verbreitete Methode von Fu und Liou (1992) erreicht. Im thermischen Spektralbereich wird die Parametrisierung von Fu verwendet. Somit ist für die Nettoerwärmungsrate aufgrund der k-Verteilung eine systematische Abweichung von ca.

Methode	Bias(H) / (K/d)		$\sigma(H)$ / (K/d)		Rechenzeit / s	
	solar	therm.	solar	therm.	solar	therm.
Fu	-0.30	-0.07	0.35	0.10	0.30	0.5
Kato 1996	-0.09	-	0.20	-	3.00	-
Kato 2000	-0.11	-	0.20	-	0.75	-
LOWTRAN	-0.02	0.02	0.14	0.07	37.5	80.
<i>line-by-line</i>	-	-	-	-	630.0	1150.

Tabelle 4.1: Die Tabelle zeigt die systematische und mittlere quadratische Abweichung von verschiedenen k-Verteilungen im Vergleich zur exakten *line-by-line* Berechnung.

$\Delta H = -0.13$ K/d und eine Standardabweichung von $\sigma(H) = 0.22$ K/d zu erwarten.²

4.2 Strahlungslöser

Zur Lösung der Strahlungstransfer-Gleichung werden verschiedene numerische Verfahren angewandt. Zur Simulation des ein-dimensionalen Strahlungstransfers sind in libRadtran unter anderem das *2-stream*-Verfahren und das *discrete-ordinate*-Verfahrens (*disort*) implementiert. Bei *2-stream*-Verfahren wird die Strahldichte in eine aufwärts- und eine abwärtsgerichtete Komponente aufgeteilt. Das *disort*-Verfahren erlaubt eine beliebige gerade Anzahl von Winkelintervallen, in denen die Strahldichteverteilung je durch einen *stream* repräsentiert wird. Um die Genauigkeit der verschiedenen Lösungsmethoden zu quantifizieren, wird die Erwärmungsrate mit dem *2-stream*-Verfahren sowie dem *disort* mit 6 und 16 streams simuliert und die systematische und die mittlere quadratische Abweichung $\sigma(H)$ ermittelt, die in Tabelle 4.2 zusammen mit der durchschnittlichen Rechenzeit wiedergegeben werden. Die durch die Lösungsmethode hervorgerufene systematische Abweichung liegt im Bereich von 0.01 K/d und ist somit eine Größenordnung kleiner als die Abweichung, die aufgrund der k-Verteilung verursacht wird. Daher kann zugunsten der Rechenzeit in dieser Arbeit das effiziente *2-stream*-Verfahren verwendet werden, ohne dadurch signifikante Unsicherheiten zu erzeugen.

²Oberhalb von 30 km wird die Absorption im Spektralbereich $\lambda < 200$ nm mit der Höhe zunehmend wichtiger zur Berechnung der Erwärmungsrate, wobei die extraterrestrische Einstrahlung in diesem Bereich stark von der Sonnenaktivität abhängt. Dieser Spektralbereich wird von keiner der hier verwendeten k-Verteilungen berücksichtigt ($\lambda_{min,Kato} = 240$ nm, $\lambda_{min,Fu} = 200$ nm), die im solaren Bereich primär darauf ausgerichtet sind, die Einstrahlung am Boden zu berechnen. Wenn ein Höhenbereich oberhalb von 30 km betrachtet wird, ist es daher sinnvoll, diesen Spektralbereich mithilfe einer separate Rechnung zu ergänzen (Nissen et al., 2007). In größeren Höhen tragen weitere physikalische Prozesse zur Gesamterwärmungsrate bei: ab 50 km Höhe chemischen Reaktionen, insbesondere die Reneutralisierung, und ab 80 km die *Joulesche* Erwärmung, die durch den elektrischen Ladungstransport wie beispielsweise dem ionisierten Partikelstrom des Sonnenwindes im Erdmagnetfeld entsteht. In dieser Studie ist es nicht notwendig, diese Beiträge zur Erwärmungsrate zu berücksichtigen, da sie erst oberhalb des hier betrachteten Höhenbereichs von Bedeutung sind.

Methode	streams	Bias(H) / (K/d)		σ (H) / (K/d)		Rechenzeit / s CPU 2.3 GHz
		solar	therm.	solar	therm.	
<i>2-stream</i>	2	-0.0152	-0.0150	0.0518	0.0761	0.3
<i>disort</i>	6	0.0005	-0.0002	0.0770	0.0037	7.0
<i>disort</i>	16	-	-	-	-	13.0

Tabelle 4.2: Die Rechenzeit einer Strahlungstransfer-Simulation ist abhängig von der gewählten Methode und der Anzahl der Diskretisierungsrichtungen der Strahldichte. Die angegebenen Rechenzeiten sind auf einem Intelprozessor mit 2.3 GHz gemessen worden.

4.3 Wolkenüberlapp

In Abschnitt 3.2.3 wurde beschrieben, dass das Wolkenüberlappschema in ein-dimensionalen Strahlungstransfer-Simulationen verwendet wird, um näherungsweise die bei der jeweiligen horizontalen Auflösung nicht aufgelöste Struktur der Bewölkung berücksichtigen zu können. In diesem Abschnitt wird die Genauigkeit verschiedener Wolkenüberlapp-Schemata bezüglich der Simulation der solaren Erwärmungsrate untersucht. Hierzu werden ein-dimensionale Rechnungen, die die verschiedenen Wolkenüberlappschemata verwenden, mit einer drei-dimensionalen Monte-Carlo-Simulation verglichen, die die Struktur des Wolkenfeldes inklusive des horizontalen Photonentransportes berücksichtigen kann. Als exemplarisches Beispiel wird ein Wolkenfeld aus dem WRF-Modell verwendet, das in Abschnitt 3.3.3 beschrieben wird. Die Szene befindet sich in einer tropischen Region bei Tiwi-Insel nördlich von Darwin, Australien (10° S, 130° W). Simuliert wird die Wetterlage vom 05.02.2006. An diesem Tag wurde die Wolkenbildung des Monsuns weitestgehend unterdrückt. In dieser Simulation werden 64 Hybridlevels verwendet, die eine gestreckte vertikale Auflösung von ca. 10 m in Bodennähe und 700 m in 15 km Höhe haben. Das WRF-Modell wird bei der Erzeugung des Wolkendatensatzes vierfach genestet betrieben. Das zentrale Modellgebiet um Tiwi-Insel hat eine Größe von 330 km x 330 km. Es wird mit einer horizontalen Auflösung von 1.3 km aufgelöst. An den Rändern des äußersten Modellgebiets werden NCEP-Vorhersagen (*National Centers for Environmental Prediction*) verwendet. Die Auflösung im innersten Modellgebiet ist ausreichend, um einen Großteil der Inhomogenität der Wolkenstruktur in einer Modellzelle des ECMWF von 1° wiederzugeben, und somit geeignet, das in der globalen Simulation verwendete, vereinfachende Wolkenüberlappschema zu validieren.

Der Sonnenzenitwinkel in der Simulation ist $\theta_{\odot} = 32^{\circ}$. Die Oberflächenalbedo entspricht der der WRF-Simulation: Die Wasseroberfläche hat eine wellenlängenunabhängige Albedo von 0.08. Die Albedo der Landoberfläche ist meist 0.2. Weiterhin werden die mittleren Profile der Wasserdampfkonzentration aus dem WRF-Ergebnis übernommen. Aerosole werden in dieser Simulation nicht berücksichtigt, da der Fokus bei dieser Untersuchung auf der parametrisierten Darstellung komplexer Wolkenstrukturen liegt. In Abbildung 4.3 ist das durch das WRF-Modell simulierte Wolkenfeld dargestellt. Eine dunkle Schattierung steht für hohen Flüssig- bzw. Eiswassergehalt. In ein bis zwei km Höhe befindet sich eine ausgedehnte Grenzschichtbewölkung. Über Tiwi-Insel befindet sich ein orografisch ausgelöster Cumulonimbus mit einem ausgeprägten Amboss, der praktisch jeden Tag dort auftritt (Beringer et al., 2001; Chemel et al., 2009). Er trägt den Namen *Hector* und wurde in den Kampagnen SCOUT-O3

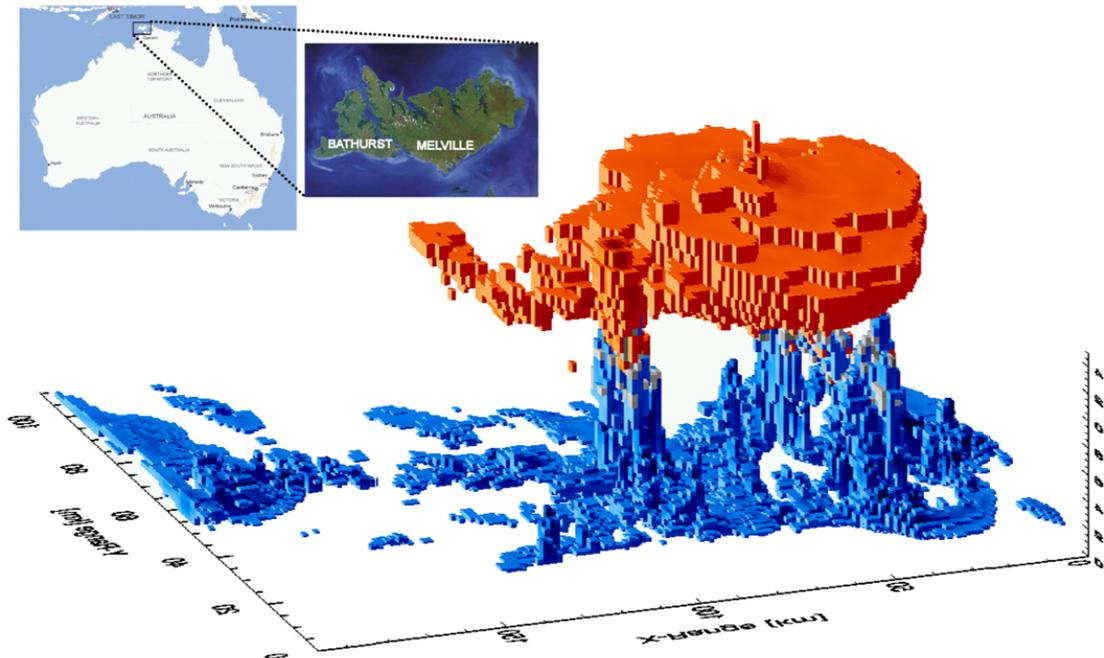


Abbildung 4.3: Vom WRF-Modell simulierte drei-dimensionale Wolkenstruktur von *Hector*, einem täglich wiederkehrenden Konvektionsphänomen über Tiwi-Island im Norden von Australien. Wasserwolken sind in blau, Eiswolken in rot und Wolken mit gemischter Phase in grau dargestellt. Eine dunkle Schattierung steht für hohen Wolkenwassergehalt.

und TWP-ICE, insbesondere auch am 05.02.2006, vermessen (Ferretti und Gentile, 2009).

Die Abbildungen 4.4 a) und b) zeigen den vertikal integrierten Flüssigwasser- und Eiswassergehalt von *Hector* über Tiwi-Island. In den Diagrammen c) und d) ist die direkte und die nach unten gerichtete, diffuse Bestrahlungsstärke am Boden zu sehen. Zirruschirm und Wasserwolken streuen einen großen Teil der Strahlung, so dass die direkte Strahlung unterhalb vermindert, die diffuse hingegen erhöht ist. In den Bereichen der optisch sehr dicken Wasserwolken (beispielsweise im Bereich von $x = 140$ km und $y = 50$ km) ist die Streuung so stark, dass auch die diffuse, nach unten gerichtete Bestrahlungsstärke F_{\downarrow} am Boden ein Minimum aufweist. Abbildung 4.4 e) zeigt die aufwärtsgerichtete Bestrahlungsstärke F_{\uparrow} am Boden. Die Umrisse von Tiwi-Island sind teilweise zu erkennen, da die Albedo der Insel größer als die des umgebenden Wassers ist. Im zentralen Teil der Insel ist die nach unten gerichtete Bestrahlungsstärke aufgrund der Abschattung so gering, dass auch die reflektierte Bestrahlungsstärke klein ist. Im Diagramm f) wird die Erwärmungsrate entlang eines Querschnitts bei $y = 40$ km dargestellt. Innerhalb des Zirruschirms in 17 km bis 22 km werden lokal Erwärmungsraten über 50 K/d erreicht. Unterhalb wird die Erwärmungsrate aufgrund der Abschattung stark reduziert. An der oberen Grenze eines aufsteigenden Wasserwolkenturms bei $x = 125$ km treten Erwärmungsraten von bis zu 40 K/d auf. In den Bereichen abseits der Wolken stellt sich das von der Bewölkung unbeeinflusste Erwärmungsratenprofil innerhalb weniger Kilometer wieder ein, wobei unterhalb des Minimums der solaren Erwärmungsrate hauptsächlich Wasserdampf und darüber hauptsächlich Ozon absorbiert. Die soeben beschriebene Monte-Carlo-Simulation kann die Wolkenstruktur vollständig erfassen, und dient

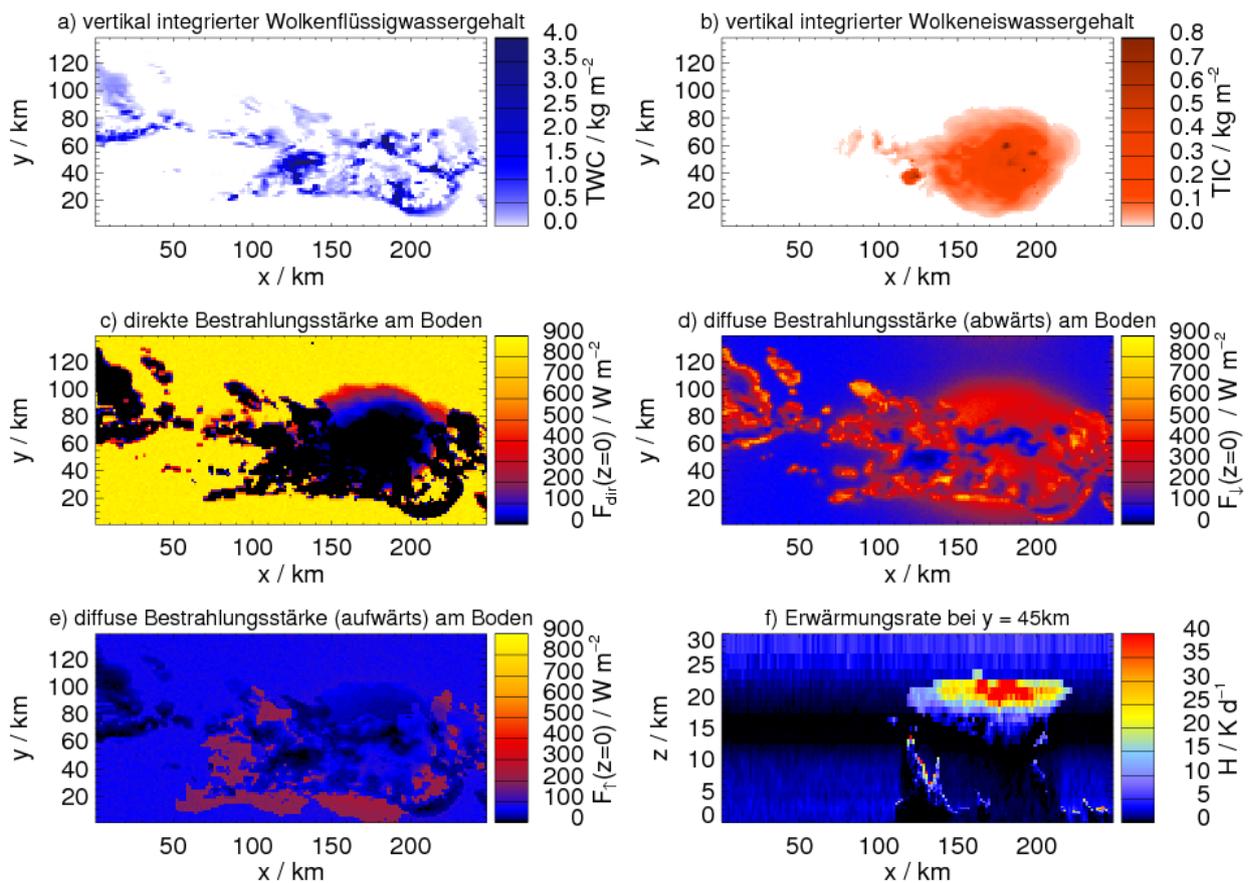


Abbildung 4.4: Die oberen Abbildungen zeigen das Wolkenfeld des konvektiven Systems *Hector* über Tiwi-Inseln, a) den vertikal integrierten Flüssigwasser- und b) den Eiskwassergehalt. In c) und d) werden die nach unten gerichtete direkte bzw. diffuse Bestrahlungsstärke am Boden dargestellt. Abbildung e) zeigt die reflektierte Bestrahlungsstärke am Boden und f) einen Vertikalschnitt der Erwärmungsrate bei $y = 45$ km.

daher als Referenz für die im Folgenden untersuchten Wolkenüberlapp-Schemata.

Das drei-dimensionale Wolkenfeld aus Abbildung 4.3 wird für die ein-dimensionalen Simulationen zu Profilen des Wolkenflüssigwassergehalts $CLWC$, des Wolkeneiskwassergehalts $CIWC$ (*cloud liquid/ice water content*) und des Bedeckungsgrades CC (*cloud cover*) reduziert, siehe Abbildung 4.5 a) und b). Der mittlere Flüssigwasser- bzw. Eiskwassergehalt wird durch arithmetische Mittelung über jeweils eine Modellschicht bestimmt. Der Bedeckungsgrad in einer Modellschicht wird an dieser Stelle definiert als Verhältnis von Gitterboxen, die Wolkenwasser enthalten, zu der Gesamtzahl von Gitterboxen. Der gemittelte Effektivradius eines Levels wird nach folgendem Zusammenhang ermittelt:

$$\frac{CWC}{\bar{r}_{\text{eff}}} = \sum_i \frac{CWC_i}{r_{\text{eff},i}}, \quad (4.1)$$

der direkt aus der Definition des Effektivradius, siehe Gleichung (2.20), abgeleitet werden kann.

In Abbildung 4.5 c) und d) werden die mit den verschiedenen Methoden simulierten, solaren

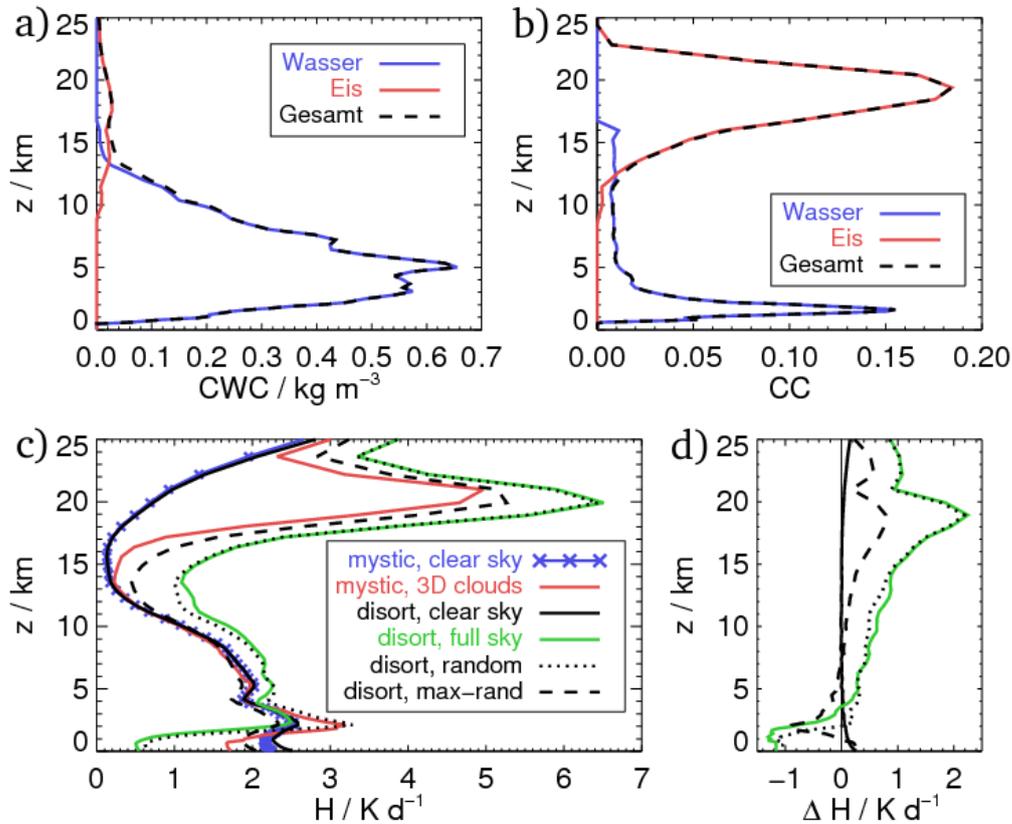


Abbildung 4.5: Abbildungen a) zeigt das mittlere Profil des Wolkenflüssigwasser- und Wolkeneiswassergerhalt, Abbildung b) zeigt das Profil des Bedeckungsgrades des Wolkenfeldes aus Abbildung 4.3. In Abbildung c) werden die Erwärmungsraten mit und ohne Berücksichtigung der Wolken gezeigt. Die Monte-Carlo-Modell Mystic (blau) kann die Struktur des Wolkenfeldes exakt berücksichtigen, die mithilfe der Überlappschemata durchgeführten ein-dimensionalen *disort*-Simulationen (schwarz gepunktet und gestrichelt) können die Wolkenstruktur nur näherungsweise darstellen. Abbildung d) zeigt die Differenz der *disort*-Simulationen zu der exakten Monte-Carlo-Simulation.

Erwärmungsratenprofile des unbewölkten und des bewölkten Simulationsgebiets miteinander verglichen. Die Erwärmungsraten stimmen für den unbewölkten Fall mit einer Genauigkeit von besser als 0.2 K/d zwischen der Monte-Carlo- und der *disort*-Simulation überein.

Bei bewölktem Himmel kann die Monte-Carlo-Simulation (blau) exakt die drei-dimensionale Struktur der Wolken berücksichtigen. In den oberen Bereichen der Wolke wird im Vergleich zum wolkenlosen Fall zusätzlich Strahlung absorbiert, zum einen durch die Absorption der Wolke selbst, zum anderen durch die Verlängerung des optischen Weges durch Streuung. Daher ist die Erwärmungsrate bei der Monte-Carlo-Simulation (rot) im Bereich von 14 km bis 24 km durch den Effekt des Amboss bis zu 5.0 K/d groß. Der Effekt hoher Eiswolken auf die Erwärmungsrate ist generell beachtenswert groß, insbesondere, wenn der im Vergleich zum Flüssigwassergehalt der Grenzschicht geringe Eiswassergehalt von 0.04 kg/m^{-3} betrachtet wird. Die Grenzschichtbewölkung erhöht die Erwärmungsrate von 2.5 K/d auf 3.2 K/d in einer Höhe von 2 km . Aufgrund der hohen optischen Dicke der einzelnen Wolken in dieser Höhenregion hat auch der Bedeckungsgrad einen großen Einfluss auf die Erwärmungsrate.

Unterhalb von 1 km ist die Abschattung durch höherliegende Wolken so groß, dass die solare Erwärmungsrate durch den Effekt der Bewölkung verringert wird.

Neben der Monte-Carlo-Rechnung sind in Abbildung 4.5 c) die Ergebnisse von Simulationen dargestellt, die das zufällige oder maximal-zufällige Wolkenüberlappschema verwenden, sowie einer Simulation, bei der das Wolkenwasser horizontal homogen verteilt ist (bei vollständig bewölktem Himmel). Letztere Methode wird im Allgemeinen verwendet, wenn keine Information über den partiellen Bedeckungsgrad der Modellschichten zur Verfügung steht. Im Folgenden werden die Abweichungen gegenüber dem Ergebnis der vollständigen Monte-Carlo-Simulation diskutiert.

Als erstes wird der einfachste Fall des horizontal homogen verteilten Wolkenwassers betrachtet, siehe Abbildung 4.5 c) (grüne Linie). Der Amboss in 14 km bis 24 km ist optisch dünn. Daher wird die Transmission wenig durch das Wolkenüberlappschema beeinflusst. Die im Vergleich zur Monte-Carlo-Simulation um 2 K/d zu hohe Erwärmungsrate ist vorrangig auf die erhöhte Reflektivität in den unterhalb liegenden Modellflächen zurückzuführen. Unter Berücksichtigung der realen Wolkenstruktur ist der Bedeckungsgrad im Bereich von 5 km bis 13 km mit 2 % sehr klein. Der Amboss sowie der obere Teil der räumlich eng begrenzten Aufwindbereiche schatten daher den unteren Teil ab. Dieser Überlapp kann nicht erfasst werden, wenn das Wolkenwasser des Aufwindbereichs homogen auf die Modellschichten verteilt ist. Somit ist ein größerer Anteil der Wolken im Aufwindbereich der direkten Bestrahlung ausgesetzt. Als Folge werden die Volumenabsorptionsrate und somit auch die Erwärmungsrate erhöht. Gleichzeitig wird auch ein höherer Anteil der Strahlung reflektiert, wodurch die Erwärmungsrate oberhalb des Aufwindbereichs größer wird, insbesondere im Bereich des Amboss. Die Transmission der homogenen Wolkenschicht hingegen ist niedriger als die der drei-dimensionalen Cumulonimbusstruktur, bei der ein großer Teil der mittleren Modellflächen nicht bewölkt ist. Daher nimmt die Abschattung durch die Bewölkung mit abnehmender Höhe stärker zu als bei der Monte-Carlo-Simulation. Unterhalb von 3 km nimmt der Wolkenwassergehalt und somit auch die Reflexion an der Bewölkung stark ab. Daher dominiert bei homogener Bewölkung der Effekt der höheren Abschattung durch oberhalb liegende Bewölkung, da der Effekt einer verstärkten Reflexion an unterhalb liegenden Wolken in dieser Höhe nicht mehr zum Tragen kommt. Die Erwärmungsrate ist daher bei homogener Verteilung unterhalb von 3 km deutlich niedriger als bei der drei-dimensionalen Simulation.

Im Folgenden wird der Einfluss des zufälligen und maximal-zufälligen Wolkenüberlappschemas auf die Erwärmungsrate im Vergleich zur horizontal homogenen und drei-dimensionalen Simulation diskutiert. Der zufällige Wolkenüberlapp kann die hohe vertikale Korrelation des Aufwindbereiches nicht adäquat darstellen. Bei einer zufälliger Verteilung der Bewölkung des Aufwindbereichs auf die gesamte Modellschicht wird im Vergleich zur drei-dimensionalen Rechnung eine wesentlich größere Wolkenfläche der direkten Bestrahlung ausgesetzt. Somit wird ähnlich wie horizontal homogenen Fall die Erwärmungsrate im Aufwindbereich und im Bereich des Amboss überschätzt. Die Grenzschichtbewölkung befindet sich zu einem großen Teil nicht unterhalb vom Amboss und vom Aufwindbereich, siehe Abbildung 4.3. Mit dem maximal-zufälligen Wolkenüberlapp kann daher das Maximum der Erwärmungsrate in 2 km Höhe gut erfasst werden. Unterhalb von 2 km ist die Abschattung der höheren Levels zu hoch und somit die Erwärmungsrate im Vergleich zur Monte-Carlo-Simulation kleiner.

Bei der Annahme des maximalen Wolkenüberlapps werden alle bedeckten Teilsäulen untereinander angeordnet. Beim maximal-zufälligen Wolkenüberlapp werden hingegen nur zusammenhängende Wolkenschichten maximal überlappt. Ist mindestens eine Modellschicht unbewölkt, so wird die nächste Wolkenschicht zufällig gegenüber der ersten angeordnet. In diesem exemplarischen Wolkenfeld existiert keine vollständig wolkenfreie Modellschicht, wenn über das gesamte Modellgebiet horizontal gemittelt wird. Daher sind für den hier betrachteten Fall maximaler und maximal-zufälliger Wolkenüberlapp identisch. Der schmale Aufwindbereich kann durch die maximale Überlappung wesentlich besser erfasst werden als bei einer zufälligen Anordnung. Somit ist die Abweichung der Erwärmungsrate gegenüber der Monte-Carlo-Rechnung in diesem Höhenbereich geringer als bei zufälliger Überlappung. Auch die reflektierte Strahlung ist bei maximaler Überlappung geringer als bei zufälliger. Daher kann auch die Abweichung gegenüber der Monte-Carlo-Rechnung in 19 km von 2 K/d auf 0.8 K/d verkleinert werden. Die Lage der Grenzschichtbewölkung wird ungenauer durch den maximalen als durch den zufälligen Wolkenüberlapp dargestellt. Daher ist das Maximum der Erwärmungsrate in 2 km um 0.8 K/d zu gering.

Dieses Kapitel zeigt, dass mithilfe von Wolkenüberlappschemata, insbesondere des maximalen und maximal-zufälligen Überlapps, eine deutliche Verbesserung der parametrisierten Repräsentation der Wolkenstruktur im Vergleich zu einer horizontal homogen verteilten Bewölkung erreicht wird. Durch Verwendung des maximal-zufälligen Überlapps kann in Kapitel 5 eine verbesserte Genauigkeit bei der Simulation der Erwärmungsrate erreicht werden.³ Weiterhin ist die Verwendung des maximal-zufälligen Überlapps wünschenswert, da mit diesem auch der in dieser Arbeit verwendete Atmosphären- und Bewölkungszustand berechnet wurde. Das Überlappschema beeinflusst die Bilanzen der Bestrahlungsstärke am Oberrand der Atmosphäre um 3 W/m^2 bis 8 W/m^2 (Morcrette und Jakob, 2000). Durch eine konsistente Verwendung des gleichen Überlappschemas wird angestrebt, die Bilanzen der Bestrahlungsstärke am Oberrand der Atmosphäre und am Boden möglichst vergleichbar zu reproduzieren. Dies wird im folgenden Abschnitt untersucht.

4.4 Modellvergleich mit dem ECMWF

Das Strahlungstransfermodell libRadtran wird kontinuierlich weiterentwickelt und validiert, indem es mit Messungen (Mayer et al., 1997, 1998; Thorseth et al., 2000; De Backer et al., 2001; Kylling und Mayer, 2001; Nunez et al., 2002; Bais et al., 2003; Meloni et al., 2003a,b; Shetter et al., 2003; Mayer et al., 2004b; Kylling et al., 2005; Reinart et al., 2006; Wuttke und Seckmeyer, 2006; Emde und Mayer, 2007; Lohmann et al., 2007; Schmidt et al., 2007; Bernhard et al., 2008; Blumthaler et al., 2008; Seckmeyer et al., 2008) und mit anderen Modellen (Mayer, 1999; Koepke et al., 1998; Mayer, 2000; Van Weele et al., 2000; Bais et al., 2003; Shetter et al., 2003; Hofzumahaus et al., 2004; Cahalan et al., 2005; Hendrick et al., 2006; Nissen et al., 2007; Wagner et al., 2007) verglichen wird. Weiterhin sind in libRadtran verschiedene Methoden zur Lösung der Strahlungstransfergleichung implementiert. Diese wurden auch im

³Eine systematische Untersuchung der Genauigkeit des Wolkenüberlappschemas mit einer großen Anzahl von Wolkenfeldern, die unterschiedliche synoptische Regime repräsentieren, sowie eine Ausdehnung der Untersuchung auf den thermischen Spektralbereich wäre wünschenswert. Für den thermischen Bereich werden aufgrund der diffusen Richtungsverteilung der Strahldichte kleinere Effekte als im solaren Bereich erwartet.

Vergleich zueinander verifiziert (Hofzumahaus et al., 2004; Mayer und Kylling, 2005). Insgesamt gibt es inzwischen über 140 begutachtete (*peer-reviewed*) Veröffentlichungen, in denen libRadtran verwendet wird.⁴ Somit ist es an dieser Stelle ausreichend, die innerhalb dieser Arbeit durchgeführten Erweiterungen zu validieren. In diesem Abschnitt wird die Schnittstelle für die vom ECMWF simulierten Spurengaskonzentrationen und Wolkenprofile verifiziert, indem die durch libRadtran simulierten Bilanzen der Bestrahlungsstärke mit Ergebnissen des ECMWF verglichen werden. Die vom ECMWF simulierte Bilanz der Bestrahlungsstärke wiederum wurde ausgiebig gegen unabhängige Informationsquellen validiert (Wild et al., 1998; Slingo et al., 1998; Morcrette, 2002a,b; Allan et al., 2004; Morcrette et al., 2008).

Im operationellen Archiv des ECMWF werden folgenden Bilanzen von solaren und thermischen Bestrahlungsstärken archiviert⁵:

- TTRC *top thermal radiation, clear sky*
- STRC *surface thermal radiation, clear sky*
- TTR *top thermal radiation, cloudy sky*
- STR *surface thermal radiation, cloudy sky*
- STRD *surface thermal radiation, cloudy sky, downward*
- TSRC *top solar radiation, clear sky*
- SSRC *surface solar radiation, clear sky*
- TSR *top solar radiation, cloudy sky*
- SSR *surface solar radiation, cloudy sky*
- SSRD *surface solar radiation, cloudy sky, downward*

Angegeben wird das zeitliche Integral der Bestrahlungsstärke in J/m^2 über ein Zeitintervall von drei Stunden. Bei allen weiteren physikalischen Größen, wie Spurengasprofilen, werden alle drei Stunden die momentanen Werte archiviert. Der Zeitschritt, mit dem das IFS betrieben wird, ist 15 Minuten. Die Simulation der Strahlung ist sehr rechenzeitaufwendig, und wird daher nur einmal pro Stunde durchgeführt. Bei den folgenden Zeitschritten werden die Strahlungsgrößen nur angepasst. Das drei-stündige archivierte zeitliche Integral der Bestrahlungsstärke ist folglich von drei Strahlungstransfer-Simulationen und den interpolierten Zeitschritten abhängig.

Die Simulationen mithilfe von libRadtran werden so durchgeführt, dass sie weitestgehend vergleichbar mit den vom ECMWF simulierten Bestrahlungsstärken sind. Sie basieren, wie in Abschnitt 3.3 beschrieben, auf dem vom ECMWF archivierten Zustand der Atmosphäre und der Bewölkung. Daher werden die gleichen Profile von Druck, Temperatur, Wasserdampf, Wolkenflüssigwasser, Wolkeneiswasser und Bedeckungsgrad verwendet. Weiterhin wird auch das gleiche maximum-zufällige Überlappschema genutzt. Der Vergleich der Simulationsergebnisse wird für den 01. Oktober 2006 durchgeführt. Abbildung 4.6 zeigt den Flüssigwasser- und den Eiswasserweg, den Gesamtbedeckungsgrad und die Oberflächenalbedo für den Zeitraum zwischen 06:00 UTC und 09:00 UTC. Alle im Folgenden dargestellten Abbildungen stellen das Mittel über diesen Zeitraum dar.

Aufgrund der zur Verfügung stehenden Datenbasis sowie der verschiedenen bei den Strahlungstransfer-Simulationen angewandten Methoden sind die Ergebnisse der Simulationen vom

⁴Stand 2009

⁵Erwärmungsraten werden zwar im operationellen Betrieb berechnet, aber nicht archiviert.

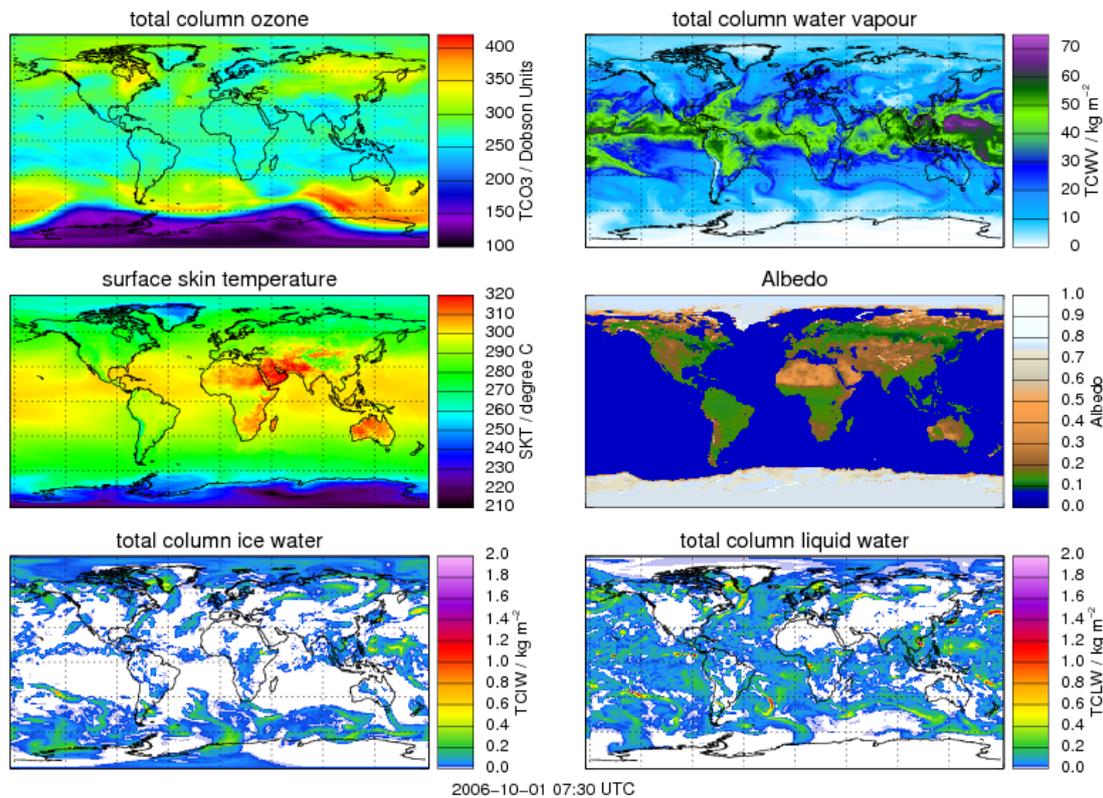


Abbildung 4.6: Die Abbildung zeigt den durch das IFS vorhergesagte Ozon- und Wassersäule, die Oberflächentemperatur, die solare Albedo, den Flüssigwasser- und den Eiswasserweg für den 01. Oktober 2006 im Mittel zwischen 06:00 UTC und 09:00 UTC an.

ECMWF und von libRadtran weitestgehend vergleichbar. Folgende Unterschiede der Simulationsmethoden⁶ jedoch zu berücksichtigen:

- Die vom ECMWF archivierten Bilanzen der Bestrahlungsstärke sind zeitliche Integrale über drei Stunden, die auf mehreren Strahlungstransferrechnungen basieren. Der momentane Zustand der Atmosphäre und der Bewölkung, die bei der libRadtran-Simulation verwendet werden, werden jedoch nur alle drei Stunden archiviert. Das vom ECMWF archivierte zeitliche Integral wird durch das arithmetische Mittel der Simulationsergebnisse von libRadtran zu Beginn und zum Ende des Archivierungszeitschritts angenähert. Bei solaren Simulationen wird weiterhin die zeitliche Änderung des Sonnenzenitwinkels durch einen effektiv gemittelten Sonnenzenitwinkel berücksichtigt, siehe Abschnitt 3.2.2.
- Es werden unterschiedliche Parametrisierungen der k-Verteilung im ECMWF und libRadtran verwendet. Nach der k-Verteilung des ECMWF wird der solare Spektralbereich in 6 Bänder aufgeteilt, der thermische Spektralbereich (Mlawer et al., 1997) in 16 Bänder mit insgesamt 140 Quadraturpunkten. Bei den mithilfe von libRadtran durchgeführten Simulationen wird der solare Bereich in 32 (Kato et al., 1999) und der thermische in 13 Bänder (Fu und Liou, 1992) aufgeteilt, siehe Abschnitt 4.1. Die von libRadtran verwendeten k-Verteilungen haben mehr Bänder und sind genauer als die des ECMWF.

⁶Die Beschreibung des IFS ist an dieser Stelle folgende der Version 31r1 (Internetseite des ECMWF, 2006).

- Das ECMWF und libRadtran verwenden unterschiedliche numerische Methoden, um die Strahlungstransfergleichung zu lösen. Das Strahlungsmodell des ECMWF berücksichtigt Mehrfachreflexion zwischen verschiedenen Modellschichten im solaren Bereich nur näherungsweise. Aufgrund dieser Näherung können die nach unten gerichtete Bestrahlungsstärke vom oberen Ende der Atmosphäre und die nach oben gerichtete Bestrahlungsstärke von Boden aus startend direkt berechnet werden, ohne ein lineares Gleichungssystem lösen zu müssen, wie es bei dem *disort*- und *2-stream*-Verfahren der Fall ist. Im thermischen Spektralbereich wird im IFS keine Streuung berücksichtigt. Daher kann die thermische Bestrahlungsstärke direkt vom Bodenlevel aus startend berechnet werden. Diese beiden Lösungsverfahren machen die Strahlungstransfer-Simulation des ECMWF sehr rechenzeiteffizient. Bei den mithilfe von libRadtran durchgeführten Simulationen wird sowohl im solaren als auch im thermischen Spektralbereich das *2-stream*-Verfahren verwendet, welches mit guter Genauigkeit Mehrfachstreuungen berücksichtigt, siehe Abschnitte 3.1.1 und 4.2.
- Das ECMWF benutzt eine Aerosol-Klimatologie, die von dem geographischen Ort und dem Monat abhängig ist. In libRadtran hingegen wird ein Standard-Aerosolprofil angenommen, das keine Abhängigkeit von der Zeit oder vom geographischen Ort hat.
- Das ECMWF und libRadtran verwenden unterschiedliche optischen Eigenschaften des Bodens. Das Strahlungsmodell des ECMWF berücksichtigt im solaren Wellenlängenbereich eine spektrale Oberflächenalbedo, die der verwendeten k -Verteilung angepasst ist. Weiterhin unterscheidet sich die Albedo für direkte und diffuse Strahlung. Die Albedo wurde in dem untersuchten Zeitraum nicht in der im IFS verwendeten Form archiviert sondern als Breitbandalbedo, die für die mit libRadtran durchgeführten Simulationen verwendet wird, siehe Abschnitt 3.3.1. Die Emissivität wird im IFS nach der Untergrundart und der Bodenfeuchtigkeit berechnet. Dabei wird zwischen dem thermischen Fenster von 800 cm^{-1} bis 1250 cm^{-1} und dem sonstigen thermischen Spektralbereich unterschieden. Die Emissivität wird nicht im operationellen Archiv gespeichert. Daher wird für die Simulationen mit libRadtran ein aus MODIS-Daten abgeleiteter Datensatz (Wilber et al., 1999) genutzt, um die geographischen Variationen der Emissivität berücksichtigen zu können, siehe Abschnitt 3.3.2.

4.4.1 Die Bilanz der Bestrahlungsstärke bei wolkenlosem Himmel

Abbildung 4.7 zeigt in (a) die Bilanz der thermischen Bestrahlungsstärke am Oberrand der Atmosphäre $TTRC$ und in (c) an der Erdoberfläche $STRC$ (unten) bei wolkenlosem Himmel. In Abbildung 4.7 (b) wird die Differenz der Bilanzen ($TTRC - STRC$) dargestellt, die gleich der Bilanz der Bestrahlungsstärke der Atmosphäre ist. Positive Werte zeigen an, dass dem betrachteten System - Erde mit Atmosphäre, der Atmosphäre bzw. der Erde - Energie zugeführt wird.

Die Bilanz der thermischen Bestrahlungsstärke am Boden, siehe Abbildung 4.7 (c), ist die aus der Atmosphäre empfangene Bestrahlungsstärke abzüglich der vom Boden emittierten Bestrahlungsstärke. In der Simulation von libRadtran ist erkennbar, dass in den Regionen, in denen der Boden besonders warm ist, siehe Abbildung 4.6, viel emittiert wird, und somit die thermische Bilanz der Bestrahlungsstärke bei -180 W/m^2 liegt. Im Gegensatz dazu liegt

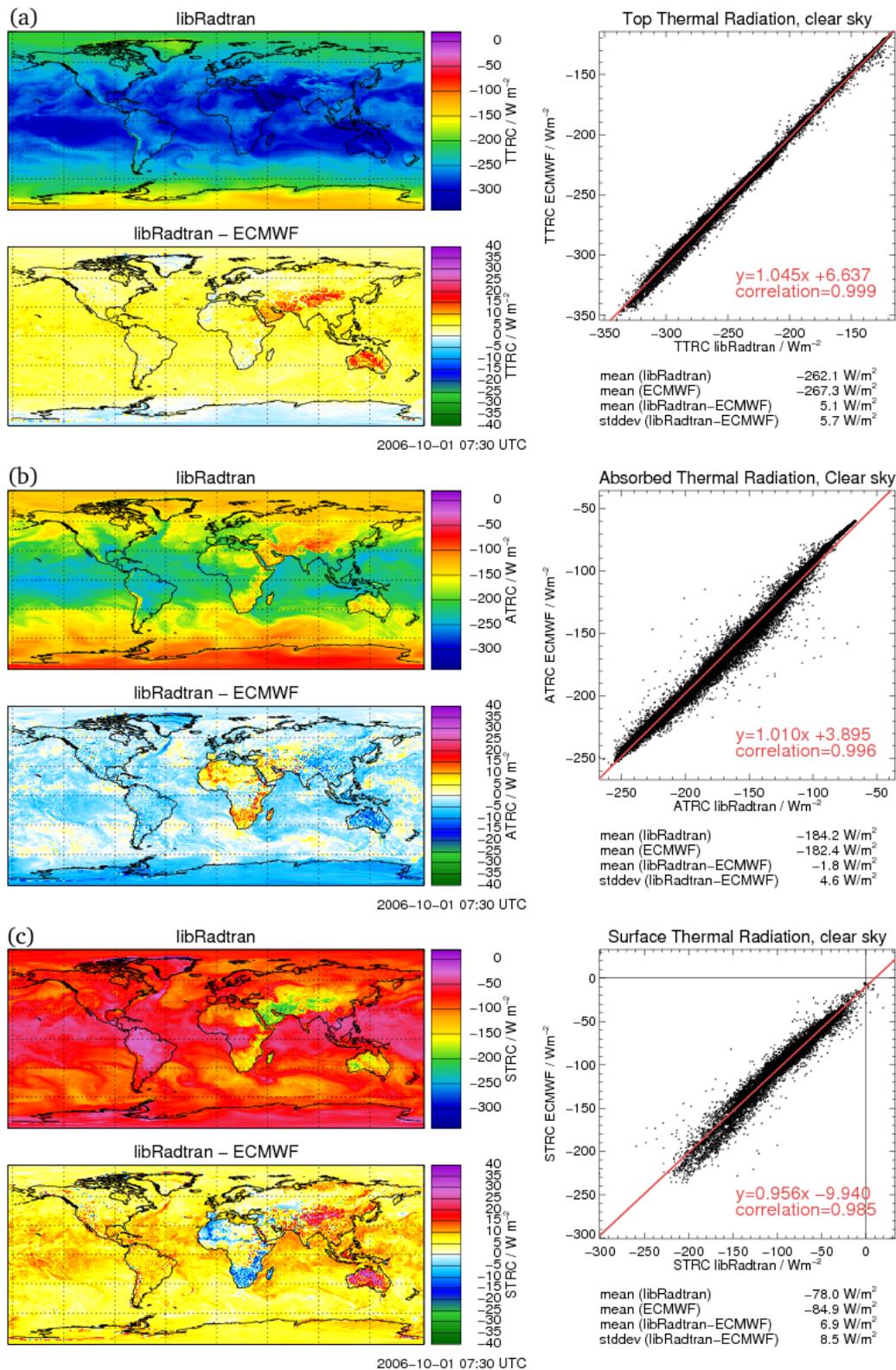


Abbildung 4.7: Die Bilanz der thermischen Bestrahlungsstärke am Oberrand der Atmosphäre (a), der Atmosphäre (b) und des Erdbodens (c). Es wird jeweils in (a), (b) und (c) die von libRadtran simulierte Bilanz oben links gezeigt, die Differenz zwischen libRadtran und ECMWF unten links und ein Streudiagramm rechts. Positive Zahlen bedeuten, dass dem System Energie zugeführt wird. Gezeigt wird jeweils die Simulation mit libRadtran, die Differenz zu dem Ergebnis des ECMWF und ein Korrelationsdiagramm.

die thermische Bilanz in Regionen mit einem hohen Wasserdampfgehalt, insbesondere im Bereich der oberen Troposphäre wie im tropischen Südamerika, bei Werten um -30 W/m^2 , da die von der Atmosphäre zum Erdboden emittierte Bestrahlungsstärke nahezu so groß ist wie die vom Erdboden emittierte. Die Korrelation zwischen den Simulationsergebnissen von libRadtran und von dem ECMWF ist mit 0.985 sehr hoch, die systematische Differenz der Bilanz der Bestrahlungsstärke beträgt 6.9 W/m^2 . Wird die geographische Verteilung der Differenz betrachtet, so können einige Hinweise auf die Ursachen der Differenz gesammelt werden. In den mittleren und hohen Breiten liegt die Bilanz bei der Simulation von libRadtran um 5 W/m^2 höher als beim ECMWF. In den Tropen jenseits der ITCZ liegt die Differenz bei 10 W/m^2 . Ein möglicher Grund kann eine höhere Emission des Wasserdampfs in der Atmosphäre sein, die die nach unten gerichtete thermische Bestrahlungsstärke am Boden erhöht. Des Weiteren kommt es zu negativen Abweichungen von 10 W/m^2 bis 15 W/m^2 im Bereich von Afrika und zu positiven Abweichungen im Bereich von Indien und Australien. Dies ist mit hoher Wahrscheinlichkeit auf die unterschiedliche zeitliche Auflösung der Simulationen zurückzuführen. Im Zeitraum von 06:00 UTC bis 09:00 UTC geht in Afrika die Sonne auf, und die Oberfläche in dieser Region erwärmt sich. Die Durchschnittstemperatur mit einer hohen zeitlichen Auflösung liegt unterhalb des arithmetischen Mittel von 06:00 UTC und 09:00 UTC, was von libRadtran verwendet wird. Daher ist die Emission im Ergebnis von libRadtran höher als in dem vom ECMWF. In Indien und Australien verhält es sich umgekehrt.

Die Bilanz der thermischen Bestrahlungsstärke der Atmosphäre, siehe Abbildung 4.7 (b), wird unter anderem bestimmt durch die Profile der Temperatur und der Konzentration der relevanten Spurengase. Insbesondere in den warmen und feuchten Tropen ist die Bilanz mit Werten um -200 W/m^2 bis -250 W/m^2 stark negativ. In der kalten, trockenen Region der Antarktis liegt sie hingegen bei ca. -10 W/m^2 . Die Bilanz der Atmosphäre ist bei der Simulation von libRadtran in den Tropen um etwa 4 W/m^2 kleiner als im ECMWF, in den mittleren Breiten tendenziell um Null, und in kalten Regionen wie Antarktis und Grönland um ca. 8 W/m^2 kleiner als das ECMWF-Ergebnis. Da die Muster der Abweichung ähnlich denen in der unteren Abbildung sind, liegt der Schluss nahe, dass die Emission der bodennahen Schichten zum Erdboden etwas höher ist im Vergleich zum ECMWF. Eine Ursache könnte die Verwendung unterschiedlicher k -Verteilungen sein. Die sichtbaren Abweichungen der Bilanz am Erdboden zwischen den Modellen über dem afrikanischen Kontinent finden sich mit umgekehrten Vorzeichen in der Abweichung der Bilanz der Atmosphäre wieder. Dies bedeutet, dass die in libRadtran aufgrund der höheren Oberflächentemperatur größere Emission des Erdbodens zu einer erhöhten Absorption in der Atmosphäre führt.

Abbildung 4.7 (a) zeigt die Bilanz der thermischen Bestrahlungsstärke am Oberrand der Atmosphäre. In den Tropen und Subtropen ist die Bilanz mit -250 W/m^2 bis -330 W/m^2 am niedrigsten. Im Bereich der ITCZ liegt die Ausstrahlung aufgrund der hochreichenden Konvektion und somit einer hohen Wasserdampfkonzentration in der oberen Troposphäre bei ca. -250 W/m^2 . In den Subtropen ist die emittierte Bestrahlungsstärke aufgrund der hohen Bodentemperatur und der niedrigen Wasserdampfkonzentration am höchsten, insbesondere im Raum der arabischen Halbinsel, die während der simulierten Zeitspanne eine hohe Bodentemperatur hat. In der kalten Region der Antarktis ist die thermische Emission geringer. Die Bilanz liegt bei Werten um -120 W/m^2 bis -160 W/m^2 . Im Vergleich zum ECMWF ist die von libRadtran simulierte Bilanz in den meisten Regionen um ca. 5 W/m^2 höher. Mögliche Ur-

sachen sind, dass libRadtran einen kleineren Treibhauseffekt oder eine höhere Emission der Erdoberfläche simuliert. Insbesondere der erste Grund scheint wahrscheinlich, da die Bilanz der Atmosphäre nach libRadtran geringer ist als die des ECMWF. Die um 15 W/m^2 höhere Bilanz im Gebiet der Mongolei und Australiens ist auf die höhere Emission des Erdbodens zurückzuführen. In der Antarktis und über Grönland ist die von libRadtran simulierte Bilanz am Oberrand der Atmosphäre um bis zu 7 W/m^2 kleiner als die des ECMWF. Dies ist ein Indiz dafür, dass die Absorption von Wasserdampf in den verschiedenen Modellen unterschiedlich dargestellt wird, da die Atmosphäre der kältesten und somit wasserdampffärmsten Regionen in den Modellen ein unterschiedliches Absorptionsverhalten zeigt. Die Bilanz am Oberrand der Atmosphäre unterscheidet sich im Durchschnitt um 5.1 W/m^2 . Der Korrelationskoeffizient zwischen den Ergebnissen von libRadtran und ECMWF liegt bei 0.999.

Die Abbildung 4.8 zeigt die von libRadtran simulierten Bilanzen der solaren Bestrahlungsstärke (a) am Oberrand der Atmosphäre, (b) der Atmosphäre und (c) am Erdboden, sowie den Vergleich zu der Simulation des ECMWF. Alle Bilanzen der solaren Bestrahlungsstärke werden in erster Linie durch den Sonnenzenitwinkel bestimmt.

Abbildung 4.8 (a) oben links zeigt die höchste solare Bilanz am Oberrand der Atmosphäre. Sie ist im Bereich des Indischen Ozeans am größten, wo die Zeit von 06:00 UTC bis 09:00 UTC nahe dem lokalen Mittag ist. Somit ist der Sonnenzenitwinkel in dieser Region am kleinsten und die direkte, solare Bestrahlungsstärke $F_{\odot} \cos(\theta_{\odot})$ am höchsten. Negativ trägt die reflektierte, nach oben gerichtete Bestrahlungsstärke zur Bilanz bei. Insbesondere ist deutlich zu erkennen, dass die Schelfeiskante der Antarktis eine wesentlich höhere Albedo als der Ozean hat und somit die Bilanz der solaren Bestrahlungsstärke niedriger ist. Die Korrelation zwischen dem Ergebnis von libRadtran und ECMWF ist mit 0.999 sehr hoch. Insgesamt ist die von libRadtran simulierte Bilanz um 8.5 W/m^2 niedriger als die des ECMWF. Insbesondere im Gebiet der Antarktis, dem nördlichen Afrika und dem tropischen indischen Ozean ist die reflektierte Bestrahlungsstärke kleiner als die des ECMWF. Durch die Bilanz am Oberrand der Atmosphäre kann noch nicht darauf geschlossen werden, ob diese Abweichung an den optischen Eigenschaften der Atmosphäre oder des Erdbodens liegt.

Um dies zu unterscheiden, wird die Bilanz der Atmosphäre betrachtet, siehe Abbildung 4.8 (b). Die Größenordnung wird, wie auch bei der Bilanz am Oberrand der Atmosphäre, in erster Linie durch den Sonnenzenitwinkel bestimmt. Weiterhin beeinflussen die absorbierenden und streuenden Eigenschaften der Atmosphäre und der Erdoberfläche die Bilanz. Die Korrelation zwischen libRadtran und ECMWF ist mit 0.992 hoch. Im Mittel simuliert libRadtran eine um 12.9 W/m^2 niedrigere Absorption in der Atmosphäre als das ECMWF. Die größten Abweichungen treten über Land in der Nähe des lokalen Mittags auf, in diesem Fall über Australien, dem afrikanischen und dem asiatischen Kontinent. Die wahrscheinlichste Ursache für diese Abweichung sind die unterschiedlichen Aerosoldatensätze. Die vom ECMWF verwendete Aerosolklimatologie spiegelt den höheren Aerosolgehalt über Landflächen wider. Somit ist auch die Bilanz der solaren Bestrahlungsstärke der Atmosphäre höher als über dem Ozean. Die Simulation von libRadtran, die an jedem Ort die gleiche Aerosol-optische Dicke annimmt, kann diese Variation nicht wiedergeben.

Die Bilanz der solaren Bestrahlungsstärke am Boden, siehe Abbildung 4.8 (c), wird durch die nach unten gerichtete Bestrahlungsstärke und die Oberflächenalbedo bestimmt. Die geographischen Strukturen sind sehr ähnlich der Bilanz am Oberrand der Atmosphäre, insbesondere

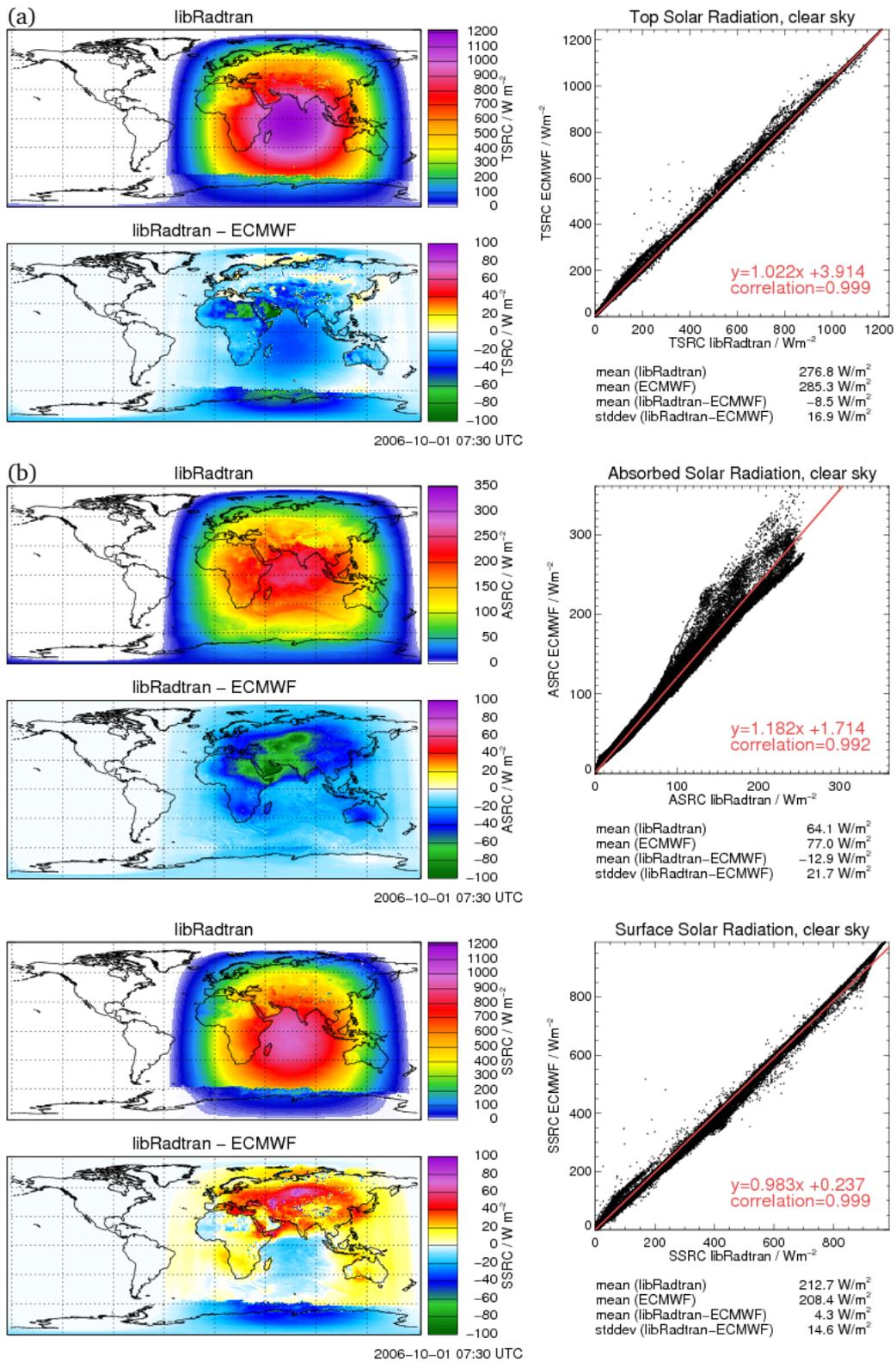


Abbildung 4.8: Die Bilanz der solaren Bestrahlungsstärke (a) am Oberrand der Atmosphäre, (b) der Atmosphäre und (c) des Erdbodens. Positive Zahlen bedeuten, dass dem System Energie zugeführt wird. Gezeigt wird jeweils das Simulationsergebnis von libRadtran, die Differenz zu dem Ergebnis des ECMWF und ein Korrelationsdiagramm.

auch die Abweichung aufgrund der hohen Albedo in der Antarktis. Die Korrelation zwischen den Ergebnissen ist mit 0.999 sehr hoch. Die von libRadtran simulierte Bilanz ist in der Antarktis ca. 10 W/m^2 bis 30 W/m^2 kleiner. Aufgrund des scharfen Überganges an der Eiskante ist davon auszugehen, dass die unterschiedliche Simulation der Oberflächenalbedo für die Abweichung verantwortlich ist. Auch im zentralen Indischen Ozean simuliert libRadtran eine höhere reflektierte Bestrahlungsstärke. Ein möglicher Grund für diese Abweichung ist, dass das ECMWF eine unterschiedliche Albedo für den direkten und gestreuten Anteil der Bestrahlungsstärke berücksichtigt, was in der Simulation von libRadtran nicht nachgebildet werden kann. Bei niedrigem Sonnenstand ist die von libRadtran simulierte Bilanz am Erdboden höher als die des ECMWF, insbesondere über Europa und Asien. Die geographische Verteilung entspricht der negativen Abweichung der Bilanz der Atmosphäre. Der Grund der Abweichung ist wahrscheinlich die höhere Transmission der Atmosphäre aufgrund eines niedrigeren Aerosolgehalts und damit eine höhere nach unten gerichtete Bestrahlungsstärke in Bodenniveau.

4.4.2 Die Bilanz der Bestrahlungsstärke bei bewölktem Himmel

In diesem Abschnitt wird der Effekt der Bewölkung auf die Bilanzen der solaren und thermischen Bestrahlungsstärke untersucht. Die Abbildungen zeigen jeweils nur den Wolkeneffekt, also die Differenz zwischen der Bilanz bei bewölktem Himmel und der bei wolkenlosem Himmel.

Abbildung 4.9 zeigt den Effekt der Bewölkung auf die Bilanz der thermischen Bestrahlungsstärke (a) am Oberrand der Atmosphäre, (b) der Atmosphäre und (c) am Erdboden. In Abbildung 4.9 (a) oben links wird der von libRadtran simulierte Wolkeneffekt auf die Bilanz der thermischen Bestrahlungsstärke dargestellt. Die Bewölkung vermindert an jedem Ort die ins Weltall emittierte, thermische Bestrahlungsstärke, was zu einem erwärmenden Effekt und einer Erhöhung der Bilanz führt. Insbesondere hochreichende Bewölkung wie im tropischen westlichen Pazifik, im tropischen Afrika und Südamerika sowie die Frontensysteme extratropischer Tiefdruckgebiete, vergleiche mit Abbildung 4.6, erhöht die Bilanz um ca. 120 W/m^2 . In Bereichen mit mittelhoher und niedriger Bewölkung wird die Bilanz um ca. 10 W/m^2 bis 60 W/m^2 angehoben. Die Standardabweichung zwischen den Simulationsergebnissen liegt bei 10.0 W/m^2 , der Korrelationskoeffizient bei 0.827. Er ist wesentlich niedriger als die Korrelation bei den bisher betrachteten wolkenlosen Fällen. Dies ist auf die unterschiedliche zeitliche Auflösung der beiden Simulationen und die starke Dynamik der Wolken zurückzuführen. In der ITCZ ist die Konvektion sehr dynamisch und erzeugt daher in dieser Region die größte Streuung zwischen den Ergebnissen. In Regionen, wo Eiswolken über vereistem Untergrund liegen, beispielsweise am Nordpol und in der Antarktis bei 80° W bis 45° O , simuliert libRadtran eine höhere Bilanz der Bestrahlungsstärke als das ECMWF. Auch in den Stratocumulusregionen westlich von Afrika und Südamerika ist die Bilanz tendenziell höher, in dem mittleren Breiten eher niedriger. Ursachen hierfür können die verschiedenen Methoden zur Modellierung des Strahlungstransfers oder unterschiedliche Parametrisierungen der optischen Eigenschaften der Wolken sein.

Abbildung 4.9 (b) zeigt den Wolkeneffekt auf die Bilanz der thermischen Bestrahlungsstärke der Atmosphäre. Die Bilanz der Atmosphäre wird vor allem durch hochreichende Bewölkung

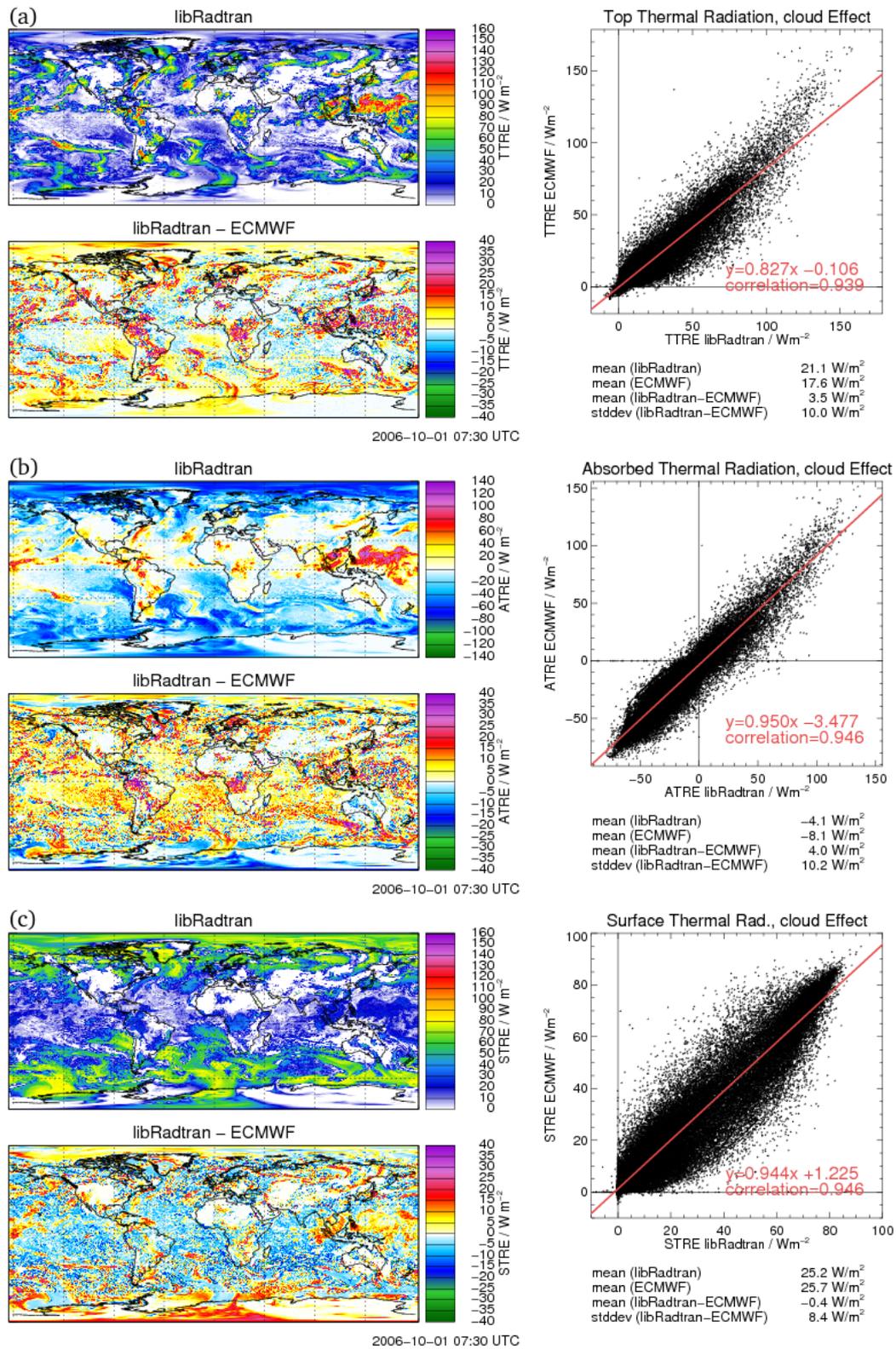


Abbildung 4.9: Der Effekt der Bewölkung auf die Bilanz der thermischen Bestrahlungsstärke (a) am Oberrand der Atmosphäre, (b) der Atmosphäre und (c) des Erdboden. Positive Zahlen bedeuten, dass dem System Energie zugeführt wird. Gezeigt wird jeweils das Simulationsergebnis von libRadtran, die Differenz zu dem Ergebnis des ECMWF und ein Korrelationsdiagramm.

vergrößert, wie sie in der ITCZ oder frontalen Systemen vorkommt. In Bereichen mit niedriger Bewölkung wird sie hingegen reduziert, siehe auch Diskussion in Abschnitt 5.1.2. Die Korrelation zwischen den Ergebnissen ist mit 0.950 hoch. In den mittleren Breiten ist der Effekt der Wolken auf die von libRadtran simulierte Bilanz der Atmosphäre ca. 5 W/m^2 bis 10 W/m^2 höher, in der Antarktis um etwa 10 W/m^2 niedriger. Der Differenz streut aufgrund der unterschiedlichen zeitlichen Auflösungen zu stark, um weitere Rückschlüsse ziehen zu können.

Abbildung 4.9 (c) zeigt den Effekt der Bewölkung auf die Bilanz der thermischen Bestrahlungsstärke am Erdboden. Ein hoher Bedeckungsgrad, insbesondere niedriger Wolken, und eine geringe Wasserdampfsäule verursachen eine Anhebung des thermischen Wolkeneffekts am Erdboden. Dies ist gut zu sehen am Rand der Antarktis und am Nordpol. Der Korrelationskoeffizient zwischen den Modellen liegt bei 0.944. In den meisten Regionen ist der von libRadtran simulierte Wolkeneffekt am Boden um ca. 5 W/m^2 kleiner, in kalten Regionen und bei hochreichender Bewölkung meist größer.

Es gibt eine Reihe möglicher Ursachen für die Abweichungen zwischen den Modellen, die in allen Höhen relevant sind. An erster Stelle die unterschiedliche zeitliche Auflösung der Modellzeitschritte. Zusätzlich können die unterschiedlichen Parametrisierungen der optischen Eigenschaften der Wolken und unterschiedliche Methoden zur Lösung des Strahlungstransfergleichung weitere Unterschiede hervorrufen. Um detailliertere Rückschlüsse ziehen zu können, sind Vergleiche von Simulationen notwendig, die die gleiche zeitliche Auflösung haben, für die im Rahmen dieser Arbeit keine Daten zur Verfügung standen.

Abbildung 4.10 zeigt den Effekt der Bewölkung auf die Bilanz der solaren Bestrahlungsstärke. Am Oberrand der Atmosphäre wird die Bilanz der solaren Bestrahlungsstärke durch Reflexion an Wolken vermindert. Nur unter bestimmten Umständen kann eine Mehrfachreflexion zwischen Wolken und einem Untergrund mit einer hohen Albedo die Bilanz erhöhen, wie dies am Rand der Antarktischen Eiskante der Fall ist. Die Korrelation zwischen den Ergebnissen ist 0.808. Die kleinräumige, sehr variable Struktur der Differenz zwischen den Ergebnissen legt die Vermutung nahe, dass die unterschiedliche zeitliche Auflösung der Simulationen eine Ursache der Abweichungen ist. Am Rand der Antarktis, wo sich Eiswolken über einer hellen Eisoberfläche befinden, weicht das Ergebnis von libRadtran systematisch positiv von dem des ECMWF ab. Dies ist vermutlich auf die unterschiedliche Methoden zur Simulation des Strahlungstransfers zurückzuführen.

Der Effekt der Bewölkung auf die Bilanz der solaren Bestrahlungsstärke der Atmosphäre ist in Abbildung 4.10 (b) dargestellt. Bis zu einem Sonnenzenitwinkel von ca. 60° wird die Bilanz durch Wolken vergrößert, da die Photonen vorrangig in das Wolkenvolumen gestreut werden und somit zu einer erhöhten Absorption führen. Nähert sich die Sonne dem Horizont, so werden die Photonen in den oberen Schichten der Wolken reflektiert und erhöhen die Absorption nur wenig. Ausschlaggebend ist in diesem Fall die Abschattung und somit geringere Absorption der unteren Atmosphärenschichten. Somit wird bei niedrigen Sonnenstand die Bilanz der Atmosphäre reduziert. Die Korrelation liegt bei 0.862. Insbesondere in Gebieten mit hochreichender Bewölkung wird die von libRadtran simulierte Bilanz nicht so stark durch die Bewölkung erhöht, wie es das ECMWF simuliert. In allen anderen Bereichen simuliert libRadtran eine um 0 W/m^2 bis 12 W/m^2 stärker Erhöhung der Bilanz als das ECMWF. Eine mögliche Ursache kann die unterschiedliche Parametrisierung der optischen

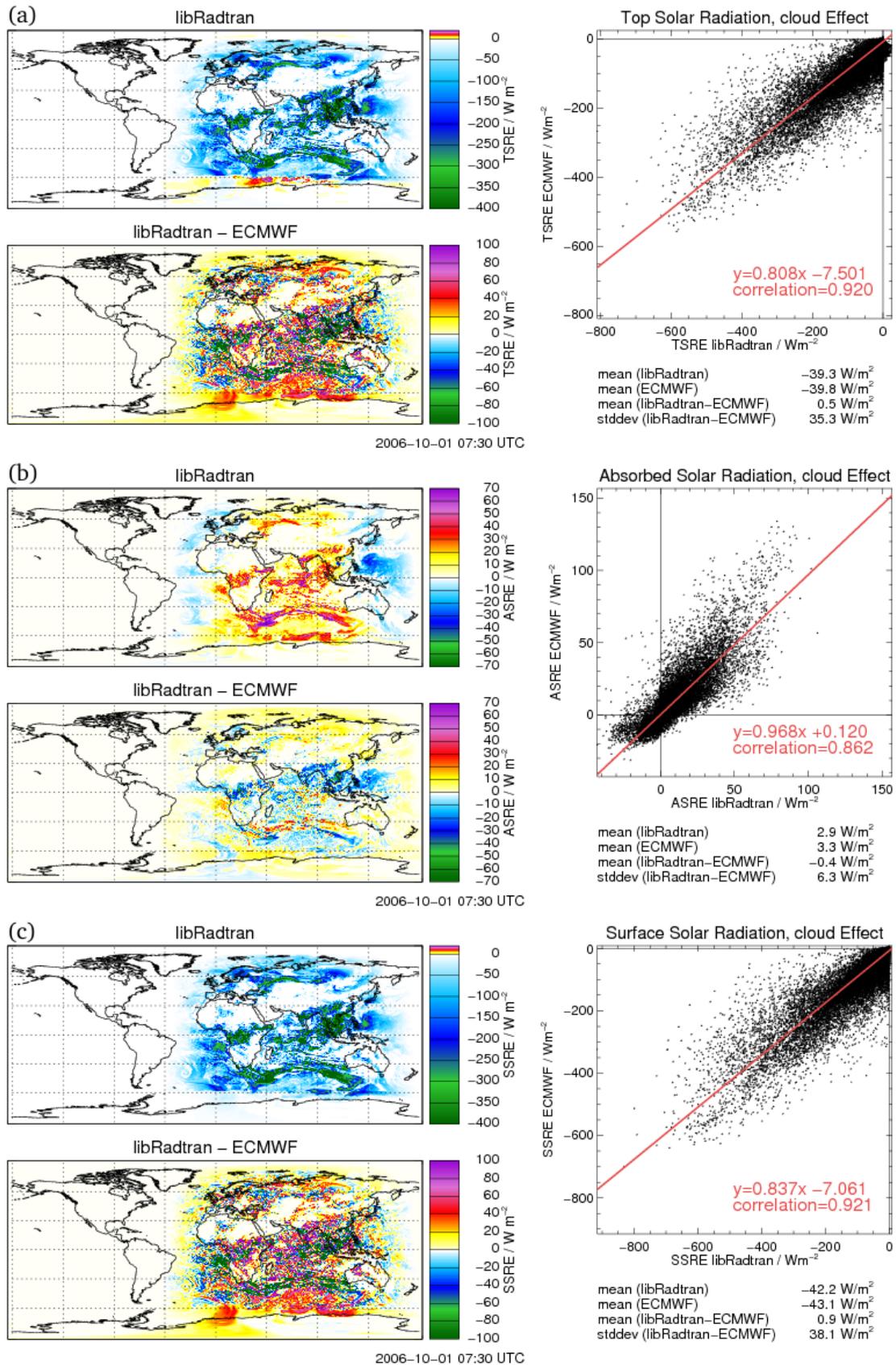


Abbildung 4.10: Der Effekt der Bewölkung auf die Bilanz der solaren Bestrahlungsstärke (a) am Oberrand der Atmosphäre, (b) der Atmosphäre und (c) des Erdbodens. Positive Zahlen bedeuten, dass dem System Energie zugeführt wird. Gezeigt wird jeweils das Simulationsergebnis von libRadtran, die Differenz zu dem Ergebnis des ECMWF und ein Korrelationsdiagramm.

Eigenschaften der Bewölkung sein.

Wird der Einfluss von Bewölkung auf die Bilanz der solaren Bestrahlungsstärke am Boden betrachtet, siehe Abbildung 4.10 (c), so bleibt hier nur der Abschattungseffekt der Wolken, der die Bilanz insbesondere in Bereichen mit hoher optischer Dicke beispielsweise der ITCZ vermindert. Die Korrelation zwischen den Ergebnissen ist 0.837. Die mittlere quadratische Abweichung der Ergebnisse ist 38.1 W/m^2 , die hauptsächlich auf die unterschiedliche zeitliche Auflösung zurückzuführen ist. Wie bei der Bilanz an der Oberrand der Atmosphäre fällt als einziger Bereich mit konsistenten Vorzeichen bei der Differenz der Rand der Antarktis auf, wobei wie oben beschrieben, die unterschiedlichen Strahlungstransfer-Löser der Grund sind.

4.4.3 Zusammenfassung

Tabelle 4.3 fasst die Ergebnisse des bisherigen Vergleichs zusammen. Die Korrelationen der Ergebnisse von libRadtran und dem ECMWF liegen für den wolkenlosen Fall alle über 0.98. Für den Effekt der Wolken liegen die Korrelationen im Allgemeinen über 0.92. Die wesentlichen Strukturen werden somit von beiden Simulationen übereinstimmend wiedergegeben.

thermische, wolkenlos, in W/m^2					
	libRadtran	ECMWF	Differenz	Standardab.	Korrelation
Oberrand der Atm.	-262.1	-267.3	5.1	5.7	0.999
Atmosphäre	-184.2	-182.3	-1.8	4.6	0.996
Erdboden	-78.0	-84.9	6.9	8.5	0.985
thermisch, Effekt von Wolken, in W/m^2					
	libRadtran	ECMWF	Differenz	Standardab.	Korrelation
Oberrand der Atm.	21.1	17.6	3.5	10.0	0.939
Atmosphäre	-4.1	-8.1	4.0	10.2	0.946
Erdboden	25.2	25.7	-0.4	8.4	0.946
solar, wolkenlos, in W/m^2					
	libRadtran	ECMWF	Differenz	Standardab.	Korrelation
Oberrand der Atm.	287.8	285.3	-8.5	16.9	0.999
Atmosphäre	64.1	77.0	-12.9	21.7	0.992
Erdboden	212.7	208.4	4.3	14.6	0.999
solar, Effekt von Wolken, in W/m^2					
	libRadtran	ECMWF	Differenz	Standardab.	Korrelation
Oberrand der Atm.	-39.2	-39.8	0.5	35.3	0.920
Atmosphäre	2.9	3.3	-0.4	6.3	0.862
Erdboden	-42.2	-43.1	0.9	38.1	0.921

Tabelle 4.3: Die Tabelle zeigt die durch libRadtran und das ECMWF simulierte Bilanz der solaren Bestrahlungsstärke an verschiedenen Orten, sowie die mittlere Differenz (libRadtran-ECMWF) und mittlere quadratische Abweichung der Simulationen.

Die Erwärmungsrate steht im direkten Zusammenhang mit der Bilanz der Bestrahlungsstärke für die Atmosphäre, wobei in diesem Fall die vertikale Verteilung der absorbierten Leistung nicht bekannt ist. Es kann jedoch eine massengewichtete, mittlere Erwärmungsrate \overline{H} berechnet werden und somit die Auswirkung der Differenz der Bestrahlungsstärkebilanzen auf die Erwärmungsrate abgeschätzt werden. Nach Gleichung (2.37) folgt

$$-\int_0^{\infty} \vec{\nabla} \cdot \vec{F} dz = \int_0^{\infty} q_{rad} dz = c_p \int_0^{\infty} \rho H dz \approx c_p \frac{\Delta p}{g} \overline{H}, \quad (4.2)$$

wobei $\overline{H} = 1/\Delta p \int_0^{\infty} H dp$ das druck- bzw. massengewichtete Mittel der Erwärmungsrate ist.

Die Bilanz der Bestrahlungsstärke der Atmosphäre inklusive Wolken ist gleich dem linken Term von Gleichung (4.2). Daraus folgt, dass sich die mittlere Erwärmungsrate \overline{H} der Atmosphäre um 0.0083 K/d verändert, wenn die Absorption in der Atmosphäre um 1.0 W/m² verändert wird. Die systematischen Unterschiede zwischen dem ECMWF und libRadtran von -1.8 W/m² thermisch und -12.9 W/m² solar entsprechen somit einem Unterschied der mittleren Erwärmungsrate von -0.015 K/d thermisch bzw. -0.107 K/d solar. Die systematischen Unterschiede des Wolkeneffekts von 4.0 W/m² (thermisch) und -0.4 W/m² (solar) entsprechen einer Abweichung der mittleren Erwärmungsrate von 0.033 K/d bzw. -0.003 K/d. Werden die gleichen Bilanzen der Bestrahlungsstärke verwendet, um ausschließlich die Luftmasse der TTL statt der gesamten Atmosphäre zu erwärmen, so wären die Erwärmungsraten um den Faktor 15 größer als die soeben abgeschätzten.

Kapitel 5

Die Erwärmungsrate in der tropischen Tropopausenregion

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird diskutiert, welchen Einfluss Spurengase und Wolken auf die Erwärmungsrate haben. Der zweite Abschnitt beschreibt die Ergebnisse einer Simulation der Erwärmungsrate in den Tropen über ein Jahr. Es wird auf die regionalen Strukturen eingegangen und der Jahres- sowie der Tagesgang der Erwärmungsrate betrachtet.

5.1 Effekt von Spurengasen und Wolken

In diesem Abschnitt werden der Einfluss von Spurengasen und der Bewölkung auf die Erwärmungsrate in der TTL ermittelt. Insbesondere wird bei letzterer der Effekt von in der TTL existierenden Eiswolken und der Fernwirkung von Bewölkung unterhalb der TTL auf die Erwärmungsrate in der TTL untersucht.

5.1.1 Effekt von Spurengasen auf die Erwärmungsrate

In Abbildung 5.1 wird die mithilfe des *line-by-line* Verfahrens simulierte solare spektrale Erwärmungsrate H_λ im nahen Infrarot von 1010 nm bis 1018 nm dargestellt. Das betrachtete Wellenlängenintervall ist nur ein kleiner Bereich des gesamten solaren Spektrums. Anhand dieser Abbildung wird die hohe spektrale Variabilität des Absorptionskoeffizienten und somit auch der spektralen Erwärmungsrate deutlich. Das absorbierende Molekül in diesem Spektralbereich ist der Wasserdampf. Deutlich sind die zentralen Wellenlängen der einzelnen Absorptionslinien zu erkennen beispielsweise bei 1810.5 nm, 1810.6 nm etc. Die charakteristische Form der spektralen Erwärmungsrate um die zentrale Wellenlänge hängt von der druck- und temperaturabhängigen Verbreiterung der Absorptionslinie ab¹. Oberhalb von 20 km haben Doppler- und Druckverbreiterung einen vergleichbaren Effekt, unterhalb von 20 km dominiert die Druckverbreiterung (Liou, 2002). Die Verbreiterung der Absorptionslinien ist in

¹siehe Doppler-, Druck- und Voigtverbreiterung in diversen Lehrbüchern (beispielsweise Liou, 2002)

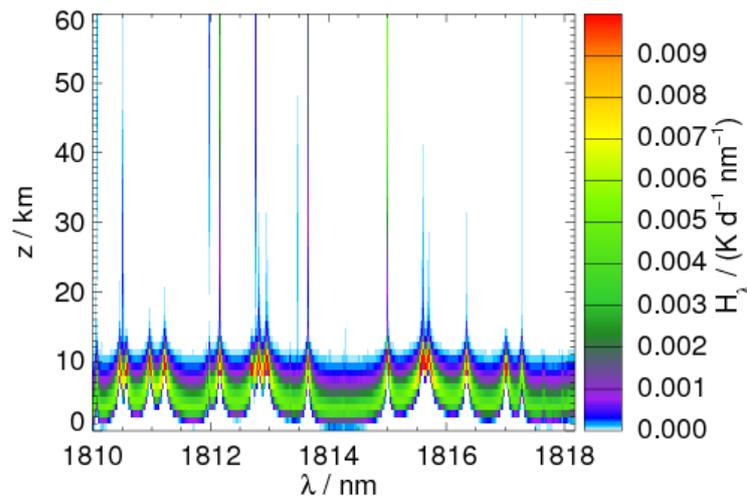


Abbildung 5.1: Die spektral hoch aufgelöste Erwärmungsrate zwischen 1810 nm und 1818 nm für eine typische tropische Atmosphäre bei einem Sonnenzenitwinkel von 0° . Jede Absorptionslinie, die durch Druck- und Dopplereffekt verbreitert wird, wird bei dieser Simulation einzeln aufgelöst.

Abbildung 5.1 klar erkennbar. Oberhalb von ca. 20 km trägt aufgrund der geringen Verbreiterung und niedrigen Wasserdampfkonzentration nur ein sehr schmaler Wellenlängenbereich um die Absorptionslinie signifikant zur Absorption bei. Unterhalb von ca. 20 km ist bei der hier gezeigten Auflösung bei den stärksten Linien erkennbar, dass die Verbreiterung aufgrund des ansteigenden Druckes zunimmt. Unterhalb der Kaltpunkttropopause trägt ein rascher Anstieg der Wasserdampfkonzentration mit abnehmender Höhe, siehe Abbildung 2.8, dazu bei, dass auch in den entfernten Flanken der verbreiterten Absorptionslinie nennenswerte Absorption stattfindet. Die Effekte der einzelnen Absorptionslinien beginnen sich zu überlagern. Daher ist auch der solare Strahlungstransfer von dem Druck- und Temperaturprofil abhängig ist. Ab einer bestimmten optischen Dicke nimmt der aktinische Fluss so stark ab, dass die spektrale Erwärmungsrate H_λ trotz ansteigendem Absorptionskoeffizienten absinkt. In Anhang 9.2 wird gezeigt, dass dies ab einer geeigneten optischen Dicke $\tau/\mu = 1$ der Fall ist. In diesem Spektralbereich ist eine Abnahme der spektralen Erwärmungsrate H_λ in den Flanken ab etwa 5 km, bei den zentralen Wellenlängen der Absorptionslinie ab ca. 10 km zu beobachten.

In der Abbildung 5.2 wird die solare, spektrale Erwärmungsrate H_λ im gesamten solaren Spektralbereich gezeigt. Das Wellenlängenintervall aus Abbildung 5.1 ist mit Pfeilen markiert. Die zentrale Wellenlänge der Spektrallinien ist charakteristisch für das jeweilige absorbierende Spurengas.² In Abbildung 5.2 ist die Absorption durch Ozon, Wasserdampf und Sauerstoff jeweils gekennzeichnet. Ozon absorbiert im Wellenlängenbereich der *Hartley*-Banden bei $\lambda < 310$ nm und der *Huggins*-Banden bei $310 \text{ nm} < \lambda < 350$ nm im ultra-violetten Bereich. Im sichtbaren Bereich zwischen 500 nm bis 800 nm ist der Absorptionsquerschnitt der *Chappuis*-Banden von Ozon geringer als im UV-Bereich, die spektrale Bestrahlungsstärke jedoch höher. Aufgrund der hohen Transmission erreicht die sichtbare Strahlung größtenteils den Erdboden. Der hauptsächliche Teil der Absorption bei den *Chappuis*-Banden findet aufgrund der hohen Konzentration in der Stratosphäre statt, aber auch die Absorption durch

²Dies wird zur Fernerkundung von Spurengasen bei IR-Sounder genutzt.

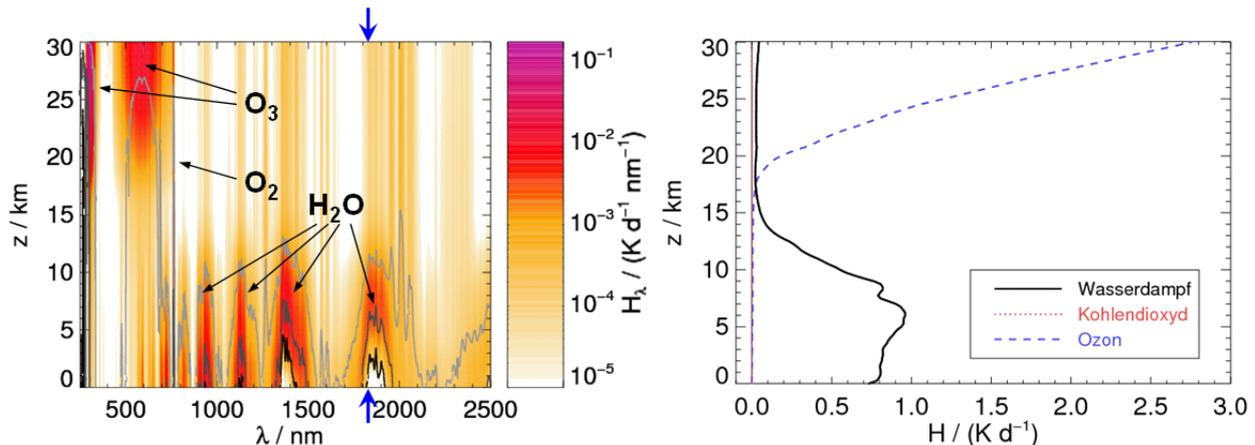


Abbildung 5.2: Links dargestellt ist die spektrale solare Erwärmungsrate. Es sind die Effekte von Ozon, Wasserdampf sowie Sauerstoff zu erkennen. Das Wellenlängenintervall aus Abbildung 5.1 wird mit den blauen Pfeilen markiert. Die Isolinien zeigen eine optische Dicke von $\tau = 0.01$ (hellgrau), 1.0 (dunkelgrau) und 10. (schwarz). Auf der rechten Seite wird der Effekt einzelner Spurengase auf die integrierte Erwärmungsrate gezeigt. In der Troposphäre dominiert die Absorption durch Wasserdampf, in der Stratosphäre die Absorption durch Ozon.

das troposphärische Ozon kann nicht vernachlässigt werden. Die Absorption durch die Sauerstofflinien zwischen 755 nm und 775 nm findet in jedem Höhenbereich statt. Wasserdampf absorbiert bei Wellenlängen $\lambda = 550$ nm, insbesondere im nahen Infrarot in den Bereichen um 900 nm, 1100 nm, 1400 nm und 1900 nm. Die spektrale Erwärmungsrate ist kleiner als die des Ozons, erstreckt sich jedoch über ein größeres Wellenlängenintervall.

Abbildung 5.3 zeigt die spektrale thermische Erwärmungsrate, die durch die Bilanz von Absorption und Emission bestimmt wird. Die Signaturen von Wasserdampf, Kohlendioxid und Ozon sind in Abbildung 5.3 mit Pfeilen markiert. Der abkühlende Effekt durch Wasserdampf erstreckt sich von 10 μm , wo die größte spektrale Abkühlung in Bodennähe stattfindet, bis zu 100 μm , wo der maximale Effekt in ca. 11 km ist. Unterhalb des Levels maximaler Abkühlung ist die Extinktion so hoch, dass die thermische Bilanz zwischen benachbarten Höhenlevels ausgeglichen ist. Im Gegensatz dazu kann in dem Bereich der maximalen Abkühlung ein großer Anteil der thermischen Emission direkt in den Weltraum emittiert werden. Da die oberhalb liegende Atmosphäre durch den Abfall der Wasserdampfkonzentration einen geringe Extinktion hat, emittiert sie wenig thermische Strahlung. Dies führt zu einem unausgeglichene Bilanz und somit zu einer negativen Erwärmungsrate der unterhalb liegenden Schichten. Oberhalb dieses Levels ist der Extinktionskoeffizient durch Wasser so gering, dass nur eine geringe Emission stattfindet, und somit ist auch der Einfluss auf die spektrale Erwärmungsrate gering. Des Weiteren kann auch ein großer Temperaturunterschied zwischen zwei benachbarten Atmosphärenschichten zu einer unausgeglichene thermischen Bilanz und somit zu einer Erwärmungsrate führen. Die Signaturen der spektralen Erwärmungsrate bei 5 μm und 15 μm lassen sich auf den Einfluss von CO_2 zurückführen. Bei 15 μm ist unterhalb von 15 km die optische Dicke so hoch, dass die Bilanz von Emission und Absorption ausgeglichen ist. Am oberen Rand dieser Strukturen emittieren CO_2 und zum Teil Wasserdampf mehr als von ihnen absorbiert wird, wodurch die Erwärmungsrate negativ wird. In einer Höhe von 17 km

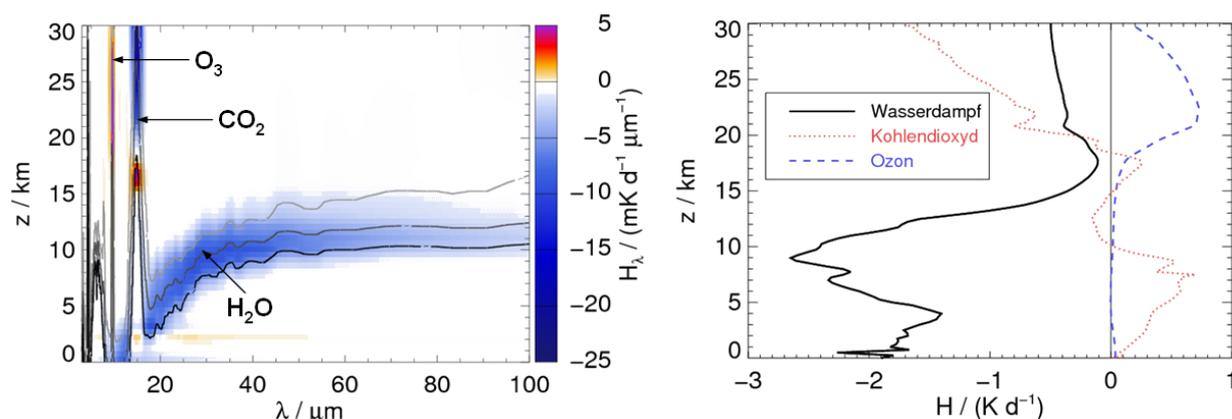


Abbildung 5.3: Die Abbildung zeigt links die spektrale thermische Erwärmungsrate, bei der die Signaturen den Spurengasen Kohlendioxid, Wasserdampf und Ozon zugeordnet werden können. Die Isolinien zeigen eine optische Dicke von $\tau = 0.01$ (hellgrau), 1.0 (dunkelgrau) und 100.0 (schwarz). Auf der rechten Seite ist der Effekt auf die Erwärmungsrate dargestellt, wenn eines dieser Spurengase nicht vorhanden wäre. Wasserdampf verursacht vor allem in der Troposphäre eine Kühlung, Ozon eine Erwärmung in der Stratosphäre. Der Effekt von CO_2 entsteht in der Troposphäre durch die Erhöhung der Extinktion im Bereich von $15 \mu\text{m}$, wo auch Wasserdampf absorbiert und emittiert. Weiterhin ist die Temperaturabhängigkeit des Effekts von CO_2 deutlich zu erkennen, siehe Text.

befindet sich die Kaltpunkttropopause. Die temperaturabhängige Emission des CO_2 ist nach dem *Planck'schen* Gesetz, siehe Gleichung (2.29), in dieser Region gering, so dass hier die Absorption überwiegt und das CO_2 erwärmend wirkt. In der unteren Stratosphäre steigt die Temperatur mit der Höhe wieder an. Die emittierte Bestrahlungsstärke ist größer als die absorbierte. Daher ist die Erwärmungsrate negativ. Ferner beeinflusst Ozon die Erwärmungsrate bei $9.6 \mu\text{m}$. Die thermische Strahlung des warmen Erdbodens und der unteren Atmosphärenschichten kann die Troposphäre aufgrund der niedrigen Ozonkonzentration nahezu ungehindert passieren. In der Stratosphäre steigt der Absorptionskoeffizient aufgrund der zunehmenden Ozonkonzentration an. Wegen der hohen spektralen Bestrahlungsstärke aus dem unteren Halbraum ist die Absorption durch Ozon höher als die Emission, wodurch die spektralen Erwärmungsrate positiv ist.

5.1.2 Effekt der Bewölkung auf die Erwärmungsrate

Die Bewölkung beeinflusst die Erwärmungsrate, insbesondere in ihrem eigenen Volumen. Sie verändern aber auch im geringeren Maß die Erwärmungsrate ihrer Umgebung. In diesem Abschnitt werden die grundlegenden Effekte von Wolken auf die Erwärmungsrate im solaren und thermischen Spektralbereich beschrieben. Der Fokus dieser Beispiele wird auf die tropische Tropopausenregion gelegt.

In Abbildung 5.4 wird die Abhängigkeit der Erwärmungsrate von der optischen Dicke einer Eiswolke gezeigt, die sich von 15 km bis 16 km erstreckt. Der Zirkus erhöht die solare Erwärmungsrate in Abhängigkeit seiner optischen Dicke in den gewählten Beispielen um bis zu 10 K/d . Für optische Dicken $\tau < 0.5$ ist die Verminderung des solaren aktinischen

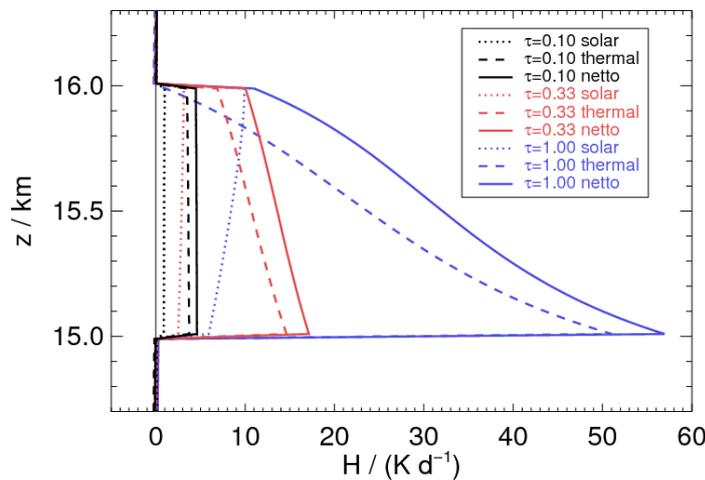


Abbildung 5.4: Der Effekt eines Zirrus, der sich in 15 bis 16 km befindet, auf die Erwärmungsrate. Die optische Dicke des Zirrus bei 550 nm ist 0.03, 0.10 und 0.33. Die angenommene Atmosphäre ist typisch für die Tropen (Anderson et al., 1986), der Sonnenzenitwinkel ist 51° und der Boden ist schwarz.

Flusses so gering, dass im gesamten Wolkenvolumen die gleiche positive Erwärmungsrate vorherrscht. Sie nimmt für kleine optische Dicken des Zirrus nahezu proportional mit dieser zu. Bei optischen Dicke von $\tau \geq 0.5$ wird der untere Teil der Zirruschicht deutlich durch den oberen abgeschattet, wodurch die Erwärmungsrate im unteren Teil nicht mehr im gleichen Maß mit der optischen Dicke ansteigt wie im oberen Teil der Wolke. Der Effekt der Zirruswolke auf die thermische Erwärmungsrate ist in dem betrachteten Höhenbereich ungefähr 3.5 mal so groß wie im solaren Spektralbereich und dominiert somit die Nettoerwärmungsrate. Vorrangig absorbiert die untere Wolken-schicht die aus der unteren, warmen Hemisphäre kommende thermische Strahlung. Im Vergleich zum solaren Spektralbereich ist die optische Dicke im thermischen etwas größer, die Einfachstreueralbedo wesentlich kleiner und der Asymmetrieparameter nimmt mit größer werdender Wellenlänge tendenziell ab. Die kleinere Einfachstreueralbedo sowie die nicht so stark nach vorne gerichtete Streuung sorgen dafür, dass die thermischen Erwärmungsrate innerhalb eines Zirrus rascher nach oben hin abnimmt als die solaren Erwärmungsrate nach unten. Daher ist die thermische Erwärmungsrate an der Wolkenunterkante immer wesentlich höher als an der Wolkenoberkante.³ Wird die Nettoerwärmungsrate betrachtet, so verursacht eine Zirruswolke nahe der Kaltpunkttropopause immer eine positive Erwärmungsrate, wenn keine unterhalb liegende Bewölkung vorhanden ist. Insbesondere die Wolkenunterkante erhöht die thermische Absorption und somit die Nettoerwärmungsrate. Der Effekt der Wolke auf die Erwärmungsrate liegt ca. zwischen 10 K/d und 100 K/d und ist somit rund eine Größenordnung größer als die Erwärmungsrate bei wolkenlosem Himmel, die bei einigen K/d liegt. In dem in Abbildung 5.4 dargestellten Höhenbereich ist die Erwärmungsrate in der wolkenlosen Teil der Atmosphäre sogar kleiner als 1 K/d. Sie wird im Vergleich zur Änderung der Erwärmungsrate innerhalb des Zirrus nur im sehr geringen Maß durch ihn beeinflusst.

³Im Englischen wird dies *cloud base warming* und *cloud top cooling* genannt.

In der Abbildung 5.5 wird der Wolkeneffekt in Abhängigkeit von der Höhe des Zirrus untersucht, wobei seine optische Dicke $\tau = 1.0$ konstant gehalten wird. Im solaren Spektralbereich

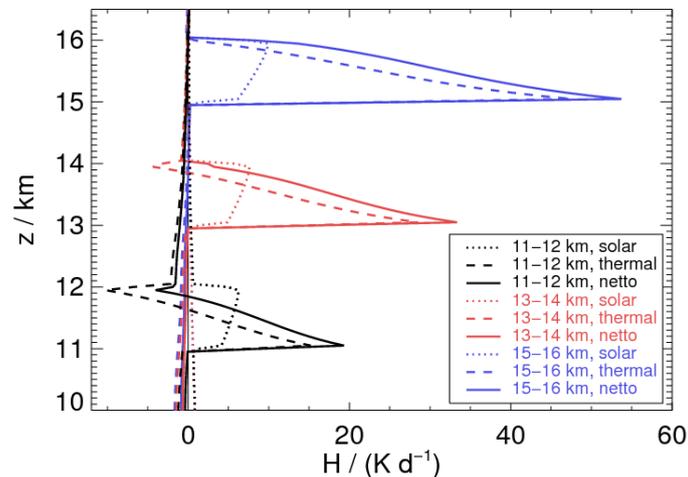


Abbildung 5.5: Erwärmungsratenprofil, wenn sich eine 1 km dicke Zirruswolke, in einer Höhe von 11 bis 12 km (schwarz), 13 bis 14 km (rot) oder von 15 bis 16 km befindet. Die Zirruswolke hat in jedem betrachteten Fall eine optischen Dicke $\tau = 1$. Die angenommene Atmosphäre ist typisch für die Tropen (Anderson et al., 1986), der Sonnenzenitwinkel ist 51° und der Boden ist schwarz.

ist die Volumenabsorptionsrate q_{rad} nur sehr wenig von der Höhe abhängig. Die Erwärmungsrate $H = q_{rad}/(c_p \rho)$ steigt daher mit zunehmender Höhe bzw. abnehmender Dichte an, siehe Abschnitt 2.1.5. Im thermischen Spektralbereich kommt hinzu, dass der Zirrus in Abhängigkeit seiner Temperatur emittiert. Bis ca. 17 km nimmt die Temperatur und somit auch die Emission des Zirrus mit der Höhe ab. Daher verschiebt sich die Erwärmungsrate mit der Höhe zu positiven Werten. Während der Zirrus in 15 km bis 16 km eine durchgängig positive thermische Erwärmungsrate im Wolkenvolumen aufweist, zeigen die tiefer liegenden Zirren eine negative Erwärmungsrate an der Wolkenoberkante, die mit abnehmender Höhe zunimmt. Bei der Netto-Erwärmungsrate sind beide Effekte, die zunehmende Amplitude aufgrund der abnehmenden Luftdichte und die Verschiebung zu positiven Erwärmungsraten aufgrund der abnehmenden Temperatur mit der Höhe, gut erkennbar. Der abkühlende thermische Effekt an der Wolkenoberkante wird teilweise durch die Vergrößerung der solare Erwärmungsrate aufgehoben. In den gezeigten Beispielen ist die Netto-Erwärmungsrate am Unterrand der Wolke immer positiv, am Obergang hingegen nahe Null oder bei den tieferen Wolken leicht negativ.

Die solare Erwärmungsrate in dem Wolkenvolumen kann durch zwei Effekte erhöht werden. Einerseits absorbieren die Wolkenpartikel direkt die solare Strahlung. Andererseits wird die solare Strahlung von den Wolkenpartikeln gestreut und somit der optische Weg in der Wolke verlängert. Daraufhin erhöht sich die Absorption durch die Wolkenpartikel als auch durch die Spurengase. In Abbildung 5.6 wird untersucht, welchen Einfluss Absorption und Streuung auf die solare und thermische Erwärmungsrate hat. Wird die Streuung innerhalb der Wolke ausgeschaltet, so sinkt die solare Erwärmungsrate ca. auf 75 % der normalen Erwärmungsrate ab. Die Erwärmungsrate nimmt aufgrund der Extinktion (nahezu) exponentiell innerhalb der

Erwärmungsrate betragsmäßig ca. 10% kleiner. Wird die Einfachstreueralbedo auf eins gesetzt, so ändert sich die thermische Erwärmungsrate um 1 K/d bis 2 K/d im Vergleich zum wolkenlosem Fall. Der Effekt ist somit wesentlich kleiner als der der Wolke mit unveränderten optischen Eigenschaften. Daher ist auch im thermischen Spektralbereich die Reihenfolge der bedeutendsten zur Erwärmungsrate beitragen Prozesse die gleiche wie im solaren, mit dem Unterschied, dass der Effekt der Streuung ungefähr halb so groß.

Die bisherige Betrachtung konzentrierte sich auf die Änderung der Erwärmungsrate innerhalb des Wolkenvolumens. In der Abbildung 5.7 wird das Augenmerk auf den Effekt der Bewölkung auf die Erwärmungsrate ober- und unterhalb der Wolke gerichtet. Die Abbildung zeigt Erwärmungsratenprofile, wobei jeweils eine 1 km dicke Wolken-schicht in verschiedenen Höhen und mit verschiedenen optischen Dicken angenommen wird. Die Farbskala ist so angepasst, dass sie gut den Effekt der Bewölkung in dem wolkenfreien Bereichen der Atmosphäre darstellen kann.

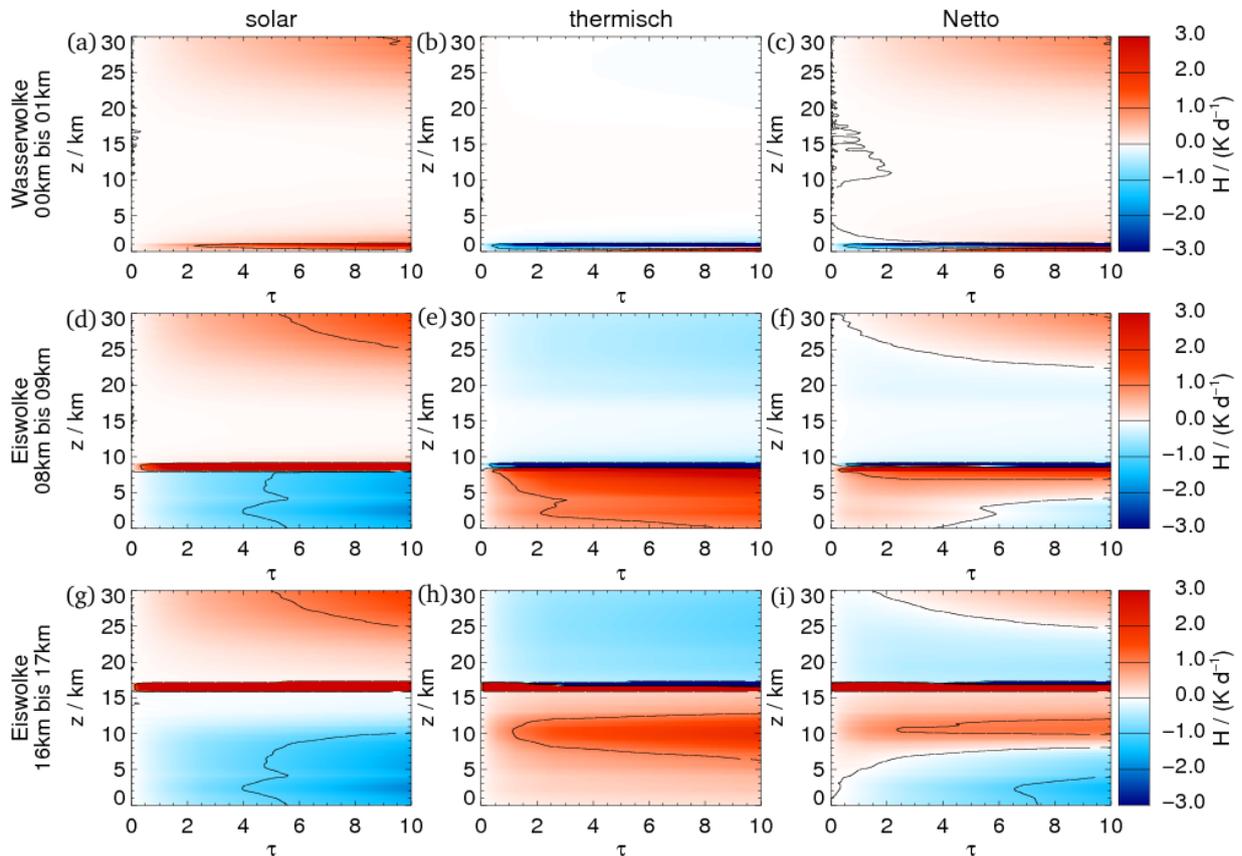


Abbildung 5.7: Der Effekt von Eis- und Wasserwolken auf die Erwärmungsrate in Abhängigkeit der Höhe und der optischen Dicke der Wolke. In den Abbildungen (a) bis (c) befindet sich die Wolke in 0 km bis 1 km, bei (d) bis (f) in 8 km bis 9 km und in (g) bis (i) in 16 km bis 17 km. Die angenommene Atmosphäre ist typisch für die Tropen (Anderson et al., 1986), der Sonnenzenitwinkel ist 51° und der Boden ist schwarz. Die schwarzen Isolinien zeigen einen Wolkeneffekt von -1 K/d , 0 K/d und 1 K/d .

In den Abbildungen 5.7 (a) bis (c) wird der Wolkeneffekt auf die solare, die thermische und

die Netto-Erwärmungsrate für den Fall gezeigt, dass sich eine Wasserwolke in 0 km bis 1 km Höhe befindet. Innerhalb des Wolkenvolumens wird Strahlung von den Wolkentröpfchen absorbiert. Weiterhin wird der optische Weg durch die Streuung an den Wolkentröpfchen vergrößert. Dies erhöht weiterhin die Absorption durch die Wolkenpartikel und die Spurengase. Durch beide Effekte wird die solare Erwärmungsrate innerhalb der Wolke im Vergleich zum wolkenlosen Fall stark erhöht. Mit zunehmender optischer Dicke steigt die Reflektivität der Wolkenschicht, somit ist die Bestrahlungsstärke oberhalb der Wolke höher. Die Erwärmungsrate steigt in Folge in den ersten Kilometern oberhalb der Wolke und in der Stratosphäre aufgrund der erhöhten Absorption durch Wasserdampf bzw. Ozon an. Die thermische Erwärmungsrate sinkt an der Wolkenoberkante durch verstärkte Emission im Wolkenvolumen ab. Auch die Absorption steigt im Wolkenvolumen an, insbesondere an der Wolkenunterkante. Ab einer optischen Dicke von ca. zwei ist daher die thermische Erwärmungsrate an der Wolkenunterkante positiv. Die Erwärmungsrate an der Wolkenunterkante steigt mit zunehmender optischer Dicke weiter an. Oberhalb der Wolke wird die thermische Erwärmungsrate geringfügig reduziert, da die nach oben gerichtete thermische Bestrahlungsstärke oberhalb der Wolke kleiner ist als im wolkenlosen Fall. Der Effekt ist klein, da die tiefliegende Wolke eine ähnliche Temperatur wie der Erdboden hat. Auch die Netto-Erwärmungsrate wird am stärksten innerhalb der Wolkenschicht verändert, wobei der Einfluss der thermischen Erwärmungsrate dominiert. Oberhalb der Wolke ist die Netto-Erwärmungsrate vor allem in der Stratosphäre aufgrund der verstärkten solaren Reflexion größer als im wolkenlosen Fall.

Die Abbildungen 5.7 (d) bis (f) zeigen die solare, die thermische und die Netto-Erwärmungsrate für den Fall, dass sich eine Eiswolke in 8 km bis 9 km befindet. Die solare Erwärmungsrate innerhalb des Wolkenvolumens wird analog zu dem ersten Fall stark erhöht. Die Bereich unterhalb der Wolke wird durch diese abgeschattet, daher ist die solare Erwärmungsrate hier niedriger als im wolkenlosen Fall. Oberhalb verursacht die erhöhte Reflexion ein Ansteigen der Erwärmungsrate. Im Vergleich zur Wolke zwischen 0 km und 1 km ist dies größer, da die optisch dicken unteren Schichten der Atmosphäre von der reflektierten Strahlung nicht passiert werden. Im thermischen Spektralbereich wird die Erwärmungsrate an der Wolkenunterkante erhöht, an der Wolkenoberkante vermindert. Oberhalb der Wolke ist die thermische Erwärmungsrate kleiner als im wolkenlosen Fall, da die Wolke kälter als der Erdboden ist und somit die nach oben gerichtete, thermische Bestrahlungsstärke oberhalb der Wolke reduziert wird. Die Wolke selbst emittiert in Abhängigkeit ihrer Temperatur in den unteren Halbraum. Die nach unten gerichtete thermische Bestrahlungsstärke ist mit Wolke höher als im wolkenlosen Fall. Daher ist die Erwärmungsrate unterhalb der Wolke erhöht. Das Ansteigen der thermischen Erwärmungsrate ist in den ersten Kilometern unterhalb der Wolke am stärksten. Aufgrund der Absorption durch Wasserdampf nimmt dieser Effekt zum Boden hin langsam ab. Bei optischen Dicken kleiner fünf dominiert das Ansteigen der thermischen Erwärmungsrate die Tendenz der Nettoerwärmungsrate. Für optische Dicken $\tau > 5$ wird der Effekt der solaren Abschattung in Bodennähe größer als der erwärmende thermische Effekt, und die Netto-Erwärmungsrate ist kleiner als im wolkenlosen Fall. In der Troposphäre oberhalb der Wolke ist die Netto-Erwärmungsrate aufgrund des thermischen Effekts kleiner als im wolkenlosen Fall. Erst bei den hohen Ozonkonzentrationen in der Stratosphäre wirkt sich die erhöhte Reflexion solarer Strahlung stärker aus als der thermische Effekt, insbesondere bei hohen optischen Dicken, und die Netto-Erwärmungsrate wird durch

die Wolkenschicht vergrößert.

In den Abbildungen 5.7 (g) bis (i) befindet sich der Zirrus in 16 km bis 17 km und somit in der Nähe der Kaltpunktropopause. Die Erhöhung der solaren Erwärmungsrate oberhalb der Wolke ist etwas größer als bei der Eiswolke in 7 km bis 8 km. Im Wolkenvolumen wird die solare Erwärmungsrate stark erhöht. Sie wird schon bei optischen Dicken $\tau \ll 1$ um mehr als 1 K/d angehoben, siehe Isolinie in Abbildung 5.7 (c). Die Abschattung unterhalb der Wolke reduziert die solare Erwärmungsrate. Sie ist im wolkenlosen Fall aufgrund der niedrigen Wasserdampfkonzentration oberhalb von 10 km kleiner als unterhalb. Daher ist auch der Wolkeneffekt zwischen 10 km und der Wolkenschicht geringer als unterhalb von 10 km. Die Verminderung der thermischen Erwärmungsrate oberhalb der Eiswolke ist in diesem Fall maximal, da die Wolke in der Nähe zur Kaltpunktropopause liegt, sehr kalt ist und somit wenig emittiert. Innerhalb des Wolkenvolumens wird die thermische Erwärmungsrate selbst bei kleinen optischen Dicken stark angehoben. Mit zunehmender optischer Dicke nimmt der abkühlende Effekt an der Wolkenoberkante zu. Unterhalb der Wolke wird die thermische Erwärmungsrate durch Emission der Wolke in den unteren Halbraum erhöht. Aufgrund der niedrigen Zirrustemperatur ist der Effekt geringer als in dem Fall (b). Der maximale Wolkeneffekt tritt in einer Höhe von 7 km bis 12 km auf. Oberhalb ist die Konzentration von Wasserdampf und somit auch die Auswirkung einer veränderten thermischen Bestrahlungsstärke gering. In 7 km bis 12 km wird ein Großteil der von der Wolke emittierten Strahlung absorbiert und somit die thermische Erwärmungsrate erhöht. Unterhalb wird der Wolkeneffekt aufgrund der ansteigenden optischen Dicke zwischen Wolke und Luftschicht geringer. Die nach unten gerichtete, thermische Bestrahlungsstärke ist ähnlich wie im wolkenlosen Fall, vergleiche auch mit Abbildung 5.3. Bei der Netto-Erwärmungsrate überwiegt unterhalb von ca. 8 km der Effekt der solaren Abschattung, die jedoch bei kleinen optischen Dicken abnimmt. Zwischen 8 km und der Wolkenschicht dominiert die Erhöhung der thermischen Erwärmungsrate. Innerhalb der Wolke wird die Netto-Erwärmungsrate in Abhängigkeit der optischen Dicke um 10 K/d bis 100 K/d angehoben. Oberhalb der Wolke bis in die untere Stratosphäre wird die Netto-Erwärmungsrate durch die Wirkung der Bewölkung reduziert. In Abhängigkeit der optischen Dicke wird die Netto-Erwärmungsrate oberhalb von 25 km bis 30 km durch die verstärkte solare Absorption angehoben, insbesondere bei hoher optischer Dicke der Wolken.

In Abbildung 5.8 wird untersucht, welche optische Dicke einer Wolkenschicht $\tau_{\Delta H}$ das Erwärmungsratenprofil in einer beliebigen Höhe um einen Schwellwert $|\Delta H|$ verändert. Um die Abbildung 5.8 zu erstellen, werden für mehrere Wolkenschichten von 1 km Dicke die Erwärmungsratenprofile berechnet. Die optische Dicke wird so lange variiert, bis das Erwärmungsratenprofil um den Schwellwert $|\Delta H|$ vom wolkenlosen Fall abweicht. Die so ermittelte optische Dicke $\tau_{\Delta H}$ wird gegen die Höhe der Wolkenschicht aufgetragen. Bei dieser Betrachtung wird nicht unterschieden, ob $|\Delta H|$ positiv oder negativ ist. Aus den bisherigen Ergebnissen ist ersichtlich, dass der Effekt der Wolkenschicht auf die Erwärmungsrate innerhalb des Wolkenvolumens wesentlich höher ist als in dem wolkenfreien Teil der Atmosphäre. Somit tritt die Änderung $|\Delta H|$ immer zuerst innerhalb des Wolkenvolumens auf. Aus Abbildungen 5.7 (c), (f) und (i) kann auch für die drei dargestellten Wolkenhöhen die optische Dicke $\tau_{\Delta H}$ bestimmt werden, indem abgelesen wird, welche minimale optische Dicke die -1 K/d oder +1 K/d Isolinien schneidet. Die optische Dicke $\tau_{\Delta H}$ kann auch als Qualitätskriterium des Wolkendatensatzes angesehen werden, das erfüllt werden muss, um die Erwärmungsrate

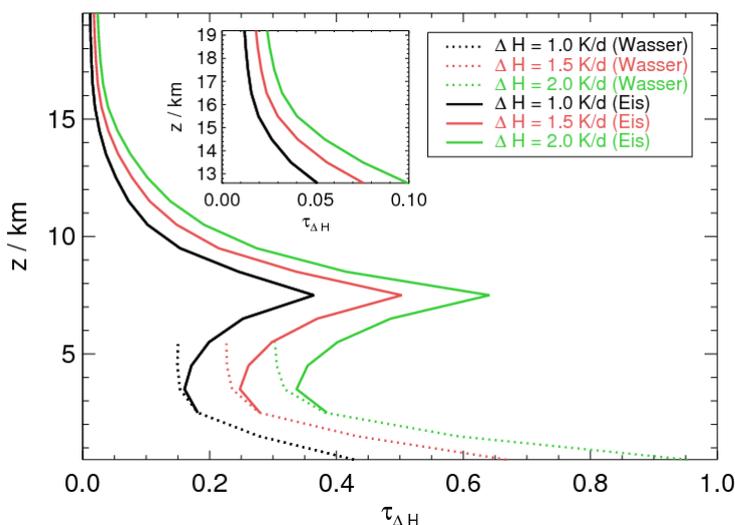


Abbildung 5.8: Die Abbildung zeigt, welche optische Dicke $\tau_{\Delta H}$ einer 1 km dicken Wolke erforderlich ist, um an mindestens einer Stelle innerhalb ihres Wolkenvolumens die Erwärmungsrate um ΔH zu verändern. Bei der Simulation wird eine für die Tropen typische Atmosphäre (Anderson et al., 1986), ein Sonnenzenitwinkel von 51° und ein schwarzer Boden angenommen.

mit einer Genauigkeit von $|\Delta H|$ simulieren zu können. In Abbildung 5.8 wird $\tau_{\Delta H}$ für die Schwellwerte $\Delta H = 1.0 \text{ K/d}$, 1.5 K/d und 2.0 K/d gezeigt.

Bei allen angenommenen Wolkenhöhen reicht eine optische Dicke von $\tau_{\Delta H} < 1$ aus, um eine Änderung der Erwärmungsrate um 1 K/d bis 2 K/d zu verursachen. Im Vergleich zu der Unsicherheit von beobachteten oder simulierten Wolkendatensätzen (Rossow und Schiffer, 1999; Webb et al., 2001; Allan et al., 2004) ist dies ein sehr hoher Anspruch an die Genauigkeit des Wolkendatensatzes. Unterhalb von 3 km tritt der größte Wolkeneffekt an der Wolkenoberkante auf, wobei diese vor allem durch eine erhöhte thermische Emission gekühlt wird. Mit zunehmender Höhe nimmt der Wolkeneffekt aufgrund der abnehmenden Luftdichte zu, entsprechend wird die zur Änderung der Erwärmungsrate erforderliche optische Dicke $\tau_{\Delta H}$ bis 3 km kleiner. Oberhalb davon wird der Wolkeneffekt bei konstanter optischer Dicke wieder geringer, da die thermische Auskühlung an der Oberkante entsprechend der mit der Höhe abnehmenden Wolkentemperatur geringer wird. Folglich nimmt die Erwärmungsrate an der Wolkenunterkante mit der Höhe zu. Liegt die Wolkenschicht zwischen 7 km und 8 km , ist die Erwärmung an der Wolkenunterkante vom Betrag so groß wie die Abkühlung an der Wolkenoberkante. Die über jeweils eine Wolkenschicht gemittelte Erwärmungsrate ist nahe 0 K/d . In dieser Höhenregion ist eine vergleichsweise hohe optische Dicke $\tau_{\Delta H}$ von 0.36 , 0.51 bzw. 0.64 erforderlich, um eine Änderung der Erwärmungsrate um ΔH von 1.0 K/d , 1.5 K/d bzw. 2.0 K/d zu bewirken. Befindet sich die Wolkenschicht oberhalb von 8 km , dominiert der erwärmende Effekt an der Wolkenunterkante. Aufgrund der mit der Höhe geringer werdenden Luftdichte und sinkenden Temperatur wird der Wolkeneffekt wieder größer. So können optisch dünne Zirren von $\tau < 0.05$ einen entscheidenden Einfluss auf die Erwärmungsrate haben. Insbesondere in der Nähe der Kaltpunkttropopause führen Wolkenschichten mit sehr kleinen optischen Dicken von $\tau = 0.012$ bzw. $\tau = 0.024$ zu einer Erhöhung der Erwärmungsrate um 1 K/d bzw. 2 K/d .

In den bisherigen Betrachtungen wurde der Effekt einer einzelnen Wolkenschicht diskutiert. Es wurde gezeigt, dass der Effekt innerhalb des Wolkenvolumens wesentlich größer ist als in wolkenfreien Höhenschichten ober- und unterhalb der Wolke. Als nächstes wird untersucht, welchen Einfluss eine Wolkenschicht auf die Erwärmungsrate in einer weiteren, mit dieser überlappenden Wolkenschicht hat. Abbildung 5.9 zeigt den Effekt einer unterhalb der TTL liegenden, optisch dicken Wolke auf die Erwärmungsrate in einem Zirkus, der sich in der TTL befindet. Die aus dem unteren Halbraum kommende thermische Bestrahlungsstärke

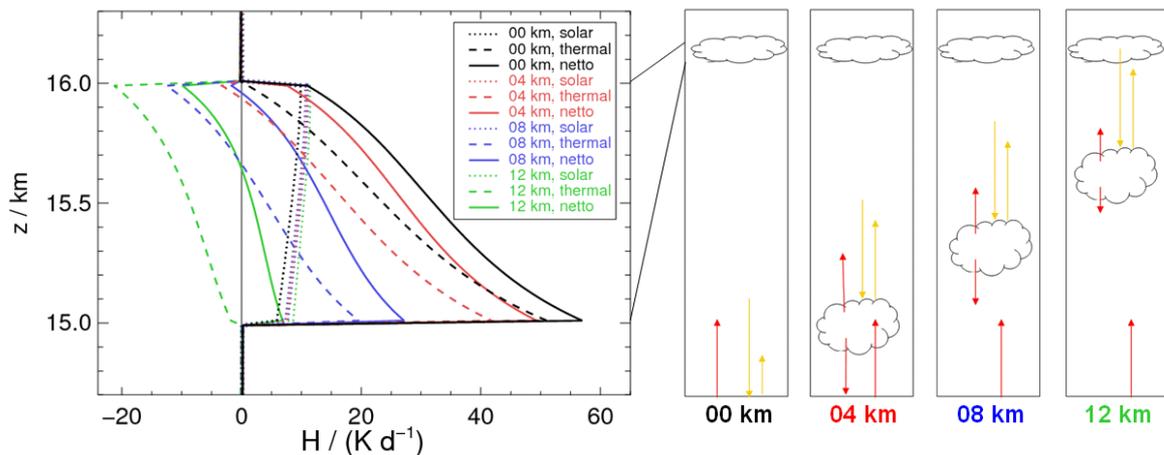


Abbildung 5.9: Der Effekt einer unterhalb der TTL liegenden, optisch dicken Wolke auf das Erwärmungsratenprofil eines Zirrus, der sich in 15 km bis 16 km Höhe befindet. Die Oberkante der unterhalb liegenden Wolke wird variiert und ist als Parameter angegeben. Der Zirrus hat eine optischen Dicke von $\tau = 1$. Die angenommene Atmosphäre ist typisch für die Tropen (Anderson et al., 1986), der Sonnenzenitwinkel ist 51° und der Boden ist schwarz.

wird durch die unterhalb liegende Wolkenschicht verringert. Befindet sie sich in der Nähe des Erdbodens, so ist ihre Oberkantentemperatur nur geringfügig kälter als der Boden, der Effekt auf die nach oben gerichtete, thermische Bestrahlungsstärke ist gering. Je höher die Wolkenoberkante der unteren Wolkenschicht ist, desto kälter ist sie. Mit der Abnahme der nach oben gerichteten, thermischen Strahlung sinkt die Absorption thermischer Strahlung innerhalb des Zirrus. Insbesondere im oberen Teil des Zirrus überwiegt die thermische Ausstrahlung und die Nettoerwärmungsrate wird negativ. Reicht die unterhalb liegende Wolke bis in eine Höhe von 12 km oder höher, so ist die thermische Erwärmungsrate in dem gesamten Volumen des in der TTL liegenden Zirrus negativ. Der Effekt der unterhalb liegenden Wolke auf die solare Erwärmungsrate ist im Vergleich zum thermischen Effekt gering, Sie wird durch die im Vergleich zum Boden erhöhte Albedo um ca. 2 K/d größer. Je tiefer die unterhalb liegende Wolkenschicht liegt, desto höher ist der Wasserdampfpfad, den die reflektierte Strahlung passiert, bevor sie nochmals den in der TTL liegenden Zirrus passiert. Entsprechend ist der Effekt auf die solare Erwärmungsrate maximal, wenn die unterhalb liegenden Wolkenschicht eine hohe Wolkenoberkante hat. Dieses Ergebnis zeigt, dass neben der Kenntnis der genauen Eigenschaften der Bewölkung innerhalb der TTL auch der Überlapp mit unterhalb liegenden Wolkenschichten von großer Bedeutung für die korrekte Simulation der Erwärmungsrate in der TTL ist. Der Wolkenüberlapp kann mithilfe des partiellen Bedeckungsgrades und des maximal-zufälligen Überlappschemas, siehe Abschnitt 3.2.3 und 4.3,

realitätsnah bei den im nächsten Abschnitt 5.2 untersuchten Ergebnissen simuliert werden.

Neben dem Effekt der Bewölkung auf die Erwärmungsrate wurden auch die Auswirkungen der Albedo und der Emissivität des Bodens sowie des troposphärischen Aerosols untersucht. In wolkenfreien Regionen wird die Erwärmungsrate im Bereich der TTL durch diese Einflussfaktoren um einige Zehntel K/d verändert. Dies ist im Vergleich zu dem Effekt von Zirren in der TTL ein bis zwei Zehnerpotenzen kleiner. Daher ist es für die in dieser Arbeit verfolgten Ziele gerechtfertigt, einfache Annahmen für diese Eingabegrößen zu wählen. Albedo und Emissivität werden bei der Simulation im folgenden Abschnitt 5.2 durch eine solare Breitbandalbedo und eine spektrale Bodenemissivität berücksichtigt. Die Darstellung der Aerosole durch ein Standardprofil ist aufgrund des geringen Einflusses auf die Erwärmungsrate in der TTL eine akzeptable Vereinfachung.

5.2 Die Erwärmungsrate der tropischen Atmosphäre

In diesem Kapitel wird die Erwärmungsrate der Tropen, insbesondere in der TTL, untersucht. Im ersten Abschnitt wird der Effekt von Spurengasen und der Bewölkung auf das Profil der Erwärmungsrate in den Tropen beschrieben. Im zweiten Abschnitt werden die Ergebnisse einer Simulation analysiert, die einen Zeitraum von Oktober 2006 bis September 2007 mit einer zeitlichen Auflösung von drei Stunden und eine Region von 30° Süd bis 30° Nord abdeckt. Die räumliche Auflösung ist 2° geographische Länge bzw. Breite. Die in diesem Kapitel dargestellten Profile zeigen jeweils das Mittel von 20° Süd bis 20° Nord, um einen störenden Einfluss der Subtropen zu vermeiden. Horizontalschnitte oder Breitenmittel werden im Gegensatz dazu bis 30° geographischer Breite gezeigt, um die Grenze zu den Subtropen identifizieren zu können. Eine detaillierte Beschreibung der Methoden und Eingangsdaten ist im Kapitel 3 zu finden. Mithilfe dieser Simulation können das mittlere Profil sowie die regionalen Strukturen und zeitlichen Variationen der Erwärmungsrate untersucht werden. Insbesondere wird das LZH (*level of zero heating*) betrachtet. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels wird die Unsicherheit der simulierten Erwärmungsrate quantifiziert, die durch die Unsicherheit der Eingangsdatensätze entsteht.

5.2.1 Die mittlere tropische Erwärmungsrate

Abbildung 5.10 zeigt auf der rechten Seite das über ein Jahr und über die Tropen gemittelte Erwärmungsratenprofil bei bewölktem und bei wolkenfreiem Himmel. In der Troposphäre ist die Nettoerwärmungsrate negativ. In diesem Höhenbereich sind die durch Kondensation freiwerdende latente Wärme und die negative Erwärmungsrate durch Strahlung die beiden größten Beiträge zur Energiebilanz, siehe strahlungskonvektives Gleichgewicht in Abschnitt 2.1.5. Oberhalb von 15.66 km ist die Erwärmungsrate bei bewölktem Himmel positiv, wodurch die potentielle Temperatur der Luft dort ansteigt und ein Aufstieg in die Stratosphäre ermöglicht wird. Die rote Kurve zeigt die solare Erwärmungsrate. Sie ist überall positiv. In der Troposphäre wird die solare Strahlung hauptsächlich durch Wasserdampf und in der Stratosphäre durch Ozon absorbiert, siehe Abschnitt 5.1.1. Das Minimum der

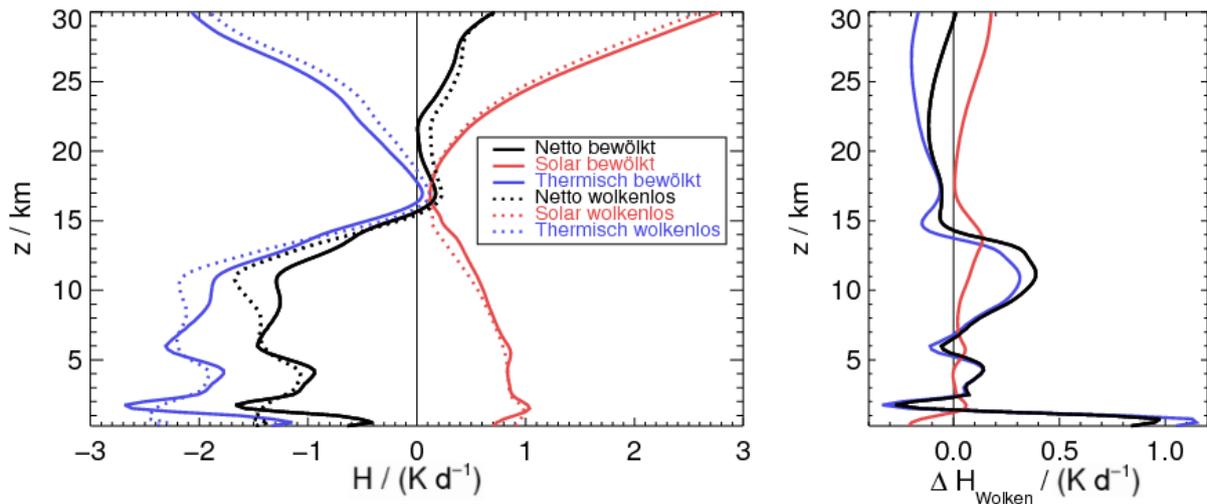


Abbildung 5.10: Die Abbildung zeigt die über ein Jahr und von 20° Süd bis 20° Nord gemittelte Erwärmungsrate bei bewölktem (durchgezogen) und bei wolkenlosem (gepunktet) Himmel. Im rechten Diagramm wird der Effekt der Bewölkung auf das Erwärmungsratenprofil dargestellt.

solaren Erwärmungsrate liegt bei 16.9 km. Der kombinierte Effekt der mit der Höhe sinkenden Wasserdampf- und steigenden Ozonkonzentration ist hier minimal. Die thermische Erwärmungsrate ist in fast allen Höhen negativ, siehe auch Abschnitt 3.2.1. Unterhalb der TTL emittiert insbesondere Wasserdampf, oberhalb der TTL hauptsächlich CO_2 und Wasserdampf. Nur in der TTL existiert eine Schicht von 15 km bis 18 km, in der die thermische Erwärmungsrate positiv ist. Hier, in der Nähe zur Kaltpunkttropopause, ist die thermische Emission aufgrund der niedrigen Temperatur gering. Sowohl die Ozon- als auch die Wasserdampfkonzentration ist hier klein, das entscheidende Gas ist CO_2 , das thermische Strahlung bei $14.6 \mu\text{m}$ absorbiert und zugleich aufgrund der niedrigen Temperatur wenig emittiert, siehe Abschnitt 5.1.1.

Die Bewölkung modifiziert den Strahlungstransfer und somit auch die Erwärmungsraten. Abbildung 5.10 zeigt auf der rechten Seite den mittleren Effekt über ein Jahr und von 20° Süd bis 20° Nord. Oberhalb von 1 km wird die solare Erwärmungsrate im tropischen Jahresmittel angehoben. Drei Schichten mit erhöhtem Bedeckungsgrad - die Grenzschichtbewölkung, die Schmelzschicht und die konvektive Ausflussregion, siehe Abbildung 2.9 - verursachen jeweils ein relatives Maximum des solaren Wolkeneffekts von 0.06 K/d in 1.7 km, 0.05 K/d in 5.8 km und 0.14 K/d in 13.7 km. Die beiden oberen Maxima der solaren Erwärmungsrate liegen in der gleichen Höhe wie die Maxima des Bedeckungsgrades. Die Absorption durch die Wolkenpartikel sowie die Verlängerung des optischen Weges durch Streuung erhöhen die solare Erwärmungsrate. Weiterhin wird sie angehoben, wenn unterhalb liegende Wolken die reflektierte, nach oben gerichtete Bestrahlungsstärke vergrößern. Alle Effekte hängen von dem Profil der Wolkenextinktion und dem Wolkenüberlapp ab, siehe Abschnitt 4.3 und 5.1.2. Das durch die Grenzschichtbewölkung verursachte Maximum der solaren Erwärmungsrate liegt etwa 400 m oberhalb des maximalen Wolkenflüssigwassergehalts und 700 m oberhalb des maximalen Bedeckungsgrades. In der gesamten Atmosphäre, jedoch besonders stark in der Grenzschichtbewölkung, nimmt die Abschattung durch die oberhalb liegende Bewölkung zu,

so dass der solare Wolkeneffekt - abgesehen von der Modifikation durch den Bedeckungsgrad - zum Boden hin kleiner wird und unterhalb von 1.1 km negativ ist.

Der thermische Wolkeneffekt ist vom Betrag her ca. zwei- bis dreimal so groß wie der solare Effekt, in der Grenzschicht sogar fünfmal so groß. Qualitativ verhalten sich die Schichten mit erhöhtem Bedeckungsgrad - die Grenzschicht in 1 km bis 2 km, die Schmelzschicht in 5 km bis 6 km und die konvektive Ausflussregion von 10 km bis 14 km - ähnlich wie eine einzelne Wolkenschicht. Die Erwärmungsrate in der unteren Hälfte einer Wolkenschicht durch die Absorption der aus dem unteren Halbraum kommenden Strahlung erhöht. An der Wolkenoberkante wird die thermische Erwärmungsrate durch eine höhere Emission vermindert. Beide Effekte sind abhängig von der optischen Dicke, der Temperatur und der Höhe der Wolke sowie dem Überlapp mit anderen Wolken, siehe Abschnitt 5.1.2 und Abschnitt 4.3. Im tropischen Jahresmittel ist die thermische Erwärmungsrate an der Untergrenze der Bewölkung der Grenzschicht in 0.5 km, der Schmelzzone in 4.5 km und der Ausflussregion in 11.5 km maximal durch den Wolkeneffekt um 1.12 K/d, 0.13 K/d bzw. 0.30 K/d im Vergleich zum wolkenlosem Himmel erhöht. An der Wolkenoberkante dieser Schichten in 1.8 km, 6.0 km und 14.7 km wird die Erwärmungsrate jeweils reduziert. Die Änderung der Erwärmungsrate ist -0.33 K/d, -0.11 K/d bzw. -0.18 K/d. Die Maxima des solaren Wolkeneffekts liegen jeweils zwischen den dazugehörigen Maxima und Minima des thermischen Wolkeneffekts, meist etwas näher am thermischen Minimum. Die Grenzschicht hat im Vergleich der drei Wolkenschichten den größten Effekt im thermischen Spektralbereich, da hier der Wolkenflüssigwassergehalt mit 0.26 g/m^2 besonders hoch ist, siehe Abbildung 2.9. Da in diesem Bereich die Bewölkung meist opak ist, ist der Bedeckungsgrad von entscheidender Bedeutung. Der Wolkeneiswassergehalt ist in der konvektiven Ausflussregion auch aufgrund der größeren vertikalen Erstreckung von einigen Kilometern mit 0.005 g/m^3 deutlich niedriger als in der Grenzschicht. Dennoch ist der thermische Wolkeneffekt beachtlich, einerseits aufgrund der hohen Temperaturdifferenz zum Erdboden und zu der bodennahen Bewölkung, andererseits auch aufgrund der geringen Luftdichte, siehe Abschnitt 5.1.2. Von den drei Wolkenschichten hat die Schmelzschicht den geringsten Effekt, da der Wolkenwassergehalt geringer ist als in der Grenzschicht und das relative Maximum des Bedeckungsgrads nur schwach ausgeprägt ist. Oberhalb der Bewölkung, die bis ca. 17 km reicht, reduziert diese die thermische Erwärmungsrate um 0.1 K/d bis 0.2 K/d, da die nach oben gerichtete, thermische Bestrahlungsstärke und somit auch die Absorption in der TTL und der unteren Stratosphäre vermindert wird.

In Abbildung 5.11 wird das Profil der Erwärmungsrate in der TTL genauer betrachtet. Die linke Seite der Abbildung 5.11 zeigt die Profile der Erwärmungsrate. Bei wolkenlosem Himmel Die Erwärmungsrate ist unterhalb von 15.44 km negativ und oberhalb positiv. Die Bewölkung reduziert die Nettoerwärmungsrate oberhalb von 14.3 km. In der Höhe des LZH ist die Erwärmungsrate um ca. 0.06 K/d kleiner als im wolkenlosen Fall. Daher liegt das LZH bei bewölktem Himmel in 15.66 km, dies ist 218 m höher als unter wolkenfreien Bedingungen. Auf der rechten Seite ist der Effekt der Bewölkung dargestellt. Der solare Effekt ist bei 13.7 km mit 0.14 K/d maximal. Bis 17.5 km nimmt er aufgrund des geringer werdenden Wolkeneiswassergehalts und Bedeckungsgrads mit zunehmender Höhe ab, siehe auch Abbildung 2.9. Oberhalb davon wird die solare Erwärmungsrate vor allem durch die Absorption von reflektierter solarer Strahlung durch das Ozon erhöht. Entsprechend dem Profil der Ozonkonzentration nimmt der solare Wolkeneffekt wieder zu. Der Effekt der Bewölkung auf die

thermische Erwärmungsrate ist unterhalb von 13.7 km positiv, darüber negativ. Ein lokales Minimum der thermischen Erwärmungsrate befindet sich in 14.7 km, verursacht durch die Emission der Wolken. Oberhalb wird die thermische Erwärmungsrate hauptsächlich durch die verminderte, nach oben gerichtete thermische Bestrahlungsstärke reduziert. Der Effekt der Bewölkung auf die Nettoerwärmungsrate ist unterhalb von 14.3 km positiv und oberhalb negativ.

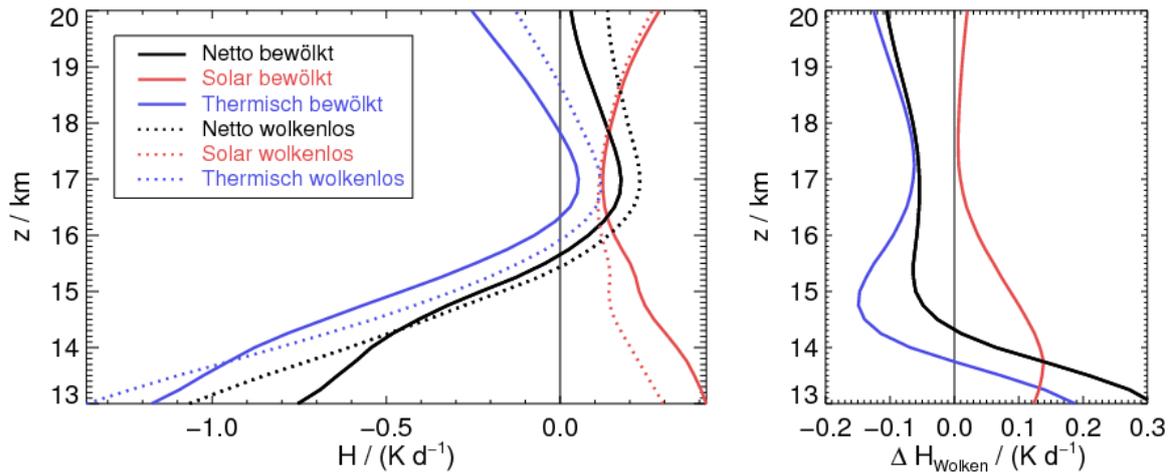


Abbildung 5.11: Die über ein Jahr und von 20° Süd bis 20° Nord gemittelte Erwärmungsrate bei bewölktem (durchgezogen) und den wolkenlosem (gestrichelt) Himmel.

5.2.2 Räumliche Strukturen der tropischen Erwärmungsrate

In diesem Abschnitt werden die räumlichen Strukturen der tropischen Erwärmungsrate analysiert. Da der Fokus der Betrachtung auf der TTL liegt, wird als erstes die Struktur des LZH (*level of zero net radiative heating*) betrachtet, siehe Abbildung 5.12. In den stark konvektiven Regionen entlang der ITCZ (*innertropical convergence zone*) über dem Indischen Ozean, dem westlichen Pazifik, Mittelamerika und dem tropischen Afrika liegt das LZH bei bewölktem Himmel in 15.7 km bis 16.2 km Höhe und ist somit um bis zu 1 km höher als in Regionen mit stabil geschichteter Atmosphäre und weniger hochreichender Konvektion.

Insbesondere ist die Atmosphäre in den Stratocumulusregionen über kalten Ozeanströmungen, wie dem Humboldtstrom im Westen Südamerikas und dem Westaustralische Strom, stabil geschichtet und in der oberen Troposphäre trocken. In etwas schwächerem Maße lässt sich eine niedrige Höhe des LZH auch über dem Benguelastrom westlich von Afrika und dem Kalifornien-Strom westlich von Nordamerika und über der Sahara beobachten. Die mittlere Abbildung zeigt das LZH bei bewölktem Himmel. Im Vergleich zum wolkenlosen LZH ist die räumlich Variabilität hier wesentlich größer. An den Grenzen zu den Subtropen steigt die Höhe des LZH an. In den mittleren Breiten ist die Erwärmungsrate bis zur mittleren Stratosphäre in keiner Höhe positiv, somit ist auch kein LZH definiert. In den äußeren Tropen von 20° Süd bis 10° Süd und 10° Nord bis 20° Nord ist die Erwärmungsrate im Bereich der TTL maximal. Somit liegt das LZH in diesen Regionen besonders tief bei 15.2 km. Im konvektiven

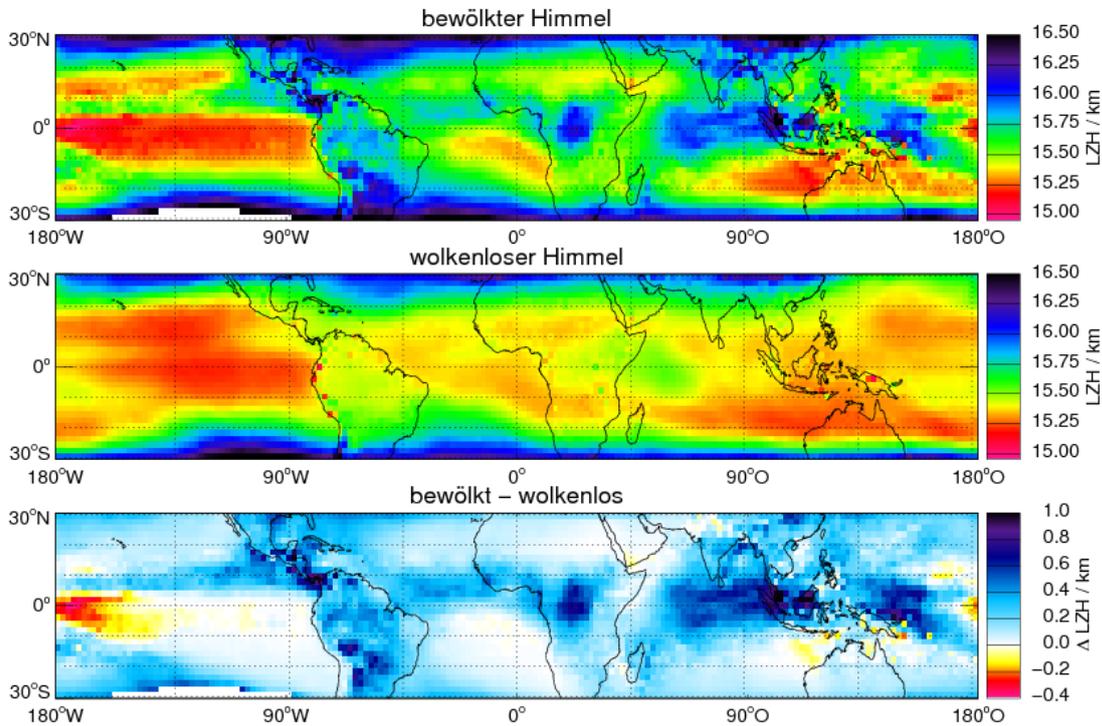


Abbildung 5.12: Die obere und mittlere Abbildung zeigen die Höhe des LZH bei bewölktem bzw. bei wolkenlosem Himmel. In der unteren Abbildung wird der Effekt der Bewölkung auf das LZH dargestellt. Die weißen Flächen kennzeichnen Orte, wo die mittlere Erwärmungsrate in jeder Höhe negativ und somit das LZH nicht definiert ist.

Bereich der ITCZ vermindert ein erhöhter Eintrag von wasserdampfreicher und ozonarmer Luft die Erwärmungsrate, wobei Wasserdampf die thermische Emission verstärkt und die geringe Ozonkonzentration die solare Absorption vermindert, siehe auch Abschnitt 5.1.1. Dieser Effekt ist besonders deutlich über Südamerika und östlich von Afrika zu beobachten. In der untersten Abbildung ist der Effekt der Bewölkung auf die Höhe des LZH dargestellt. Wie in Abschnitt 5.1.2 gezeigt wurde, können Wolken innerhalb der TTL in Abhängigkeit vom Überlapp mit tiefer liegenden Wolken die Erwärmungsrate sowohl erhöhen als auch verringern. Eine Verringerung der Erwärmungsrate wird durch hochreichende Konvektion verursacht, deren Oberkante stark auskühlt und die thermische Bestrahlungsstärke oberhalb der Wolke vermindert. Dies ist insbesondere in der ITCZ über dem Indischen Ozean, dem westlichen Pazifik, Mittelamerika, sowie Südamerika und dem tropischen Afrika zu beobachten, wobei das LZH um bis zu 1 km angehoben wird. In Bereichen mit vorrangig hoher Bewölkung erhöht die Zirrusbewölkung innerhalb der TTL die Erwärmungsrate, und das LZH wird um bis zu 400 m abgesenkt. Dies ist im zentralen Pazifik und im Norden von Australien der Fall, wohin sich der konvektive Ausfluss des westlichen Pazifik ausbreitet. In den Regionen mit vorrangig niedriger Bewölkung, im Bereich des Humboldtstroms und des Benguelastroms, ist der Einfluss der Wolken auf die Erwärmungsrate in der TTL gering.

Im Folgenden werden einige Regionen genauer betrachtet, in denen das LZH relative Maxima oder Minima aufweist. In Tabelle 5.2.2 stehen die Grenzen der Regionen, die in Abbildung

Region	Länge (W)	Länge (O)	Breite (S)	Breite (N)
westlicher Pazifik	66	160	-6	8
Mittelamerika	-88	-74	6	14
tropisches Afrika	16	28	-4	6
zentraler Pazifik	-180	-154	-6	4
östlicher Pazifik	-110	-86	-12	-2
Südatlantik	-20	6	-14	-2
Sahara	6	30	12	22

Tabelle 5.1: Die geographische Position der Regionen, deren Erwärmungsratenprofil im Folgenden genauer untersucht wird.

5.13 illustriert werden.

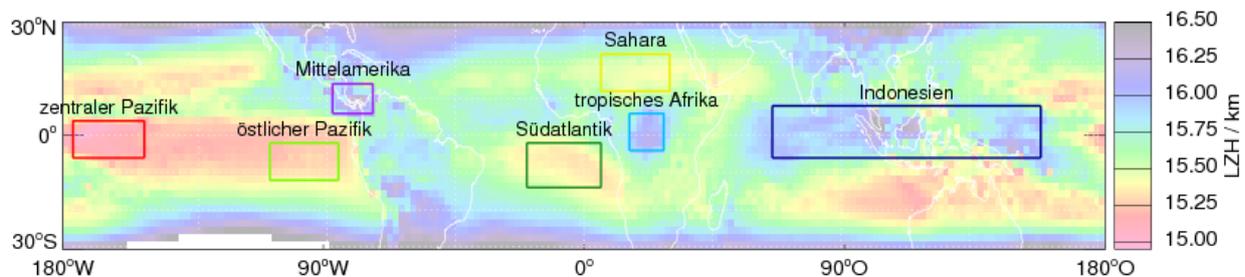


Abbildung 5.13: Regionen, für die im Folgenden die Erwärmungsrate untersucht wird. Die Regionen wurden nach markanten Strukturen des LZH ausgewählt.

Abbildung 5.14 zeigt die mittleren Erwärmungsratenprofile dieser Regionen bei wolkenlosem Himmel. Die konvektiven Regionen Indonesien, Mittelamerika und das tropische Afrika (lila, hell- und dunkelblau) unterschieden sich deutlich von dem östlichen Pazifik und dem Südatlantik (hell- und dunkelgrün) und der Sahara (gelb). Eine Sonderrolle hat der zentrale Pazifik (rot). Er ist die einzige Region, in der die Erwärmungsrate nahe des LZH im jährlichen Mittel durch den Einfluss der Bewölkung erhöht bzw. das LZH abgesenkt wird. Die solare Erwärmungsrate ist in 4 km bis 12 km aufgrund des höheren Wasserdampfgehalts in den konvektiven Regionen um ca. 0.3 K/d höher als in den nicht konvektiven Regionen. Oberhalb von 12 km und unterhalb von 4 km sind alle Regionen sehr ähnlich. Auch die thermische Erwärmungsrate ist in konvektiven und stabil geschichteten Regionen unterschiedlich: die Sahara als trockenste Region hat aufgrund der geringen Wasserdampfkonzentration die größte thermische Erwärmungsrate von ca. -2.0 K/d zwischen dem Erdboden und 8 km. Der zentrale und östliche Pazifik sowie der Südatlantik haben von 0 km bis 5 km eine hohe Wasserdampfkonzentration und ähneln daher in diesem Höhenbereich den konvektiven Zonen. Oberhalb von 5 km bis 11 km ist die Wasserdampfkonzentration in der Sahara, dem östlichen Pazifik und dem Südatlantik aufgrund des vorherrschenden synoptischen Absinkens gering. Dies führt in der oberen Troposphäre zu einer größeren thermischen Erwärmungsrate von ca. -2.0 K/d im Vergleich zu den konvektiven Regionen, wo diese bei ca. -2.3 K/d bis -2.6 K/d liegen. In konvektiven Regionen liegt die Nettoerwärmungsrate in 5 km Höhe

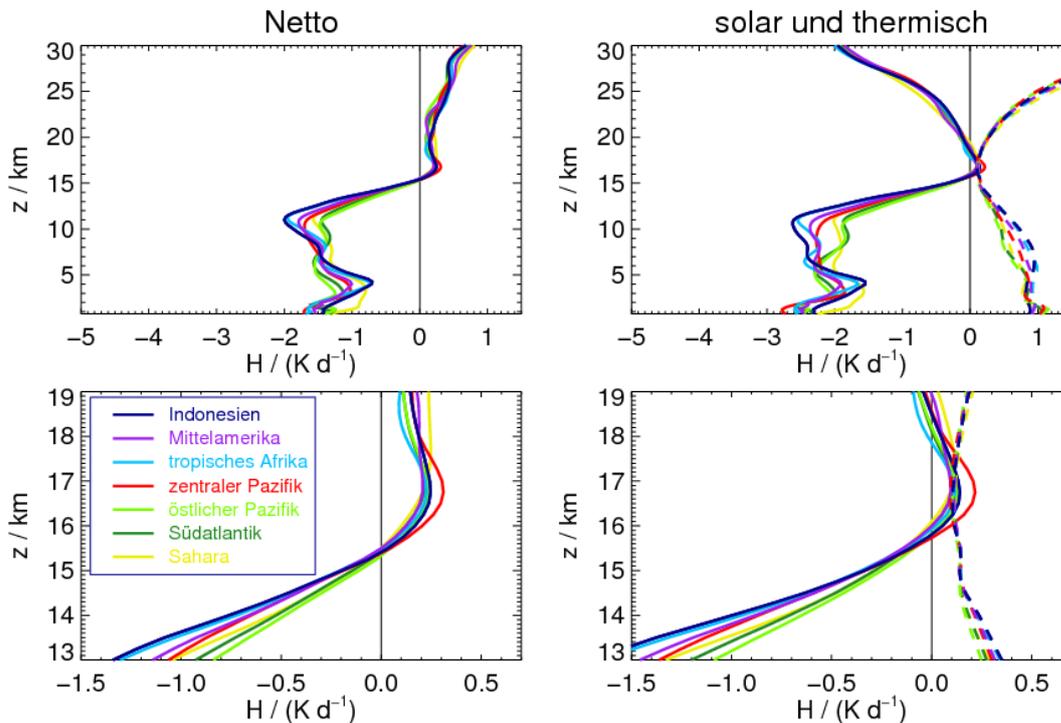


Abbildung 5.14: Erwärmungsratenprofile verschiedener Regionen bei wolkenlosem Himmel. Auf der linken Seite die Netto-Erwärmungsrate, auf der rechten Seite die solare und thermische Komponente separat. In den oberen Abbildungen wird der gesamte simulierte Höhenbereich gezeigt, in den unteren wird ein genauerer Blick auf den Höhenbereich der TTL geworfen.

zwischen -0.8 K/d und -1.2 K/d und ist somit etwas größer als in den stabil geschichteten Regionen, wo sie bei etwa -1.4 K/d liegt. Von 5 km bis 11 km fällt die Nettoerwärmungsrate in den konvektiven Regionen Indonesien und dem tropischen Afrika stark ab auf -2.0 K/d . In den stabileren Regionen des östlichen Pazifiks, des Südatlantiks und der Sahara bleibt die Nettoerwärmungsrate zwischen 5 km und 11 km ungefähr bei -1.5 K/d . Oberhalb von 11 km gleichen sich die Erwärmungsratenprofile an.

In Abbildung 5.14 (unten) werden die Erwärmungsraten in der TTL im Detail dargestellt. Die solare Erwärmungsraten der verschiedenen Regionen variieren nur unterhalb von 14.5 km . Oberhalb von dieser Höhe sind sie sehr ähnlich. Die thermische Erwärmungsrate variiert insbesondere unterhalb von 15.5 km , wobei die stabil geschichteten Regionen eine größere thermische Erwärmungsrate haben als die konvektiven Regionen. Die Nettoerwärmungsrate zeigt insbesondere in der Nähe des LZH 15 km bis 16 km eine besonders geringe räumliche Variation. In der Höhe des LZH ist die Verweilzeit von Luftmassen besonders hoch, siehe auch Abbildung 1.2. Somit können sich horizontale Unterschiede besser ausgleichen. Unterhalb von 15 km ist die Wasserdampfkonzentration zwischen konvektiven und nicht-konvektiven Regionen unterschiedlich und verursachen unterschiedliche thermische Erwärmungsrate. Oberhalb von 16 km wird das Temperaturprofil stark von überschießender Konvektion beeinflusst, was wiederum zu Unterschieden der thermischen Erwärmungsrate führt. Insbesondere der zentrale Pazifik zeigt die höchste Nettoerwärmungsrate im Bereich der Kaltpunkttropopause.

Abbildung 5.15 zeigt die mittleren Erwärmungsratenprofile für die gleichen Regionen wie in Abbildung 5.14, hier jedoch unter Berücksichtigung der Bewölkung. Die ausgedehnte Strato-

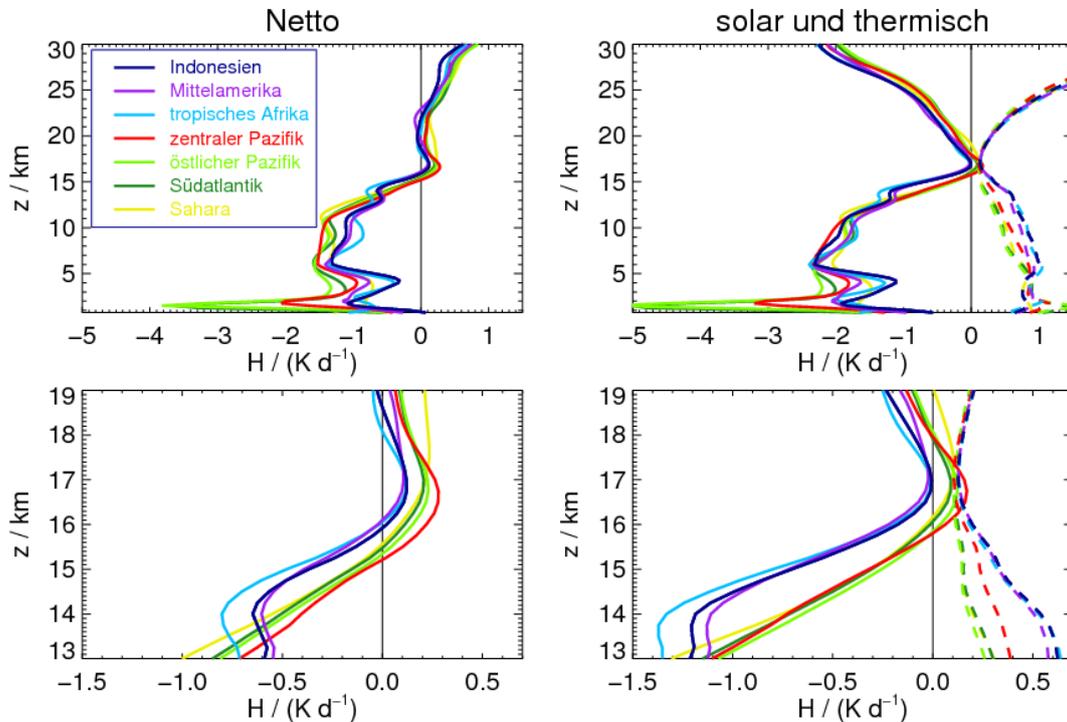


Abbildung 5.15: Das linke Diagramm zeigt das Profil der Netto-Erwärmungsrate verschiedener Regionen bei bewölktem Himmel. Rechts werden die solare und thermische Erwärmungsrate separat dargestellt. Die oberen Abbildungen zeigen den Höhenbereich von Boden bis 30 km, während die unteren einen Einblick in die Details der TTL-Region gewähren.

kumulusbewölkung in 1 km bis 2 km Höhe im östlichen Pazifik und dem Südatlantik (grün) erhöht die solare Erwärmungsrate um bis zu 0.4 K/d und verringern an der Wolkenoberkante die thermische Erwärmungsrate um bis zu -3.5 K/d . Somit wird auch die Nettoerwärmungsrate an der Oberkante der Grenzschichtbewölkung verringert. Dieser Effekt intensiviert die Inversion am Oberrand der Grenzschicht und verstärkt somit das Auftreten der Grenzschichtbewölkung. Zwischen der Grenzschicht und der Schmelzschicht in 5 km sind die Unterschiede der solaren Erwärmungsrate gering, die thermische hingegen variiert deutlich, da sie in stärkerem Maße von angrenzenden Höhenbereichen beeinflusst wird als die solare. Der Unterschied der solaren Erwärmungsrate in 5 km bis 15 km zwischen konvektiven und stabilen Regionen wird durch den Effekt der Bewölkung noch verstärkt. Die solare Erwärmungsrate ist hier durchgängig um etwa 0.4 K/d in den konvektiven Regionen höher als in den stabil geschichteten Regionen. Insbesondere oberhalb von 11 km tragen Zirren in der konvektive Ausflussregion maßgeblich zu der erhöhten solaren Erwärmung bei. Die thermische Erwärmungsrate wird insbesondere in den konvektiven Regionen Indonesien, Mittelamerika und dem tropischen Afrika zwischen 5 km und 12 km beeinflusst. Die geringe thermische Erwärmungsrate in 11 km bei wolkenlosem Himmel wird durch einen erwärmenden thermischen Effekt der Zirren im Bereich des konvektiven Ausflusses kompensiert, so dass die thermischen Erwärmungsratenprofile unter Berücksichtigung von Wolken wesentlich ähnlicher sind als bei

wolkenlosem Himmel. Daher ist auch der vertikale Gradient der Netto-Erwärmungsrate zwischen 6 km und 12 km in allen Regionen sehr ähnlich, wobei die Nettoerwärmungsrate der konvektiven Regionen um 0.3 K/d größer ist als die der nicht-konvektiven. In den konvektiven Regionen ist der abkühlende Effekt der Oberkante der hochreichenden Konvektion oberhalb von 13 km deutlich zu sehen. Die Erwärmungsrate bis über die Kaltpunkttropopause hinaus ist um ca. 0.5 K/d kleiner als in den nicht-konvektiven Gebieten. Die solare Erwärmungsrate wird durch die hohe Bewölkung angehoben, jedoch überwiegt deutlich der thermische Effekt. Somit ist auch die Netto-Erwärmungsrate kleiner und das LZH liegt um ca. 600 m deutlich höher als in den nicht-konvektiven Gebieten. An dieser Stelle wird die Sonderstellung des zentralen Pazifiks deutlich. In der Höhenregion unterhalb von 10 km ist das Profil der Erwärmungsrate vergleichbar zu dem, das in den stabilen (grünen) Stratocumulusregionen auftritt. Die mittlere Bewölkung ist sehr schwach ausgeprägt, hingegen existiert ein hoher Bedeckungsgrad im Bereich des konvektiven Ausflusses von 10 km bis 14 km, der hauptsächlich aus dem Raum des westlichen Pazifiks stammt. Durch den geringen mittelhohen Bedeckungsgrad ist kein thermischer abkühlender Effekt der hohen Bewölkung zu beobachten. Der mittlere Pazifik ist daher die einzige Region, in der die erhöhte solare Erwärmungsrate dominiert und somit die Netto-Erwärmungsrate erhöht und das LZH absenkt. Insbesondere zeigt auch die sehr hohe Erwärmungsrate im Bereich der Kaltpunkttropopause, dass der zentrale Pazifik eine bevorzugte Region des Troposphären-Stratosphären-Transport ist.

5.2.3 Zeitliche Variation der tropischen Erwärmungsrate

Abbildung 5.16 zeigt monatlich gemittelte Profile der Erwärmungsrate im Lauf eines Jahres. Die vertikalen Strukturen des Erwärmungsrateprofils, die sich aufgrund des Zustandes

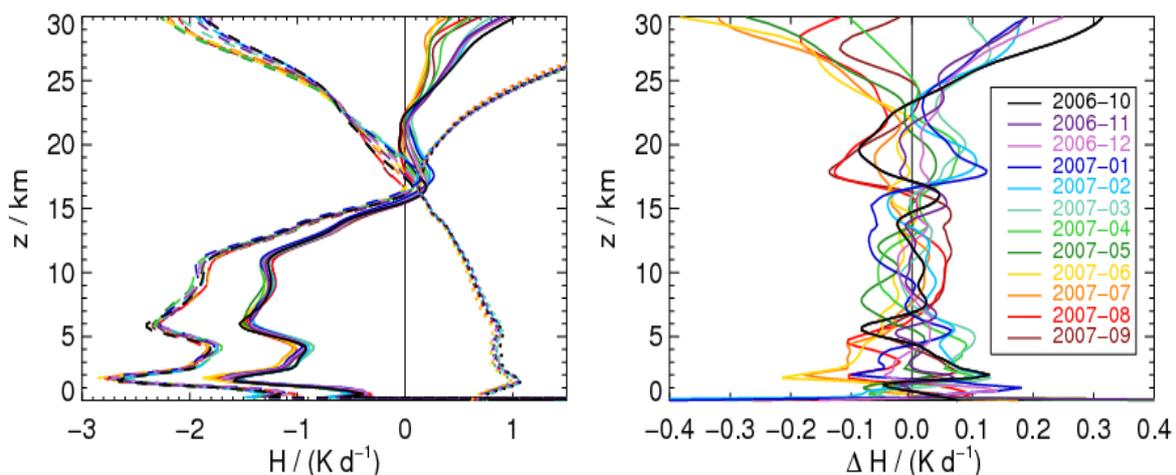


Abbildung 5.16: Links die Monatsmittel der Erwärmungsrate im Bereich der Tropen von 20° Süd bis 20° Nord. Rechts ist die Abweichung zu dem Jahresmittel dargestellt.

der Atmosphäre und der Bewölkung ergeben, sind über das ganze Jahr hinweg stabil, siehe Abbildung 5.16 links. Die zeitliche Änderung der thermischen Erwärmungsrate ist größer als

die der solaren. Auf der rechten Seite von Abbildung 5.16 ist die Abweichung des Monatsmittels der Nettoerwärmungsrate vom Jahresmittel dargestellt. Bis 5 km liegt die Variation zwischen -0.2 K/d und 0.2 K/d . Zwischen 5 km und 15 km liegt sie zwischen -0.1 K/d und $+0.05 \text{ K/d}$ und ist somit geringer als unterhalb von 5 km. In der Nähe zur und oberhalb der Kaltpunkttropopause in 16 km bis 22 km ist die Variation u. a. aufgrund des starken Jahresganges der Temperatur an der Kaltpunkttropopause wieder größer und liegt zwischen -0.15 K/d und 0.12 K/d .

Im Folgenden werden die Ursachen für die zeitlichen Variationen der solaren und thermischen Erwärmungsrate untersucht. Abbildung 5.17 zeigt die Abweichung der über einen Tag und von 20° Süd bis 20° Nord gemittelten solaren und thermischen Erwärmungsrate vom Jahresmittel. Zusätzlich werden die absoluten Abweichungen der Temperatur und die relative Abweichung des Ozon- und des Wasserdampfprofils vom Jahresmittel gezeigt. Die letzten drei Abbildungen zeigen die Windkomponenten u , v und die vertikale Windkomponente $\omega = dp/dt$. Es können drei vertikale Regionen mit unterschiedlichen Charakteristiken identifiziert werden: Die untere Stratosphäre, ein Übergangsbereich zwischen TTL und unterer Stratosphäre und die Troposphäre. Der hier definierte Übergangsbereich befindet sich in 16 km bis 21 km und reicht somit 2 km bis 3 km in die Stratosphäre hinein, siehe auch Abschnitt 2.3, in dem die verschiedenen Definitionen des oberen Randes der TTL beschrieben werden. Zur Erhöhung der Übersichtlichkeit werden die Grenzen zwischen diesen Höhenregionen in alle Diagramme eingezeichnet. Zuerst wird die zeitliche Änderung der Atmosphäre beschrieben, anschließend die Auswirkungen auf die Erwärmungsrate.

Die Temperatur ist in der Stratosphäre von Dezember bis Mitte April und in der TTL von Dezember bis Mitte Mai besonders niedrig. Der Jahresgang der Temperatur in der TTL stimmt mit dem typischen Jahresgang der Kaltpunkttropopausentemperatur überein, siehe Abbildung 2.7. Ursache ist eine verstärkte Anregung der *Brewer-Dobson*- und *Hadley*-Zirkulation auf der nördlichen Winterhemisphäre und eine daraus resultierende negative vertikale Temperaturadvektion. Im Südwinter von Mitte Juni bis Oktober liegt die Temperatur der Stratosphäre unterhalb des Jahresmittels. Sie ist aber wesentlich näher am Jahresmittelwert als die Temperaturen des Nordwinters. Die Temperaturen nahe der Kaltpunkttropopause haben hingegen im Südwinter ein Maximum, was auf eine stagnierende Vertikalbewegung schließen lässt.

Die Ozonkonzentration wird hauptsächlich durch Advektion und die photolytische Ozonchemie bestimmt. Das Maximum der Ozonkonzentration liegt bei ca. 8 hPa (ca. 33 km), das Maximum der Ozonproduktion einige km unterhalb (Fortuin und Langematz, 1995). Oberhalb von 25 km folgt das Ozonmaximum dem Sonnenstand. Der doppelte Jahresgang entsteht dadurch, dass ein den inneren Tropen folgendes zonales Band ozonreicher Luft zur Tag- und Nacht-Gleiche zentral über dem Äquator liegt, zur Sonnenwende hingegen zur Sommerhemisphäre ausgelenkt ist. Unterhalb von 25 km wird die Ozonkonzentration entscheidend von der Dynamik beeinflusst. Die *Brewer-Dobson*-Zirkulation ist während des Winters von Dezember bis März und von Juli bis Oktober klar zur jeweiligen Winterhemisphäre ausgerichtet. Somit ist die Verweilzeit der Luft über den zentralen Tropen und folglich die Ozonkonzentration klein. Im Anschluss an die Tag- und Nacht-Gleiche hingegen findet eine Umstellung der *Brewer-Dobson*-Zirkulation von der Nord- zur Südhemisphäre bzw. umgekehrt statt. Die Luft verweilt länger über den inneren Tropen und es werden höhere Ozonkonzentrationen

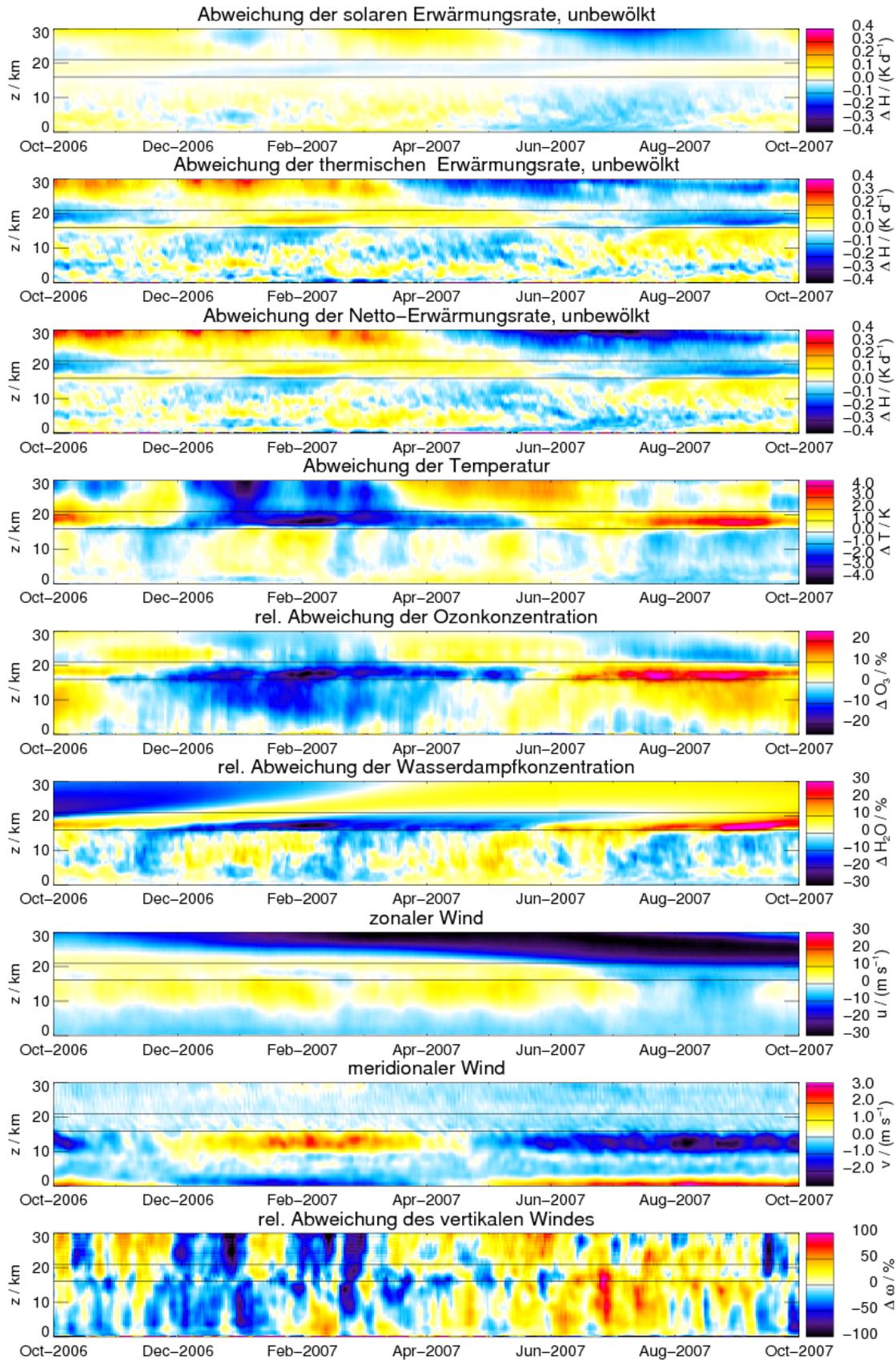


Abbildung 5.17: Die Abweichung der mittleren tropischen (20° Süd bis 20° Nord), solare, thermischen und Netto-Erwärmungsrate vom Jahresmittel ohne Berücksichtigung der Bewölkung, sowie die Abweichung des Temperatur-, der Ozon- und Wasserdampfprofils vom Jahresmittel. Die waagerechten Linien zeigen vertikale Regionen mit unterschiedlichen zeitlichen Verhalten.

erreicht. Das Minimum der solaren Erwärmungsrate ist von Juni bis August stärker ausgeprägt als von Dezember bis Februar. Auch in der TTL ist deutlich zu erkennen, dass die Ozonkonzentration von der Dynamik der TTL beeinflusst wird, jedoch hier mit einem anderen zeitlichen Verlauf. Von Dezember bis Mitte Mai führt eine starke Vertikalbewegung viel ozonarme Luft aus der Troposphäre nach, die Ozonkonzentration ist gering. Ab Juni ist die Vertikalbewegung in der TTL wesentlich geringer, und die Ozonkonzentration steigt an.

In 16 km bis 21 km Höhe wird die Wasserdampfkonzentration hauptsächlich von dem Jahresgang der Temperatur bestimmt, siehe Beschreibung des Trockenfrierens in Abschnitt 2.3.2. Die Wasserdampfkonzentrationen in der Stratosphäre weichen zu Beginn und zum Ende des betrachteten Zeitraumes aufgrund der QBO (*Quasi-Biennial Oscillation*) deutlich voneinander ab. Es ist kein typischer Jahresgang erkennbar. Zu Beginn der betrachteten Periode ist die tropische stratosphärische Luft vergleichsweise trocken und die Luft in der TTL-Region bis in den Dezember hinein feucht. Anfang Dezember setzt eine verstärkte Vertikalbewegung durch die TTL ein. Feuchte Luft wird in die obere Stratosphäre transportiert. Sie erreicht im März eine Höhe von 30 km. Der Aufstieg der feuchten Luft erzeugt eine *tape-recorder*-Signatur, siehe Abschnitt 2.3.2. Dezember bis Mitte Mai weisen niedrige Temperatur- und Ozonwerte auf eine starke Vertikalbewegung in der TTL hin. Jedoch wird keine trockene Luft in die Stratosphäre eingetragen. Daher liegt die Vermutung nahe, dass ein Großteil der in der TTL nach oben transportierten Luftmasse mit der oberen *Hadley*-Zirkulation in die Subtropen anstatt in die obere Stratosphäre transportiert wird.

Die Signatur des zonalen Windkomponente u ist eindeutig auf die QBO zurückzuführen. Zu Beginn des betrachteten Zeitraumes befindet sich eine Ostströmung in 30 km Höhe, unterhalb davon Westwinde mit 5 m/s. Im Lauf des Jahres wird die gesamte Raum von 20 km bis 30 km von Westwinden mit bis zu 35 m/s dominiert. Befindet sich eine Ostströmung oberhalb der Westströmung, so wird dadurch eine Aufwärtsbewegung in den Tropen induziert (Plumb und Bell, 1981). Dies wird insbesondere von Dezember bis März an der vertikalen Windkomponente ω deutlich. Die meridionale Windkomponente v zeigt eine verstärkte *Hadley*-Zirkulation von Januar bis April und von Juni bis Oktober.

Im Folgenden werden die Auswirkungen des atmosphärischen Zustandes auf die solare, thermische und Nettoerwärmungsrate beschrieben. Die solare Erwärmungsrate in der Stratosphäre liegt von Oktober bis Dezember und von Februar bis Mai über, anschließend unter dem Jahresdurchschnitt. Es besteht hier ein deutlicher Zusammenhang zu der Ozonkonzentration. Beide Größen sind von Oktober bis Dezember und von März bis Juli größer, hingegen von Juni bis Mitte September kleiner als im Jahresdurchschnitt. In der TTL zeigt die solare Erwärmungsrate wie auch die Ozonkonzentration einen einfachen Jahresgang mit einem Minimum von Dezember bis Juni und einem Maximum im anderen Halbjahr. Die solare Erwärmungsrate hat in dieser Höhenregion ein Minimum, daher ist auch die Amplitude der zeitlichen Variation klein. In der Troposphäre ist die solare Erwärmungsrate im Nordsommer kleiner als im Jahresdurchschnitt. Dies wird dadurch verursacht, dass die ITCZ während des Nordsommers durch den Monsun stark nach Norden ausgelenkt wird. Südlich der ITCZ befinden sich nun Luftmassen mit subtropischem Charakter innerhalb des untersuchten Gebietes von 20° Süd bis 0° Süd. Die subtropischen Luftmassen sind im oberen Bereich der Troposphäre trockener als die tropischen und verhalten sich tendenziell wie die im vorangegangenen Abschnitt 5.2.2 untersuchten nicht-konvektiven Regionen. Sie haben aufgrund

der niedrigen Wasserdampfkonzentration daher im wolkenlosen Fall eine niedrigere solare Erwärmungsrate als im Jahresmittel.

Die thermische Erwärmungsrate in der Stratosphäre von 22 km bis 30 km liegt bis Mitte März über dem Jahresdurchschnitt. Anschließend fällt sie um etwa 0.3 K/d ab. Bis Dezember sorgen eine hohe Ozon- und eine niedrige Wasserdampfkonzentration für die Erhöhung der thermischen Erwärmungsrate. Zwischen Dezember und Februar ist die Temperatur in der Stratosphäre um 0.5 K bis 4.0 K niedriger als im Jahresmittel. Dadurch ist die von der Stratosphäre emittierte Bestrahlungsstärke geringer und die thermische Erwärmungsrate entsprechend größer. Ab April 2007 sorgen eine hohe Wasserdampfkonzentration und eine hohe Temperatur für eine niedrige thermische Erwärmungsrate. Zwischen 16 km und 21 km liegt die thermische Erwärmungsrate von Anfang Dezember bis Mitte Mai über dem Jahresdurchschnitt. In erster Linie wird dies durch den Jahresgang der Temperatur in dem Höhenbereich der Kaltpunkttropopause verursacht, die von Dezember bis April niedriger ist, siehe Abbildung 2.7. Die niedrige Wasserdampfkonzentration vermindert weiterhin die thermische Ausstrahlung der TTL. Der Einfluss der Ozonkonzentration auf die Erwärmungsrate in 16 km bis 21 km ist geringer als der der Temperatur und der des Wasserdampfes. In der Troposphäre wird die Abweichung der thermischen Erwärmungsrate gegenüber dem Jahresmittel hauptsächlich durch die Temperatur und die Wasserdampfkonzentration bestimmt. Beispielsweise ist ab Juli 2007 die Erwärmungsrate in der oberen tropischen Troposphäre erhöht. Hier hat die Troposphäre aufgrund der Nordauslenkung der ITCZ tendenziell einen subtropischen Charakter mit einer trockenen oberen Troposphäre und einer höheren thermischen Erwärmungsrate.

Wird die zeitliche Variation der Nettoerwärmungsrate betrachtet, so wird sie vorrangig durch die Variation des thermischen Anteils bestimmt, insbesondere oberhalb von 12 km. Durch Vergleich der Nettoerwärmungsrate und der vertikalen Geschwindigkeit kann ermittelt werden, inwiefern das Konzept des strahlungsausgleichenden Windes, siehe Gleichung (6.3) in Abschnitt 2.1.5, auch auf kurzen Zeitskalen gültig ist. Eine positive Nettoerwärmungsrate tritt dabei im langzeitlichen und großflächigen Mittel zusammen mit einer aufwärts gerichteten Vertikalbewegung $\omega < 0$ auf.

In der TTL steigt die Nettoerwärmungsrate von November bis Februar rasch an. Hauptsächlich Ursache ist der Abfall der Temperatur in der TTL und der damit verbundene Anstieg der thermischen Erwärmungsrate. Der starke TST führt in diesen Monaten zu einer substanzialen Befeuchtung der stratosphärischen Luft. Die Wasserdampfkonzentration steigt um ca. 30 % an. In der TTL hält die Periode mit hoher Nettoerwärmungsrate und kleinem ω bis Juni an, also ungefähr zwei Monate länger als in der Stratosphäre. Der Vertikalschnitt der Wasserdampfkonzentration zeigt jedoch, dass die trockene Luft der TTL nicht in die Stratosphäre eingetragen wird. Dies legt den Schluss nahe, dass eine verstärkte horizontale Divergenz in der TTL auftritt und ein Hauptteil der aufsteigenden Luftmasse mit der oberen *Hadley*-Zirkulation in die Subtropen transportiert wird.

In der Stratosphäre liegt die Nettoerwärmungsrate bis April bei bis zu 0.3 K/d über dem Jahresdurchschnitt. Die feuchte Luft, die im November 2006 bis Januar 2007 in die Stratosphäre eingetragen wird, wird in allen Höhenregionen von 22 km bis 30 km verteilt. Die Periode mit niedriger Temperatur, Ozon- und Wasserdampfkonzentration und überdurchschnittlichen Nettoerwärmungsrate endet im April/Mai. Innerhalb von zwei Monaten sinkt

letztere um 0.6 K/d. Dem entsprechend ist die Vertikalgeschwindigkeit ω ab April tendenziell größer. Es wird weniger Luft in der unteren Stratosphäre nach oben transportiert.

Auch in der Troposphäre lässt sich ein Zusammenhang zwischen Nettoerwärmungsrate und Vertikalbewegung erkennen. Nach dem Konzept des strahlungsausgleichende Windes besteht ein klarer Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen, siehe Abschnitt 2.2. Jedoch beeinflusst die Konvektion in dieser Höhenregion die Energiebilanz ungefähr dem gleichen Maße wie die Strahlung beeinflusst, und somit die Voraussetzungen für die Ableitung des strahlungsausgleichenden Windes nicht mehr erfüllt sind. Dennoch bleibt die Beziehung der beiden Größen qualitativ bestehen. Bis April ist die Nettoerwärmungsrate groß und ω tendenziell klein, anschließend verhält es sich umgekehrt. Ursache ist die starke Auslenkung der ITCZ durch den Monsun nach Norden.

In jeder Höhenregion fällt auf, dass die Vertikalbewegung ω auf einer Zeitskala von einer Woche wesentlich variabler ist als die Nettoerwärmungsrate. Dies zeigt, dass die Dynamik der TTL und der unteren Stratosphäre von atmosphärischen Wirbeln beeinflusst wird, auf die die Erwärmungsrate nur im zeitlichen Mittel reagiert. Daraus lässt sich schließen, dass die Erwärmungsrate auf die Veränderungen der Vertikalgeschwindigkeit reagiert.

In der Abbildung 5.18 wird der Effekt der Bewölkung auf die Erwärmungsrate untersucht. Dargestellt ist die Abweichung des Effekts auf die solare, die thermische und die Nettoerwärmungsrate vom Jahresdurchschnitt. Weiterhin ist die Variation des Bedeckungsgrades, des Wolkeneis- und des Wolkenflüssigwassergehalts dargestellt. In diesen Abbildungen ist ein Höhenbereich der hohen Bewölkung von 14.0 km bis 17.5 km eingezeichnet, der im Text beschrieben wird. Als erstes werden die Wolken betrachtet und ihre zeitliche Änderung erläutert. Anschließend wird der Effekt der Wolken auf die Erwärmungsrate beschrieben.

Unterhalb von 14 km haben der Wolkeneis- $CIWC$ und der Wolkenflüssigwassergehalt $CLWC$ sowie der partielle Bedeckungsgrad CC und der Gesamtbedeckungsgrad TCC in der tropischen Troposphäre einen halbjährlichen Zyklus. Alle Größen liegen von Dezember bis März sowie von Juli bis Oktober über ihrem jeweiligen Jahresdurchschnitt. In diesen Zeiträumen ist die Konvektion auf der jeweiligen Sommerhemisphäre besonders stark ausgeprägt. In den Zeiträumen dazwischen findet eine Umstellung der Zirkulation auf die andere Hemisphäre statt. Die Konvektion ist daher in diesen Zeiträumen tendenziell schwächer ausgeprägt. Bemerkenswert ist, dass die Bewölkung in der Region von 14.0 km bis 17.5 km nicht diesem halbjährlichen Zyklus entspricht, sondern einen davon unabhängigen Jahresgang hat. Der Bedeckungsgrad CC und der Wolkeneiswassergehalt $CIWC$ ist von Dezember bis Mitte Mai höher und anschließend niedriger als im Jahresdurchschnitt. Dies ist auf den Temperaturgradienten und die vertikale Bewegung in der TTL zurückzuführen. In Abbildung 5.17 wurde gezeigt, dass die Temperatur in der TTL von Dezember bis Mitte Mai kälter als im Jahresdurchschnitt ist. Dies ermöglicht zum einen eine höher reichende Konvektion, da die obere Troposphäre weniger stabil geschichtet ist. Zum anderen können durch die strahlungsgetriebene Aufwärtsbewegung in der TTL weitere Eiswolken in-situ durch Kaltfrieren entstehen. Im Zeitraum von Mitte Mai bis Dezember hingegen erreicht die Konvektion tendenziell eine geringere Höhe. Daher liegt der Wolkeneiswassergehalt in 14 km bis 17 km unter dem Jahresdurchschnitt. Die Konvektion erreicht häufiger nur eine Höhe von 12 km bis 14 km. Daher ist hier der Bedeckungsgrad etwas höher.

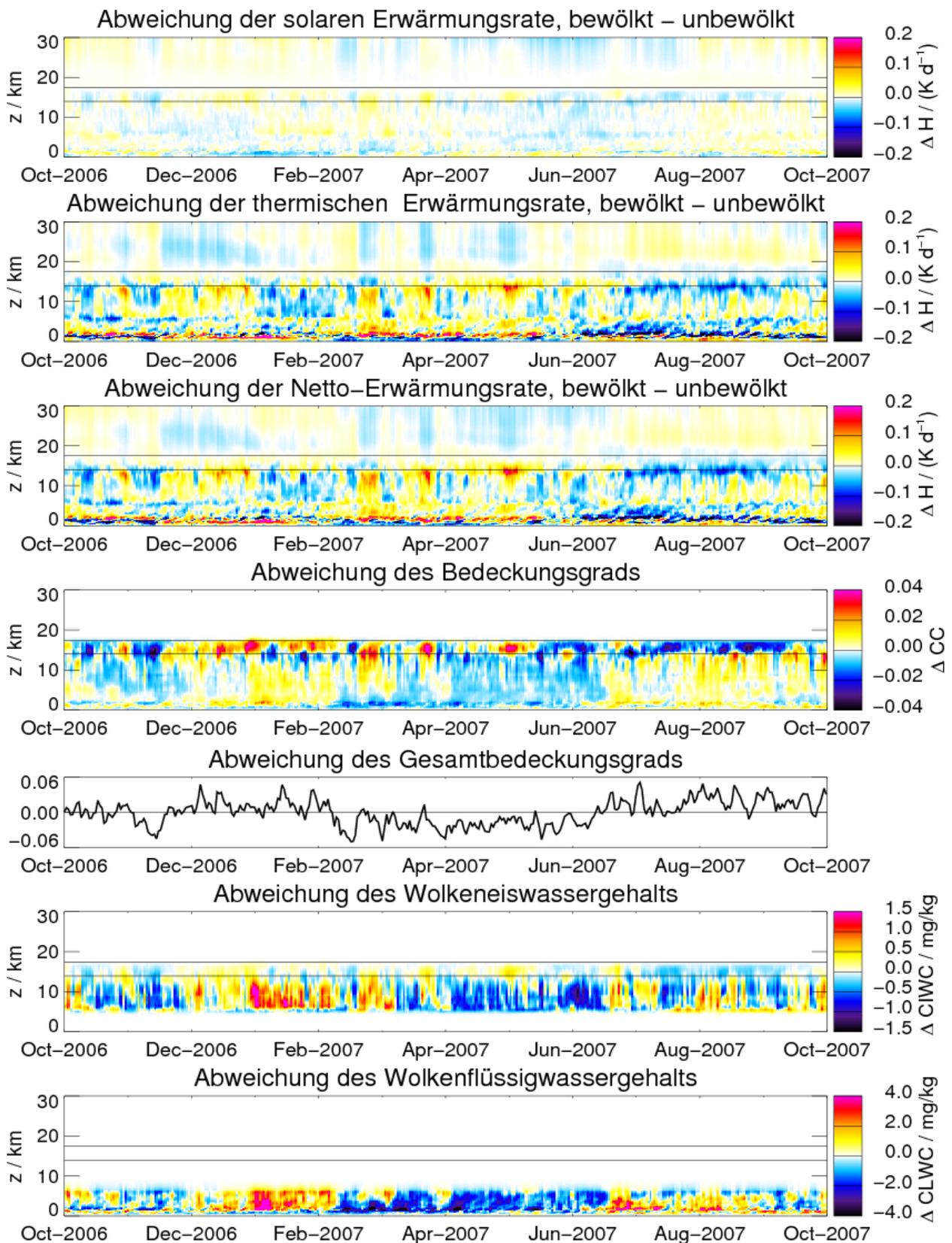


Abbildung 5.18: Dargestellt ist die Abweichung des Einflusses der Bewölkung auf die solare, thermische und Netto-Erwärmungsrate vom Jahresmittel. Die unteren Diagramme zeigen die Abweichung des Bedeckungsgrads CC , des Gesamtbedeckungsgrads TCC , des Wolkeneis- $CIWC$ und des Wolkenwassergehalts $CLWC$ vom Jahresmittel.

Der Effekt der Bewölkung auf die solare Erwärmungsrate in der Stratosphäre liegt bis Februar 2006 und ab August 2007 über dem Jahresdurchschnitt. Er variiert in ähnlicher Weise wie der Gesamtbedeckungsgrad TCC . Von 17 km bis 21 km ist die zeitliche Änderung des Wolkeneffekts auf die solare Erwärmungsrate sehr gering. Dieser Höhenbereich liegt oberhalb der meisten Zirren, somit wird die Absorption durch Eiskristalle geringfügig erhöht. Weiterhin ist die Ozonkonzentration im Vergleich zur oberhalb liegenden Stratosphäre klein, so dass der auch der indirekte Effekt der Bewölkung durch verstärkte Reflexion nur geringe Auswirkungen in dieser Höhenregion hat. Unterhalb von 17 km haben die solare Erwärmungsrate, der Bedeckungsgrad, der Wolkeneis- und der Wolkenflüssigwassergehalt alle ähnliche zeitliche Variationen. Beispielsweise erzeugt ein erhöhter Wolkenwassergehalt und Bedeckungsgrad von Januar bis März einen entsprechenden Anstieg der solaren Erwärmungsrate in 1 km bis 17 km. In den untersten bodennahen Kilometern überwiegt der Abschattungseffekt der oberhalb liegenden Wolken und die solare Erwärmungsrate ist geringer.

Die Effekt der Bewölkung auf die thermische Erwärmungsrate in der Stratosphäre zeigt vor allem einen starken Zusammenhang mit dem Bedeckungsgrad zwischen 13 km und 17 km. Von Dezember bis Mai tritt verstärkt hohe Bewölkung auf, was zu einer verstärkten Abkühlung in der Stratosphäre führt. Ab Juli reicht die Bewölkung nur bis in eine Höhe von 14 km. Die tendenziell tiefer liegende und somit wärmere Wolkenoberkante führt zu einer erhöhten thermischen Erwärmungsrate in der Stratosphäre. Die thermische Erwärmungsrate zwischen 14 km bis 17 km unterliegt mehreren Einflüssen: dem Bedeckungsgrad in der TTL, dem Überlapp mit der unterhalb liegenden Bewölkung sowie dem Profil der Temperatur und der Spurengaskonzentrationen. Tendenziell ist zu erkennen, dass in dem Zeiträumen von Dezember bis Februar und Juli bis Oktober, in denen die troposphärische Bewölkung stark ausgeprägt ist, die thermische Erwärmungsrate kleiner als ihr Jahresdurchschnitt ist. Der erwärmende Effekt der Bewölkung wird auch durch die Temperatur der Bewölkung in der TTL bestimmt. Von Dezember bis Mitte Mai ist die TTL kälter als im Jahresdurchschnitt, siehe Abbildung 5.17. Die in der TTL liegende Bewölkung wirkt daher im thermischen Spektralbereich verstärkt erwärmend.

Abbildung 5.19 zeigt einen Zonalschnitt des Wolkeneffekts auf die Erwärmungsrate für verschiedene Monate. In den Diagrammen ist auch der Bedeckungsgrad (schwarze Linien) eingezeichnet. In der Stratosphäre oberhalb von 20 km wird die solare Erwärmungsrate besonders oberhalb des Zirruschirms durch die verstärkte Reflexion der solaren Strahlung erhöht. Weiterhin ist der Effekt auf der Sommerhemisphäre aufgrund des Sonnenstandes und des höheren Bedeckungsgrades stärker ausgeprägt. In den Subtropen der Winterhemisphäre tritt hingegen sehr wenig Bewölkung auf. Wie bei den mittleren Profilen des Wolkeneffekts schon erörtert, siehe Abschnitt 5.2.1, gibt es drei Maxima des solaren Wolkeneffekts in der Höhe der Ausflussregion zwischen 10 km und 15 km, in der Schmelzschicht zwischen 5 km und 6 km und am Oberrand der Grenzschicht in 1 km bis 2 km. Diese Abbildung zeigt zusätzlich die latitudinale Verteilung. Die Zirrusbewölkung der *Hayley*-Zirkulation erstreckt sich im südlichen Winter von ca. 20° Süd bis 15° Nord, im nördlichen Winter von 10° Süd bis 25° Nord. Die solare Erwärmungsrate wird genau dort angehoben, wo sich auch die Zirrusbewölkung befindet. Der Aufwindbereich der ITCZ zwischen 2 km und 10 km ist wesentlich schmaler. Er befindet sich zwischen 5° und 10° geographische Breite der jeweiligen Sommerhemisphäre. Der maximale Effekt der Bewölkung der Schmelzschicht auf die solare Erwärmungsrate konzentriert sich somit hauptsächlich auf die inneren Tropen. Unterhalb der tropischen Zirren

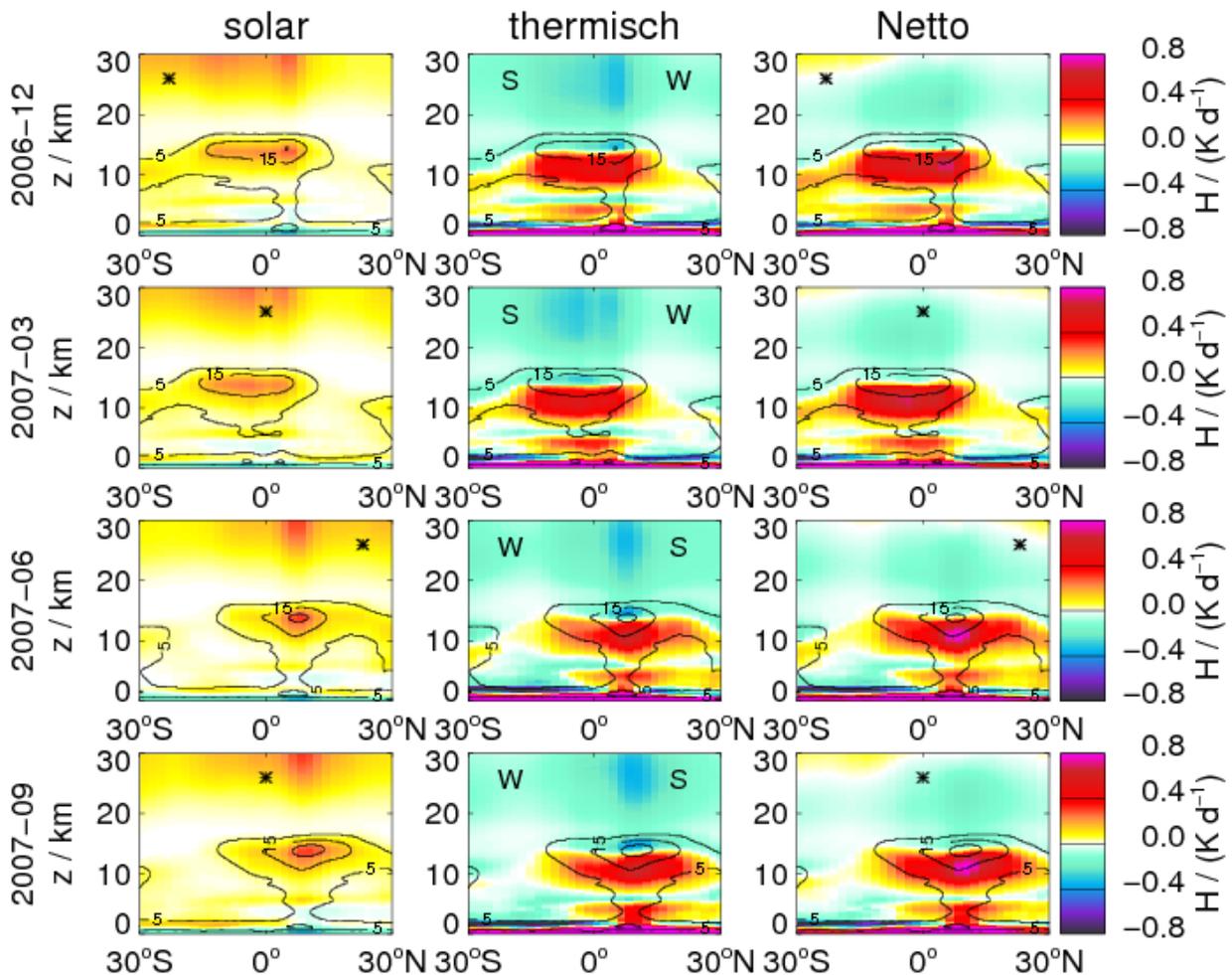


Abbildung 5.19: Der zonal gemittelte Effekt der Bewölkung auf die solare, die thermische und die Netto-Erwärmungsrate in den Monaten Dezember, März, Juni und September. In die Diagramme eingezeichnet ist der Bedeckungsgrad als Linie bei 5%, 10% und 15%. Er markiert somit die konvektiv aktiven Regionen der ITCZ und die Ausdehnung der tropischen Zirren. Das Stern-Symbol symbolisiert die Position der Sonne. Die Buchstaben W und S kennzeichnen die Winter- und Sommerhemisphäre.

dominiert der Abschattungseffekt schon unterhalb von 5 km, in den anderen Breiten erst unterhalb der Grenzschichtbewölkung. Die Erhöhung der solaren Erwärmungsrate in der Grenzschicht ist dementsprechend nördlich und südlich der ITCZ besonders ausgeprägt, da dort wenig mittelhohe und hohe Bewölkung abschattet.

In der Stratosphäre wird die thermische Erwärmungsrate oberhalb des Zirruschirms der ITCZ vermindert, oberhalb des Bedeckungsgradmaximums in der zentralen ITCZ um bis zu 0.3 K/d. Die Bewölkung befindet sich hauptsächlich unterhalb von 15 km. In diesem Bereich wird die thermische Erwärmungsrate durch Auskühlung der Wolkenoberkanten und Erwärmung der Wolkenunterkante an den Schichten mit erhöhtem Bedeckungsgrad beeinflusst, siehe auch Abschnitt 5.1.2. Diese Effekte sind bei dem Zirruschirm der ITCZ, der Schmelzschicht und der Grenzschichtbewölkung zu beobachten. In einer Höhe von 7 km bis

14 km ist der Effekt der Bewölkung im Mittel bis zu 0.4 K/d erwärmend. Oberhalb der Wolkenoberkante wird die Erwärmungsrate um bis zu 0.3 K/d direkt über der zentralen ITCZ verringert. Im Vergleich zum solaren Effekt reicht der thermische ca. 10° (geographische Breite) weiter in die Winterhemisphäre hinein. Der Effekt der Schmelzschicht ist von 20° Süd bis 20° Nord zu sehen. Innerhalb der gesamten Tropen vermindert die Bewölkung an der Obergrenze der Schmelzschicht die thermische Erwärmungsrate um ca. 0.5 K/d. Die Bewölkung der Grenzschicht erhöht die thermische Erwärmungsrate unterhalb von 1 km im gesamten dargestellten Bereich. Die Auskühlung an der Oberkante der Grenzschichtbewölkung wird in der zentralen ITCZ durch die stark ausgebildete mittelhohe Bewölkung ausgeglichen. Nördlich und südlich des tropischen Zirruschirms hingegen ist die Abkühlung an der Obergrenze der Grenzschichtbewölkung stark ausgeprägt, insbesondere auf der Winterhemisphäre von 20° bis 30° geographischer Breite. Auch die Erwärmungsrate in der mittleren Troposphäre wird leicht um ca. 0.1 K/d vermindert.

Der Wolkeneffekt auf die Netto-Erwärmungsrate wird von dem thermischen Effekt dominiert. Im Bereich der Stratosphäre sind der solare und der thermische Wolkeneffekt einander entgegengesetzt. Die relativen Minima und Maxima des Wolkeneffekts oberhalb des Bedeckungsgradmaximums gleichen sich hierbei teilweise aus. Oberhalb des tropischen Zirruschirms wird die Netto-Erwärmungsrate um ca. 0.2 K/d vermindert. In den angrenzenden Breiten dominiert der solare Wolkeneffekt oberhalb von 25 km, insbesondere in der Sommerhemisphäre und erhöht die Nettoerwärmungsrate. Oberhalb von 13.7 km heben sich der erwärmende solare und der abkühlende thermische Wolkeneffekt teilweise auf. Unterhalb von 13.7 km sind beide Effekte erwärmend und erhöhen die Nettoerwärmungsrate in 11 km um bis zu 0.8 K/d. Der Effekt ist an dieser Stelle besonders groß, da im wolkenlosen Fall der Wasserdampf in der feuchten oberen Troposphäre eine starke thermische Abkühlung verursacht. Dieser Effekt wird durch die hohen Eiswolken unterdrückt, siehe auch Abschnitt 5.2.2. Im Bereich der Schmelzschicht- und der Grenzschichtbewölkung sind solarer und thermischer Wolkeneffekt einander entgegengesetzt, wobei der thermische Effekt deutlich dominiert.

Abbildung 5.20 zeigt Zonalschnitte der Erwärmungsrate bei bewölktem Himmel. Die Position des Maximums der solaren Erwärmungsrate in der Stratosphäre hängt stark von der Position der Sonne ab und befindet sich daher in der Sommerhemisphäre. In der mittleren Troposphäre hat die solare Erwärmungsrate unterhalb der tropischen Zirren ein diffuses Maximum. Die Absorption durch Bewölkung und Wasserdampf tragen hierzu bei. In dieser Region ist die Wasserdampfkonzentration hoch und die Bewölkung in der zentralen ITCZ stark ausgebildet. Beides trägt durch Absorption zur hohen solaren Erwärmungsrate bei. Insbesondere in der Schmelzschicht in 5 km bis 6 km hat die solare Erwärmungsrate ein relatives Maximum. In der Grenzschicht in 1 km bis 2 km erreicht sie jenseits der tropischen Bewölkung und, insbesondere auf der Sommerhemisphäre, Werte von bis zu 1.0 K/d. Im Gegensatz dazu ist im absteigenden Ast der auf der Winterhemisphäre stark ausgeprägten *Hadley*-Zirkulation die solare Erwärmungsrate durch eine geringe Wasserdampfkonzentration und einen geringen Bedeckungsgrad kleiner als 0.5 K/d.

Die thermische Erwärmungsrate ist in den Tropen zwischen 16 km und 20 km vorrangig positiv. Über dem zentralen Aufwindbereich der Tropen und dem damit verbundenen Bedeckungsgradmaximum ist sie etwas geringer. Dadurch entsteht eine charakteristische Form eine Doppelkeule. Die thermische Erwärmungsrate auf der Winterhemisphäre ist im Bereich

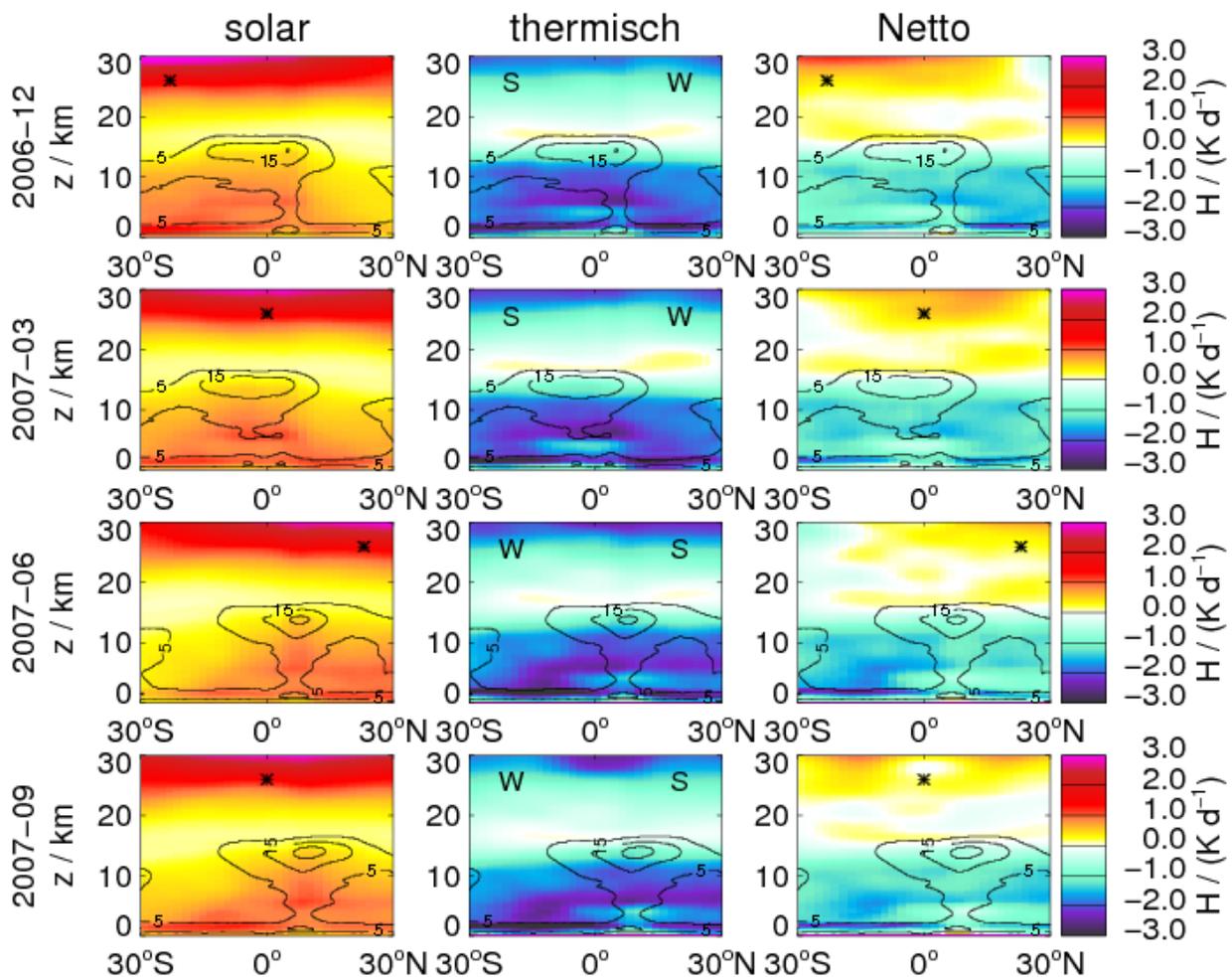


Abbildung 5.20: Die zonal gemittelte solare, thermische und Netto-Erwärmungsrate der Monate Dezember, März, Juni und September bei bewölktem Himmel. In die Diagramme eingezeichnet ist der Bedeckungsgrad als Linie bei 5%, 10% und 15%. Er markiert damit die konvektiv aktiven Regionen der ITCZ und die Ausdehnung der tropischen Zirren. Das Stern-Symbol symbolisiert die Position der Sonne. Die Buchstaben W und S kennzeichnen die Winter- und Sommerhemisphäre..

der TTL höher als auf der Sommerhemisphäre. Ursache hierfür ist die stark ausgeprägte *Brewer-Dobson-Zirkulation*, siehe Abbildung 2.4 und Abschnitt 2.2. Die negative vertikalen Wärmeadvektion kühlt den Bereich um die Kaltpunkttropopause ab, und die thermische Erwärmungsrate steigt an. Am Ende des Nordwinters erreicht die thermischen Erwärmungsrate im Monatmittel Werte von bis zu 0.3 K/d in der Nähe der Kaltpunkttropopause. Im Bereich von 8 km bis 12 km liegt die Erwärmungsrate bei ca. -1.8 K/d . In diesem Bereich wird eine starke Emission der feuchten oberen Troposphäre teilweise durch den Effekt der hohen Bewölkung ausgeglichen. Unterhalb des Zirruschirms ist auch deutlich der Einfluss der Schmelzschicht zu erkennen, wobei die thermische Erwärmungsrate unterhalb bei -1.0 K/d und oberhalb bei -2.3 K/d liegt. Im subtropischen Bereich der Winterhemisphäre hingegen liegt die thermische Erwärmungsrate unterhalb von 1 km bis 5 km unterhalb von -2 K/d . In der Grenzschicht ist die thermische Erwärmungsrate im zentralen Bereich der ITCZ auf-

grund des Wolkeneffektes besonders groß. Jenseits des tropischen Zirruschirms dominiert der abkühlende Effekt der Oberkante der Grenzschichtbewölkung.

Die Netto-Erwärmungsrate ist oberhalb von 15 km meist positiv. Oberhalb von 22 km dominiert der solare Anteil. Somit ist auch die Netto-Erwärmungsrate auf der Sommerhemisphäre größer als auf der Winterhemisphäre. Unterhalb von 22 km ist die charakteristische Form der thermischen Erwärmungsrate auch bei der Netto-Erwärmungsrate deutlich zu erkennen. Unterhalb der tropischen Zirren ist sie etwa -1 K/d . Im Bereich unterhalb der Schmelzzone erreicht sie Werte bis 0 K/d , und in der Grenzschicht der konvektiv aktivsten Regionen wird sie sogar im Mittel positiv. In der subtropischen Luftmasse der Winterhemisphäre liegt die Netto-Erwärmungsrate hingegen bei -1.5 K/d , am oberen Rand der Grenzschicht sogar bei -2.5 K/d .

Nach der Betrachtung der zeitlichen Veränderung der Erwärmungsrate wird deren Auswirkungen auf die die Höhe des LZH (*level of zero net radiative heating*) untersucht. Die Abbildung 5.21 zeigt das zonal gemittelte LZH bei bewölktem und bei wolkenlosem Himmel sowie den Effekt der Bewölkung auf die Höhe des LZH. Weiterhin werden Temperatur, Ozon, Wasserdampf und Bedeckungsgrad in einer konstanten Höhe von 15.25 km nahe dem LZH gezeigt. Als erstes werden die zeitliche Veränderungen des Zustandes der Atmosphäre und der Bewölkung beschrieben, anschließend die Auswirkungen auf das LZH.

Zwischen 20° Süd und 20° Nord ist die Temperatur im Höhenbereich der TTL niedriger als in den Subtropen und mittleren Breiten. Im zonalen Mittel variiert sie in 15.25 km zwischen 198 K und 201 K. In den zentralen Tropen steigt die Temperatur von Januar bis Februar 2007 und von Juni bis August 2007 um ca. 2 K an. In engem Zusammenhang mit der Temperatur steht die Wasserdampfkonzentration, siehe Abschnitt 2.3.2. Sie ist innerhalb dieser beiden warmen Perioden um $1 \mu\text{mol/mol}$ bis $2 \mu\text{mol/mol}$ höher als im Jahresdurchschnitt. In den Monaten Juni bis September ist die Wasserdampfkonzentration im gesamten Bereich der Tropen, vor allem von 20° Nord bis 30° Nord, aufgrund des Monsuns besonders hoch. Die Ozonkonzentration ist in der ersten Hälfte des betrachteten Zeitraumes niedriger als in der zweiten. Insbesondere während der nördlichen Wintermonate von Dezember bis Februar ist die Ozonkonzentration zwischen 0° Nord und 20° Nord mit $0.06 \mu\text{mol/mol}$ besonders niedrig. Ursache der niedrigen Ozonkonzentration sind die verstärkte *Hadley-* und *Brewer-Dobson-*Zirkulation im Winter, die beide auf der Nordhemisphäre stärker ausgebildet sind als auf der Südhemisphäre, siehe Abschnitt 2.2. Dieser Befund stimmt mit der Aussage von Fueglistaler et al. (2004) überein, dass der Hauptteil des TST von Januar bis April stattfindet.

Bei der Bewölkung ist in Abbildung 5.21 zusätzlich die Deklination der Sonne eingezeichnet. Die Sonne hat ihre minimale und maximale Deklination am 21. Dezember und 21. Juni. Der Jahresgang der Bewölkung ist um ca. 2 Monate verschoben. Es ist ein Band mit maximalem Bedeckungsgrad zu erkennen, das sich im Jahresverlauf von 10° Nord bis zum Äquator verschiebt. Dies ist die ITCZ über dem Ozean. Die Bewölkung, die jenseits von diesem engen Band auftritt, befindet sich hauptsächlich über Brasilien und Afrika in Südsommer und über Asien im Nordsommer.

Im Folgenden werden die Variationen des LZH beschrieben. Zuerst wird der Fall ohne Bewölkung betrachtet, da hier die Zusammenhänge zu den Spurengaskonzentrationen und Temperaturvariationen einfacher sind. Anschließend wird der Effekt der Wolken analysiert.

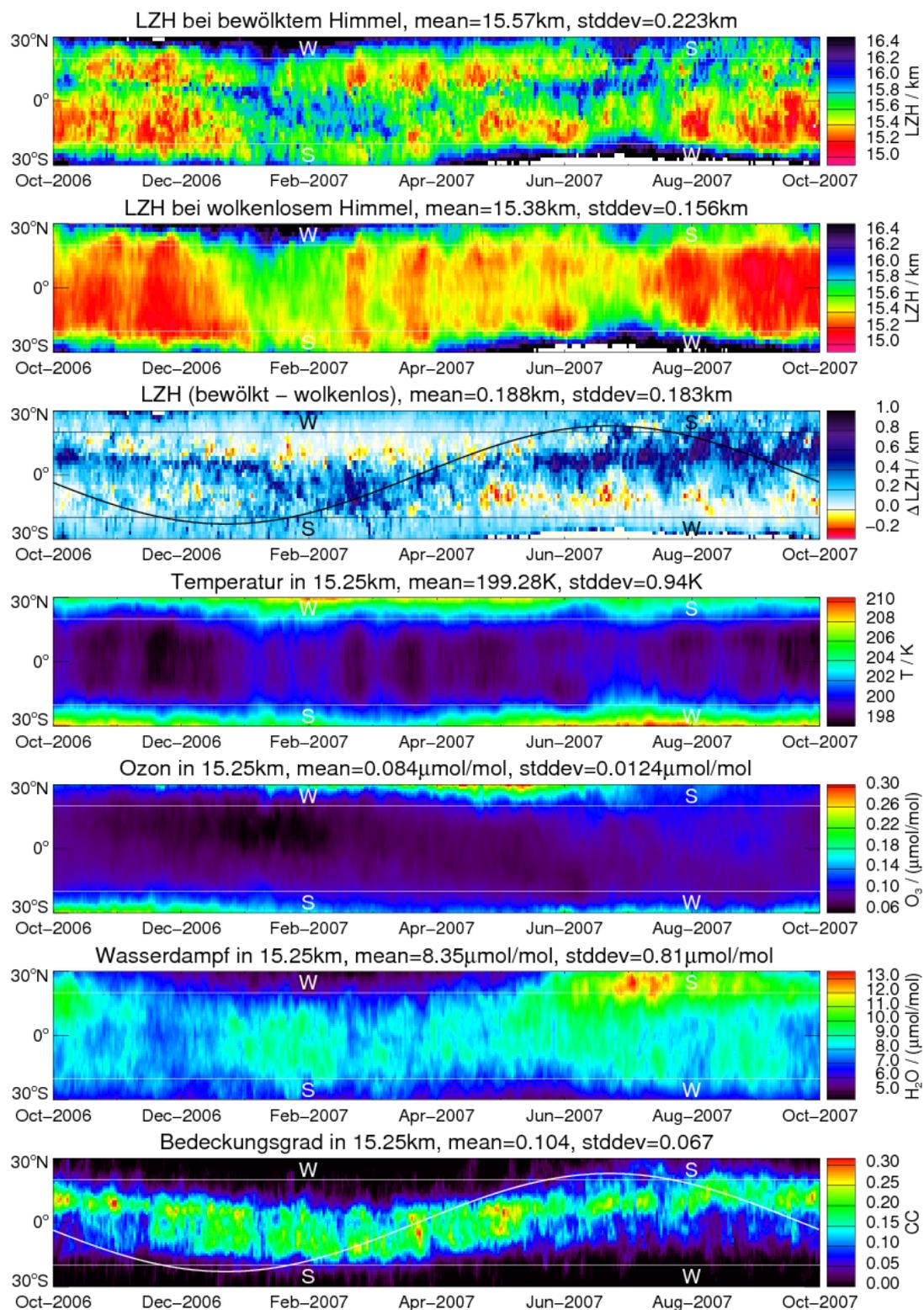


Abbildung 5.21: In den Abbildungen (a) bis (c) sind das zonal gemittelte LZH bei bewölktem und wolkenlosem Himmel und der Effekt von Wolken auf das LZH dargestellt. Abbildungen (d) bis (g) zeigen die zonal gemittelte Temperatur, Ozon- und Wasserdampfkonzentration sowie der Bedeckungsgrad in einer konstanten Höhe von 15.25 km nahe dem durchschnittlichen LZH. Die angegebenen Mittelwerte und Standardabweichungen beziehen sich auf die Region 20° Süd bis 20° Nord, die durch waagerechte Linien gekennzeichnet ist. Im untersten Diagramm ist zusätzlich die Deklination der Sonne als weiße Linie eingezeichnet.

Das LZH ohne Berücksichtigung der Bewölkung liegt im Jahresdurchschnitt bei 15.43 km.⁵ Die mittlere quadratische Abweichung des LZH liegt bei ± 150 m. Bei der Bestimmung des Mittelwertes und der mittleren quadratischen Abweichung wird nur das Gebiet von 20° Süd bis 20° Nord betrachtet, damit Randeffekte, die an der Grenze zu den Subtropen auftreten, keinen Einfluss auf das Ergebnis haben. Gut zu erkennen sind die beiden Perioden mit hoher Temperatur und Wasserdampfkonzentration, was beides nach Abschnitt 5.1.1 die Erwärmungsrate aufgrund erhöhter thermischer Emission verringert. Das LZH liegt im Januar/Februar bei 15.5 km rund 150 m höher als das LZH im Jahresdurchschnitt, da hier eine niedrige Ozonkonzentration eine verringerte solare und thermische Erwärmung verursacht. Von Februar bis Juni ist das LZH sehr variable. Innerhalb von Wochen schwankt es zwischen 15.2 km und 15.6 km. Im Gegensatz dazu liegt es von August bis Januar nahezu konstant bei 15.2 km.

Wenn der Effekt der Bewölkung betrachtet wird, so ist gut zu erkennen, dass im Bereich der ITCZ das LZH vor allem durch verstärkte thermische Emission um bis zu 1 km angehoben wird. Die Verschiebung der ITCZ ist auch hier gut zu erkennen, insbesondere wird das LZH im März und im Juni bis Oktober auf der Sommerhemisphäre in einem größeren Breitenintervall angehoben. Die maximale Anhebung des LZH beginnt zu den Zeitpunkten, bei denen auch die wolkenlose Erwärmungsrate besonders hoch ist. Im angrenzenden Bereich zu der ITCZ, insbesondere auf der Winterhemisphäre, ist es jedoch auch möglich, dass alleinstehende, hohe Bewölkung (ohne mittlere und niedrige Bewölkung) die Erwärmungsrate erhöhen und somit das LZH absenken kann, siehe Abschnitt 5.1.2.

Daher hat das LZH bei bewölktem Himmel zwei ausgeprägte Perioden, in denen es besonders hoch liegt: Januar bis März und im Juli. Das LZH ist in den angrenzenden Bereichen zur ITCZ wesentlich tiefer als über der ITCZ. Im März bis Juni sind die tiefliegenden Bereiche variable, während im Südwinter große Gebiete ein konstant niedriges LZH haben.

5.2.4 Tagesgang der Erwärmungsrate

Die Abbildung 5.22 zeigt den Tagesgang der Ozon- und Wasserdampfkonzentration, der Temperatur, des partiellen Bedeckungsgrades, der Bodentemperatur und des Gesamtbedeckungsgrades.

Während des Tages steigt die Oberflächentemperatur mit Sonnenaufgang mit 0.020 K/d an, und erreicht ihr Maximum von 301.8 K um 13 h Lokalzeit. Während des Nachmittags sinkt sie mit 0.015 K/d ab, während in der Nacht die Abkühlung mit 0.004 K/d erfolgt. Das Minimum von 298.6 K erreicht die Oberflächentemperatur um 5 h Lokalzeit kurz vor Sonnenaufgang. Auch die Temperatur der Troposphäre hat einen einfachen Tagesgang, das Maximum wird hier jedoch in Bodennähe erst um 17 h erreicht, in 10 km um ca. 20 h. Das Minimum ist nahezu zeitgleich in allen Höhen um 5 h bis 6 h morgens. Der Bedeckungsgrad in der Grenzschicht ist aufgrund der nächtlichen Abkühlung in den Morgenstunden maximal. Ab 8 h durchbricht

⁵Diese Zahlen weichen von denen in Abschnitt 5.2.1 ab, da das LZH nach der zonalen Mittelung ermittelt wird, im Gegensatz zu Abschnitt 5.2.1, bei dem zuerst das Mittel über die gesamten Tropen und den gesamten Zeitraum berechnet und dann das LZH ermittelt wird. Da die Berechnung des LZH keine lineare Funktion ist, wirkt sich die Reihenfolge der Operatoren auf die mittlere Höhe des LZH aus.

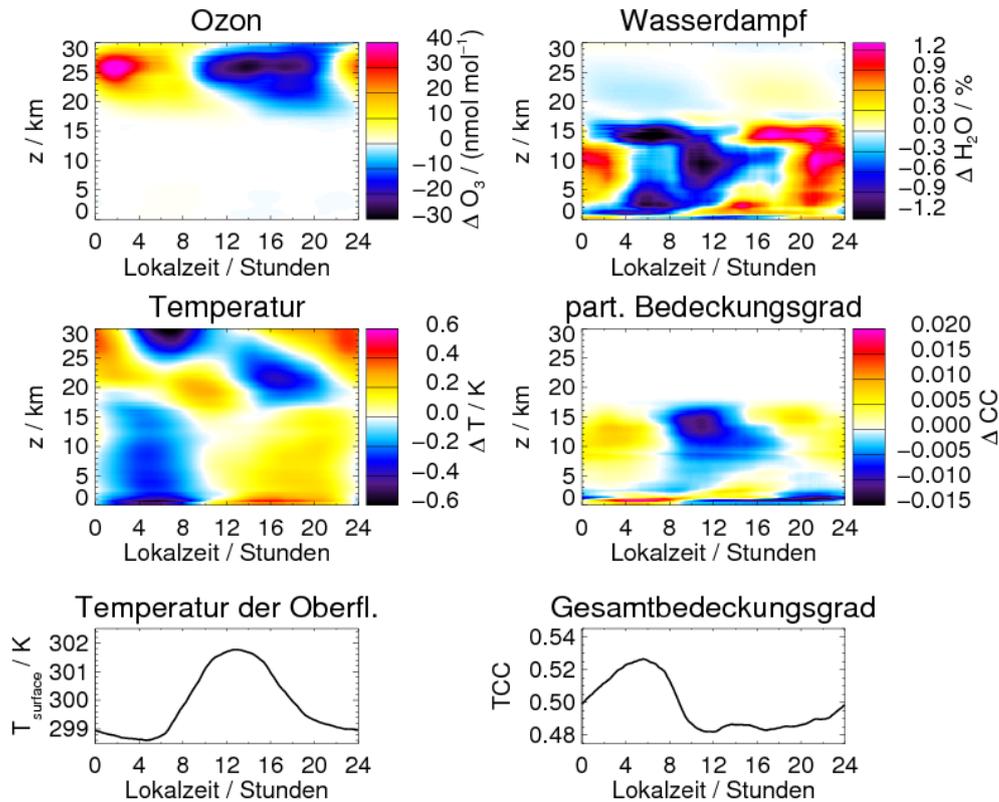


Abbildung 5.22: Der Tagesgang der Wasserdampf- und Ozonkonzentration, der Temperatur, des partiellen Bedeckungsgrades, sowie der Bodentemperatur und Gesamtbedeckungsgrades. Bei Ozon, Temperatur und partiellen Bedeckungsgrades wird die absolute Abweichung gegenüber dem durchschnittlichen Profil dargestellt. Beim Wasserdampf wird eine relative Abweichung in Prozent gezeigt. Die Abbildung basiert auf ECMWF-Daten, die über ein Jahr und den Bereich von 20° Süd bis 20° Nord gemittelt wurden.

die Konvektion die Grenzschicht, der Bedeckungsgrad der Grenzschichtbewölkung wird kleiner, während er zuerst in der unteren und ab etwa 12 h in der gesamten Troposphäre ansteigt. Im Bereich des konvektiven Ausflusses ist der Tagesgang besonders ausgeprägt (-1.2 Prozentpunkte um 10 h und +0.8 Prozentpunkte um 4 h). Anschließend nimmt der Bedeckungsgrad in der freien Troposphäre wieder ab. Der Gesamtbedeckungsgrad ist um 6 h mit 52.4% maximal. Zu dieser Uhrzeit ist die Grenzschichtbewölkung maximal ausgebildet und im Bereich der freien Troposphäre ist der Bedeckungsgrad durch die Konvektion des Vortages noch höher als im Tagesdurchschnitt. Mit Aufbrechen der Grenzschicht während des Tages sinkt der Gesamtbedeckungsgrad auf ca. 48.5% ab. Der Tagesgang der Wasserdampfkonzentration unterliegt stark dem Einfluss der Konvektion, daher hat der Tagesgang ähnliche Charakteristika wie der Tagesgang des Bedeckungsgrades mit einem Maximum einige Kilometer oberhalb der Grenzschicht um 15 km, gefolgt von dem Maximum in dem Bereich des konvektiven Ausflusses um 16 h und in der restlichen Troposphäre gegen 21 h. Der Tagesgang in der Stratosphäre wird hauptsächlich von der Dynamik geprägt. Während des Tages dehnt sich die Luftsäule der Troposphäre aufgrund ihrer Erwärmung aus. Die oberhalb liegende Luft wird angehoben. Entsprechend dem stratosphärischen Gradienten wird in einer kon-

stanten Höhe die Luft kälter, feuchter und enthält weniger Ozon. Des Weiteren bewirkt auch ein strahlungsbedingter Tagesgang der Vertikalgeschwindigkeit ein Aufsteigen während des Tages und somit einen ähnlichen Effekt.

Die soeben diskutierten Größen beeinflussen zusammen mit dem Sonnenstand die Erwärmungsraten, deren Tagesgang bei bewölktem und unbewölktem Himmel und als Wolkeneffekt in Abbildung 5.23 dargestellt wird. Die solare Erwärmungsrate variiert im durchschnittlichen

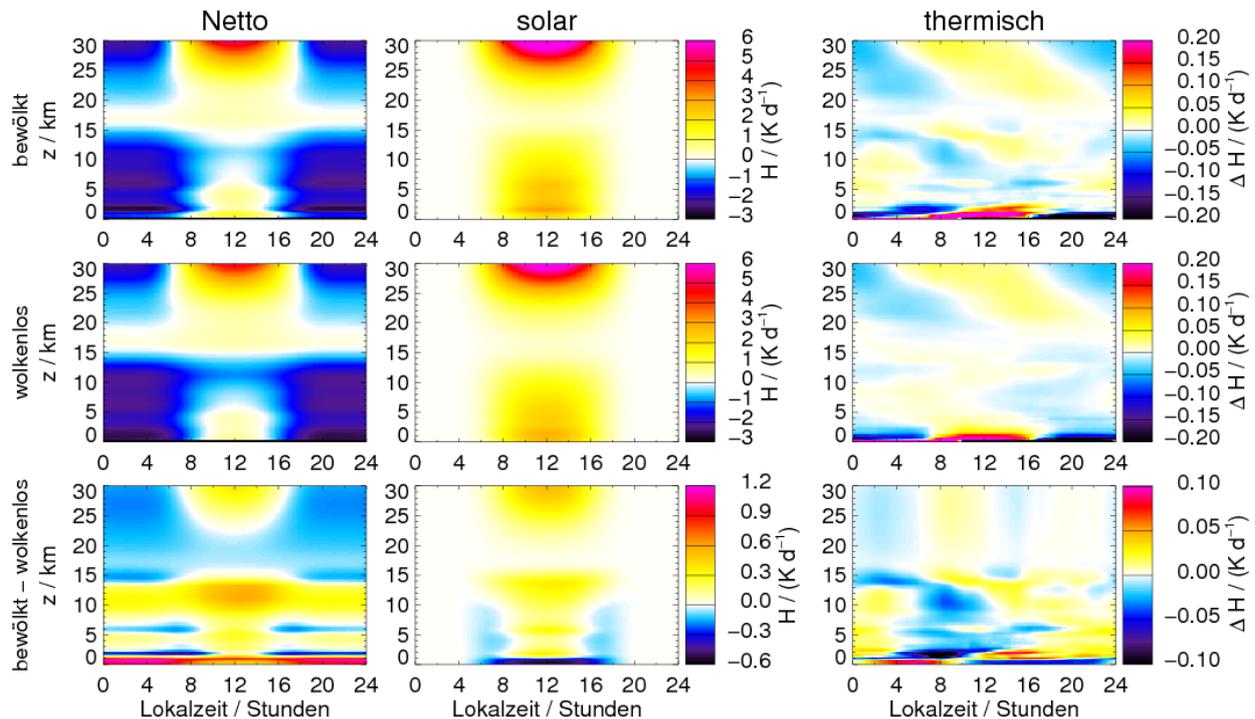


Abbildung 5.23: Die linke und die mittlere Spalte zeigen das Profil der Netto- und der solaren Erwärmungsrate in Abhängigkeit von der Lokalzeit. In der rechten Spalte wird die Abweichung von der mittleren thermischen Erwärmungsrate dargestellt. Die oberste Zeile zeigt die Erwärmungsrate bei bewölktem Himmel, in der mittleren ohne Berücksichtigung der Bewölkung und die untere den Effekt der Bewölkung.

Tagesgang von 0 K/d bis 9 K/d. Diese Variation ist wesentlich größer als die der thermischen Erwärmungsrate. Daher dominiert die Variation der solaren Erwärmungsrate auch deutlich den Tagesgang der Netto-Erwärmungsrate.

Der Tagesgang der solaren Erwärmungsrate wird in erster Linie durch den Sonnenstand bestimmt. Die durch den Tagesgang von Wasserdampf und Ozon hervorgerufenen Effekte sind demgegenüber sehr gering. In der Troposphäre oberhalb der Grenzschicht wird die solare Erwärmungsrate zwischen 8 h und 16 h durch den Effekt der Bewölkung erhöht. Die Bewölkung verlängert durch Streuung den optischen Weg und somit die Absorption durch Spurengase und absorbiert auch selbst. Bei niedrigem Sonnenstand hingegen wird ein großer Teil der solaren Strahlung durch die Wolken reflektiert. Unterhalb von 10 km überwiegt daher der Abschattungseffekt, vergleiche auch mit Abbildung 4.10 (b). In der Grenzschicht wird die solare Erwärmungsrate sogar zu jeder Tageszeit durch die Abschattung verringert. In der

Stratosphäre wird die reflektierte solare Bestrahlungsstärke und somit die Erwärmungsrate während der gesamten Sonnenscheindauer durch den Effekt der Wolken vergrößert.

Der Tagesgang der thermischen Erwärmungsrate mit ± 0.2 K/d in der Grenzschicht ist deutlich kleiner als der der solaren. Oberhalb der Grenzschicht variiert sie sogar nur um ± 0.05 K/d. Da der Tagesgang von vielen Einflussgrößen abhängt, wird zuerst der einfachere Fall ohne Berücksichtigung der Wolken betrachtet. In der Grenzschicht bis 2 km ist die thermische Erwärmungsrate in den Mittagsstunden maximal. Dies zeigt, dass sie stark von der Bodentemperatur abhängt, die auch zu dieser Zeit maximal ist. Der Effekt ihrer eigenen temperaturabhängigen Emission ist demgegenüber wesentlich geringer. Zwischen 4 km und 18 km sind sowohl der Einfluss der Wasserdampfkonzentration als auch der Temperatur erkennbar, wobei eine geringe Wasserdampfkonzentration und eine niedrige Temperatur die thermische Erwärmungsrate erhöht. In der Stratosphäre ist deutlich der Einfluss des Tagesganges der Temperatur zu erkennen, vergleiche mit Abbildung 5.22, wobei niedrige Temperaturen zu hohen thermischen Erwärmungsraten führen.

In der gleichen Größenordnung wie der Einfluss von Temperatur und Wasserdampf ist auch der der Bewölkung. Unterhalb der Grenzschichtbewölkung bis 1 km Höhe wird die thermische Erwärmungsrate 0 h bis 10 h durch den Wolkeneffekt um bis zu 0.1 K/d im Mittel angehoben, während sie an der Oberkante der Wolkenschicht zwischen 1 km und 3 km um bis zu 0.11 K/d reduziert wird. Zwischen 4 h und 12 h wird die thermische Erwärmungsrate in einer Höhe von 1 km bis 13 km durch die Bewölkung reduziert. In den Stunden vor Sonnenaufgang wird die nach oben gerichtete, thermische Bestrahlungsstärke durch den Effekt der Grenzschichtbewölkung leicht reduziert. Zwischen 6 h und 12 h ist vor allem der niedrige mittlere bis hoher Bedeckungsgrad für die reduzierte thermische Erwärmungsrate verantwortlich. Daher ist auch die Bestrahlungsstärke oberhalb von 13 km höher als im Tagesdurchschnitt, was zu einer Erhöhung der thermischen Erwärmungsrate in der Stratosphäre führt. Zum Nachmittag nimmt zunächst der Bedeckungsgrad der Bewölkung zwischen 13 km und 17 km zu. Solange sich wenig Wolken unterhalb dieser Schicht befinden, erhöht die Bewölkung in dieser Höhe die thermische Erwärmungsrate. Im Laufe des Abends und der Nacht steigt der mittelhohe Bedeckungsgrad zuerst bei 13 km, später in der gesamten mittleren Atmosphäre an, da die abflachende Konvektion nicht mehr so große Höhen erreicht. Entsprechend nimmt die thermische Erwärmungsrate in der mittleren Atmosphäre zu. Der Effekt der Bewölkung in der oberen Atmosphäre wirkt jedoch bei hohem Bedeckungsgrad in der mittleren Troposphäre abkühlend, siehe Diskussion des Effekts von überlappenden Wolken in Abschnitt 5.1.2. Daher wird die thermische Erwärmungsrate durch die Emission der hohen Wolken in 13 km bis 16 km reduziert. Auch in der Stratosphäre ist sie niedriger, da die nach oben gerichtete, thermische Bestrahlungsstärke aufgrund des hohen Bedeckungsgrades und der, im Vergleich zum Tagesmittel, kalten Temperatur der Wolken niedriger als im wolkenlosen Fall ist. Wird der Tagesgang der thermische Erwärmungsrate unter Berücksichtigung der Wolken betrachtet, siehe Abbildung 5.23 Mitte rechts, so wird die Grenzschicht hauptsächlich durch die Oberflächentemperatur und die Grenzschichtbewölkung beeinflusst, die freie Atmosphäre durch Wasserdampfkonzentration, Temperatur und Bewölkung, und die Stratosphäre vorwiegend durch die Temperatur der Stratosphäre selbst.

Als letztes wird die Netto-Erwärmungsrate unter Berücksichtigung der Bewölkung untersucht, siehe Abbildung 5.23 oben links. Zwischen 16 km und 18 km liegt eine Atmosphären-

schicht, in der die Netto-Erwärmungsrate kontinuierlich positiv ist und im Tagesverlauf nahezu konstant. Luftpartikel in dieser Höenschicht steigen langsam, aber stetig in die Stratosphäre auf. Die Amplitude des Tagesganges der Netto-Erwärmungsrate in der unteren Stratosphäre hingegen ist mehreren K/d groß. Dementsprechend variiert auch die potentielle Temperatur eines dort befindlichen Luftpaketes um den gleichen Betrag.

Kapitel 6

Diskussion

6.1 Unsicherheit der simulierten Erwärmungsraten

In diesem Abschnitt wird abgeschätzt, wie sich die Unsicherheit der Eingabedaten auf die simulierte Erwärmungsrate auswirkt. Eine klassische Fehlerfortpflanzungsrechnung ist in diesem Fall nicht möglich. Hierfür ist ein Referenzzustand erforderlich, um den die Unsicherheit linear entwickelt werden kann. Die Diskussion im Abschnitt 5.1 über den Wolkenüberlapp zeigt, dass das Vorzeichen des Wolkeneffekts von hohen Wolken vom Überlapp mit anderen Wolken abhängt. Ein Referenzzustand ist folglich schwer zu definieren. Daher wird in diesem Fall ein *Monte-Carlo*-Ansatz gewählt, um die mittlere Unsicherheit abzuschätzen. Es wird dazu angenommen, dass eine *Gaußsche* Normalverteilung des Fehlers $dx = x - \bar{x}$ vorliegt und \bar{x} der Erwartungswert der Variablen x ist. Im Folgenden wird der Fehler mit der Standardabweichung σ normiert $\varepsilon = dx/\sigma$. Dann ist die Normalverteilung wie folgt definiert:

$$\frac{\partial P(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}\varepsilon^2\right). \quad (6.1)$$

Die Wahrscheinlichkeit $P(\varepsilon' < \varepsilon)$, dass der Fehler ε' kleiner als ε ist, kann durch das Integral der Normalverteilung bestimmt werden. Nach dem Monte-Carlo-Prinzip kann ein zufälliger Fehler ε bestimmt werden, indem die Wahrscheinlichkeit $P(\varepsilon' < \varepsilon)$ einer Zufallszahl RN zwischen Null und Eins gleichgesetzt wird

$$P(\varepsilon' < \varepsilon) = \int_{-\infty}^{\varepsilon} \frac{\partial P(\varepsilon')}{\partial \varepsilon'} d\varepsilon' = 1 - \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{\varepsilon}{\sqrt{2}}\right) = RN \quad (6.2)$$

und anschließend diese Beziehung nach ε aufgelöst wird. Dabei kann die komplementäre Fehlerfunktion 'erfc' verwendet werden, um das Integral der Normalverteilung zu berechnen. Die *Monte-Carlo*-Auswahl eines zufälligen Fehlers wird in Abbildung 6.1 veranschaulicht.

Nach diesem Vorgehen wird eine nach dem *Monte-Carlo*-Prinzip ausgewählte Abweichung dem Zustand der Atmosphäre und der Wolken aufgeprägt. Anschließend wird eine Strahlungstransfer-Simulation, basierend auf dem ursprünglichen Zustand der Atmosphäre, und eine

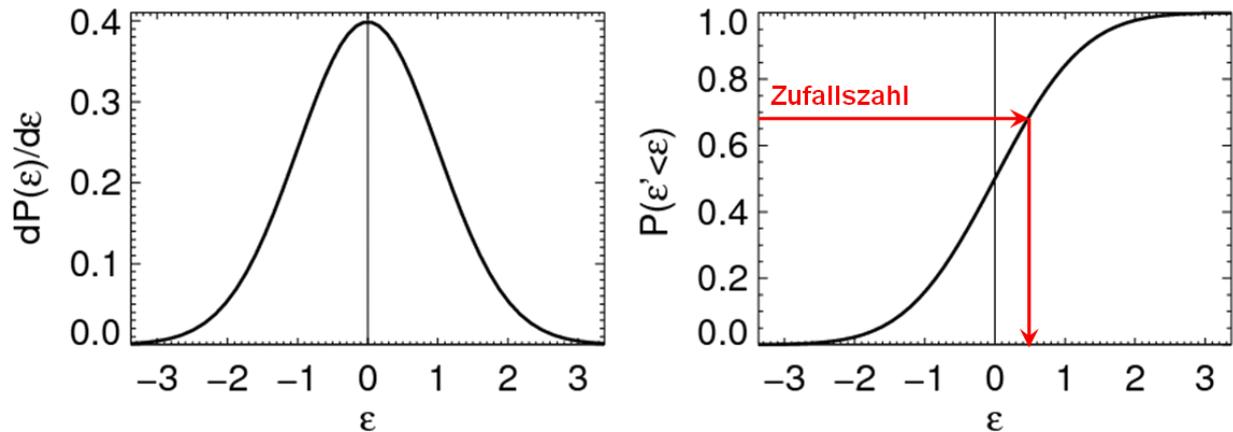


Abbildung 6.1: Links wird die Normalverteilung einer normierten Abweichung ε gezeigt. Rechts wird die kumulative Normalverteilung dargestellt. Nach dem *Monte-Carlo*-Prinzip wird die kumulative Normalverteilung mit einer Zufallszahl gleichgesetzt, um eine statistische Verteilung von Fehlern zu erhalten, die der Normalverteilung entspricht.

mit dem variierten Zustand durchgeführt. Die mittlere quadratische Abweichung der Ergebnisse $\sigma(H)$ gibt direkt die mittlere Unsicherheit der Erwärmungsrate an einem Ort und zu einem Zeitpunkt an, wobei das Ergebnis nichtlinear von der variierten Eingangsgröße abhängen darf.¹ Es werden die durch folgende Größen verursachten Unsicherheiten auf die simulierte Erwärmungsrate abgeschätzt, wobei in Klammern die jeweils angenommene Standardabweichung angegeben ist:

- Temperatur (1.7 K, absolut),
- Ozonkonzentration (40 %, relativ),
- Wasserdampfkonzentration (50 %, relativ),
- Wolkenflüssigwassergehalt (20%, relativ),
- Wolkeneiswassergehalt (60 %, relativ) und
- partieller Bedeckungsgrad (20 %, relativ).

Die Abschätzung der Unsicherheiten basieren auf den Aussagen von Abschnitt 3.4. Jede Größe wurde separat variiert, um die Einzelunsicherheiten zu ermitteln. Zusätzlich wird die Gesamtunsicherheit in einer Simulation ermittelt, in der alle aufgelisteten Größen gleichzeitig variiert werden. Zusätzlich dazu wird bei der Ermittlung der Gesamtunsicherheit auch die Bodenalbedo um 5 % und die Oberflächentemperatur um 0.1 K variiert.

In Abbildung 6.2 werden die so ermittelten Unsicherheiten der Erwärmungsrate dargestellt. Unterhalb von 6.5 km verursacht die Wasserdampfkonzentration den höchsten Beitrag zur Unsicherheit der solaren Erwärmungsrate, zwischen 6.5 km und 17.5 km der Wolkenwassergehalt. In 17 km bis 19 km hat die Unsicherheit der solaren Erwärmungsrate wie auch die Erwärmungsrate selbst ein Minimum, da hier nahezu keine Wolken mehr vorhanden sind

¹Hierbei handelt es sich nicht um die Unsicherheit des mittleren Erwärmungsratenprofils! Diese ist hauptsächlich von den systematischen Abweichungen der Eingangsgrößen abhängig. Um sie zu bestimmen, muss mit verschiedenen Datensätzen eine Abschätzung vorgenommen werden wie in Abschnitt 3.4.3.

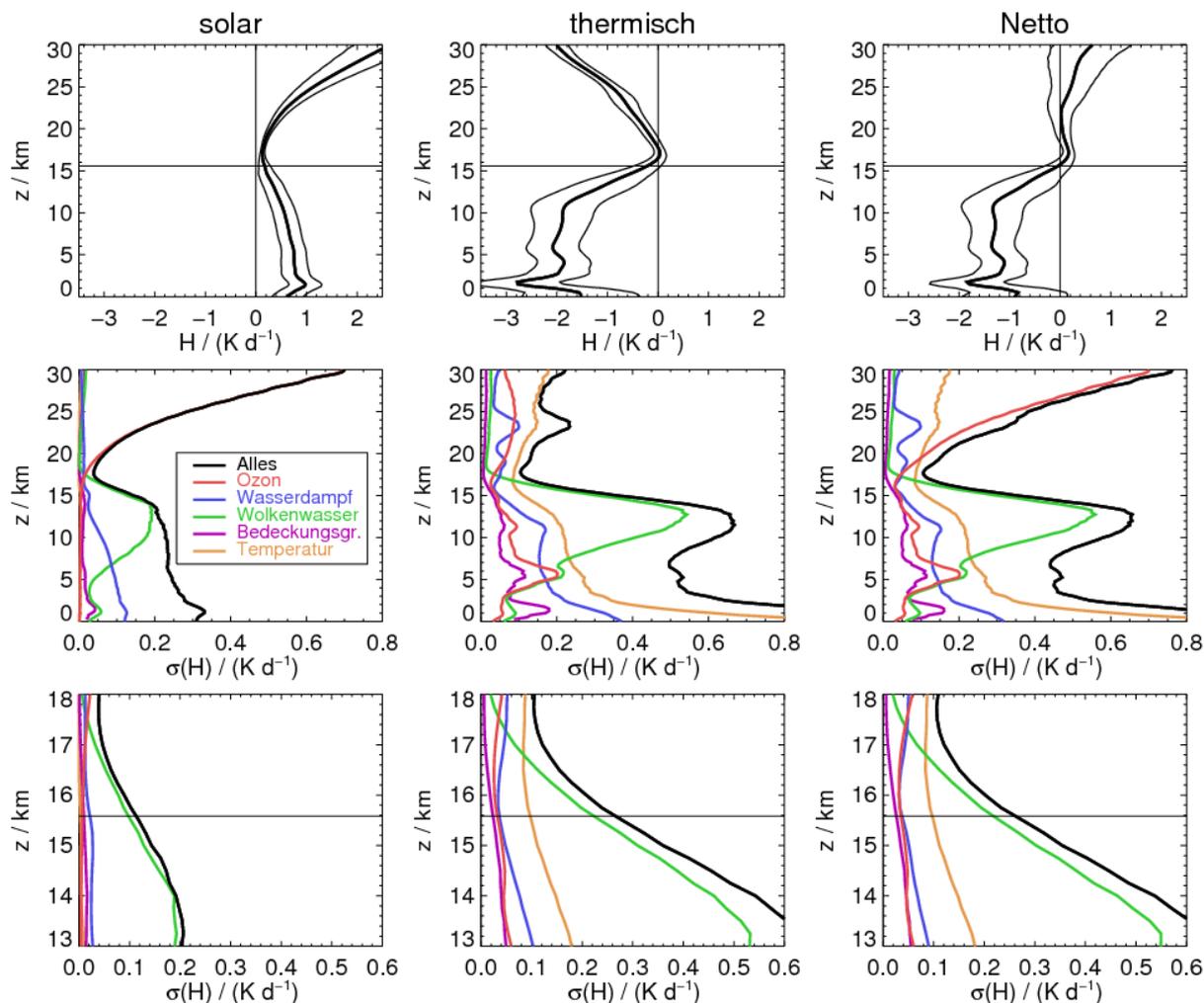


Abbildung 6.2: Die Abbildung zeigt die mithilfe des *Monte-Carlo*-Verfahrens bestimmte Unsicherheit der Erwärmungsrate. Die oberen Diagramme zeigen das mittlere Profil der Erwärmungsrate mit der mittleren Unsicherheit einer der simulierten Erwärmungsrate an einem Ort und zu einem Zeitpunkt, wenn die im Text beschriebenen Unsicherheiten der Eingangsgrößen angenommen werden. In den mittleren Diagrammen werden die mithilfe der Variation einzelner Eingangsgrößen bestimmten Unsicherheiten dargestellt. In der unteren Abbildung wird der Bereich, in dem die Erwärmungsrate das Vorzeichen wechselt, genauer betrachtet. Die waagerechte Linie zeigt das LZH.

und die Konzentration an absorbierenden Spurengasen gering ist. Oberhalb davon steigt die Unsicherheit der solaren Erwärmungsrate mit der Ozonkonzentration an. In der Nähe des LZH dominiert die durch den Eiswassergehalt verursachte Unsicherheit deutlich vor den anderen Einflüssen.

Die Unsicherheit der thermischen Erwärmungsrate ist in der Troposphäre ungefähr zwei- bis dreimal so groß wie die der solaren Erwärmungsrate, in der Stratosphäre hingegen kleiner. Die Unsicherheit der thermischen Erwärmungsrate wird in der Grenzschicht hauptsächlich durch die Temperatur bestimmt, der zweitgrößte Beitrag wird durch die Wasserdampfkonzentration verursacht. In der Schmelzschicht in 6 km tragen Temperatur, Wolkenwasser, Ozon

und Wasserdampf etwa zu gleichen Teilen zur Unsicherheit bei. Zwischen 7 km und 17 km dominiert der Beitrag des Wolkeneiswassergehalts. Ähnlich wie die Unsicherheit der solaren Erwärmungsrate ist auch die Unsicherheit der thermischen Erwärmungsrate in 18 km minimal. In der Stratosphäre ist sie hauptsächlich auf die Unsicherheit der Temperatur zurückzuführen sowie auf die Ozon- und Wasserdampfkonzentration. Auch die Bewölkung hat aufgrund ihres Einflusses auf die thermische, nach oben gerichtete Bestrahlungsstärke eine Fernwirkung auf die Erwärmungsrate der Stratosphäre.

Die durch die Bewölkung verursachte Unsicherheit (Wolkenwasser und Bedeckungsgrad) ist in der konvektiven Ausflussregion in 10 km bis 14 km am größten, wobei hier vor allem der Wolkenwassergehalt entscheidend ist. Der Bedeckungsgrad ist von untergeordneter Bedeutung, da die Wolken im Mittel kleine optische Dicken haben. Ein weiteres Maximum der durch die Bewölkung verursachten Unsicherheit befindet sich in der Grenzschicht zwischen 1 km und 2 km. In dieser Region sind die Wolken typischerweise optisch dick, daher ist der Einfluss durch den Bedeckungsgrad höher. Die Bewölkung in der Schmelzschicht verursacht ein weiteres, jedoch kleines relatives Maximum. In der Nähe des LZH dominiert wie auch bei der solaren Erwärmungsrate die durch das Eiswassergehalt verursachte Unsicherheit deutlich vor den anderen Einflüssen.

Die Unsicherheit der Nettoerwärmungsrate wird auf der rechten Seite von Abbildung 6.2 dargestellt. Sie kann kleiner sein als die Unsicherheit der thermischen Erwärmungsrate.² Dies ist der Fall, wenn die Abweichung einer Eingangsgröße die solare Erwärmungsrate anhebt, die thermische hingegen reduziert oder umgekehrt, die Auswirkungen auf die solare und die thermische Erwärmungsrate also unterschiedliche Vorzeichen haben. Der Effekt des Wasserdampfs in der Troposphäre ist ein Beispiel dafür, der im solaren Spektralbereich erwärmend, im thermischen hingegen kühlend wirkt, wodurch die Unsicherheiten sich teilweise aufheben.

Unterhalb von 5 km sind die Unsicherheiten der thermischen Erwärmungsrate ausschlaggebend für die der Netto-Erwärmungsrate. Die Unsicherheit der Netto-Erwärmungsrate ist dabei ca. 15 % kleiner als die der thermischen, vorrangig durch den kompensierenden Effekt des Wasserdampfs. Auch der solare und der thermische Effekte der Bewölkung sind in der Grenzschicht und in der Schmelzschicht entgegengesetzt, siehe Abbildung 5.10. Somit ist auch die durch die Bewölkung verursachte Unsicherheit der Netto-Erwärmungsrate hier kleiner als die der thermischen. Zwischen 7 km und 14 km ist die Bewölkung sowohl im solaren als auch thermischen Spektralbereich erwärmend, daher ist hier die Netto-Unsicherheit größer als die thermische. Nach dem Minimum in der Nähe der Kaltpunktropopause steigt die Unsicherheit der Netto-Erwärmungsrate in der Stratosphäre aufgrund des Einflusses von Ozon auf die solare Erwärmungsrate rasch wieder an. Insbesondere addieren sich in der Stratosphäre der solare und der thermische Ozoneffekt, da beide erwärmend wirken. Der zweit- und drittgrößter Beiträge zur Unsicherheit der Netto-Erwärmungsrate in der Stratosphäre werden von der Temperatur und dem Wasserdampf verursacht. Der Effekt der Bewölkung ist klein in der Stratosphäre und wird durch den thermischen Anteil dominiert. Jedoch sei angemerkt, dass der solare und thermische Wolkeneffekt entgegengesetzte Vorzeichen haben,

²und erst recht kleiner als die quadratisch, addierte Unsicherheit $\delta H_{net} = \sqrt{(\delta H_{solar}(z))^2 + (\delta H_{thermal}(z))^2}$, wie es bei Feldman et al. (2008) angenommen wird. Bei dieser Fehlerfortpflanzung wird vorausgesetzt, dass der solare und der thermische Anteil der Unsicherheit voneinander unabhängig sind, was jedoch nicht zutreffend ist.

da die Bewölkung im solaren Spektralbereich erwärmend und im thermischen abkühlend in der Stratosphäre wirkt.

Die in diesem Abschnitt ermittelte Unsicherheit ist die mittlere Unsicherheit einer einzelnen Strahlungstransfer-Simulation. Diese ist nicht identisch mit der Unsicherheit des mittleren Erwärmungsratenprofils! Daher ist auch mithilfe dieser Untersuchung keine Aussage über die Unsicherheit der mittleren Höhe des LZH möglich.

6.2 Vergleich mit anderen Ergebnissen

In diesem Abschnitt werden die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse mit denen aus anderen Veröffentlichungen verglichen, wobei die Erwärmungsrate bei wolkenlosem Himmel, der Effekt der Bewölkung und die räumliche Struktur der Erwärmungsrate untersucht werden.

6.2.1 Die Erwärmungsrate bei wolkenlosem Himmel

In diesem Abschnitt werden die mittleren tropischen Profile der Erwärmungsrate bei wolkenlosem Himmel aus verschiedenen Veröffentlichungen miteinander verglichen. In Abbildung 6.3 werden die Ergebnisse von Corti (2005), Fueglistaler et al. (2009b) und dieser Arbeit gezeigt. Fueglistaler et al. (2009b) untersuchte dabei die Reanalysen-Datensätze ERA-40 und ERA-Interim. Die Erwärmungsratenprofile von Fueglistaler et al. (2009b) und dieser Arbeit zeigen das Mittel von 20° Süd bis 20° Nord. Corti (2005) berechnete die Erwärmungsrate aufgrund des Radiosondendatensatzes SHADOZ. Das Mittel der Erwärmungsratenprofile an den SHADOZ-Radiosondenstationen ist jedoch eine gute Näherung für das mittlere tropische Profil, da die mittleren Spurengasprofile gut übereinstimmen, siehe Abschnitt 3.4, und die Mittelung der Spurengas- bzw. der Erwärmungsratenprofile und die Strahlungstransfer-Simulation in guter Näherung bei wolkenlosem Himmel vertauschbar sind (Corti, 2005).

Die solare Erwärmungsrate dieser Arbeit stimmt bis 150 hPa gut mit den Ergebnissen der Reanalysen überein. Oberhalb von 150 hPa ist die solare Erwärmungsrate dieser Studie um bis zu 0.2 K/d kleiner als die Erwärmungsraten von ERA-40 und ERA-Interim. Die thermische Erwärmungsrate liegt unterhalb von 125 hPa um 0.1 K/d bis 0.2 K/d unterhalb der Erwärmungsrate von ERA-40 und ERA-Interim. Eine große Abweichung von ca. 0.4 K/d gibt es in der Nähe der Kaltpunkttopopause, wo die thermische Erwärmungsrate maximal ist. Nach dieser Studie liegt das Maximum von 0.12 K/d in 95 hPa. Nach ERA bzw. ERA-Interim ist die maximale thermische Erwärmungsrate 0.52 K/d bzw. 0.54 K/d in 80 hPa. Oberhalb des Maximums fällt die nach dieser Studie simulierte Erwärmungsrate nicht so schnell ab wie bei den beiden Reanalysen. Die Netto-Erwärmungsrate nach dieser Arbeit ist 0.2 K/d bis 0.4 K/d niedriger als die Resultate von Fueglistaler et al. (2009b). Insbesondere die maximale Netto-Erwärmungsrate von 0.22 K/d ist wesentlich kleiner als die der Reanalysen von bis zu 0.60 K/d. Weiterhin ist bei der Netto-Erwärmungsrate auch das Ergebnis von Corti (2005) eingezeichnet. Zwischen 180 hPa und 125 hPa liegt die von Corti simulierte Netto-Erwärmungsrate näher an den Reanalysen. Im Bereich der TTL von 125 hPa bis 60 hPa entspricht das Profil in guter Näherung dem Ergebnis dieser Arbeit. Oberhalb ist die

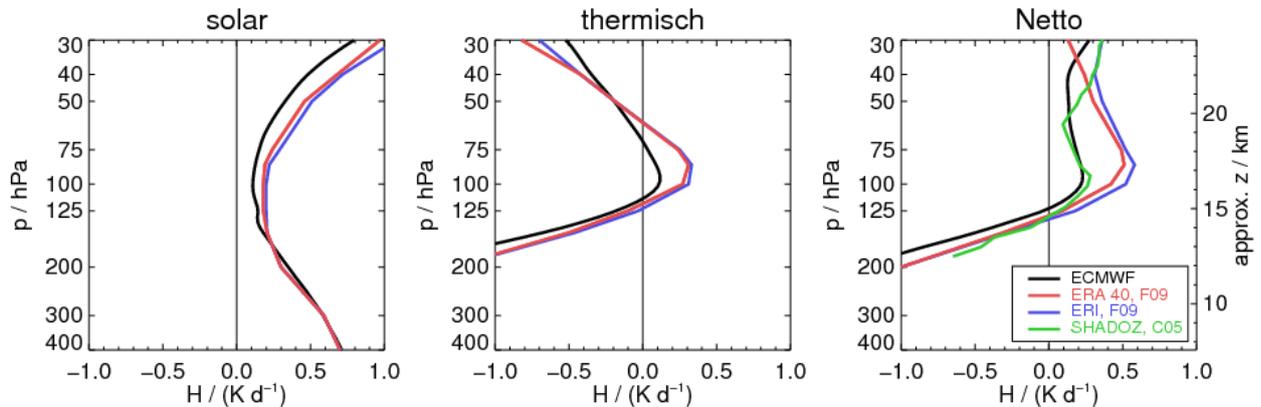


Abbildung 6.3: Vergleich zwischen tropischen Erwärmungsratenprofilen im Jahresmittel von libRadtran und Fueglistaler et al. (2009b) bei wolkenlosem Himmel (dort Abb. 3). Die schwarze Linie zeigt die in dieser Arbeit ermittelte Netto-Erwärmungsrate, die auf den Ozondaten des operationellen ECMWF-Archivs basiert und mit dem in Abschnitt 3.4.3 beschriebenen Verfahren korrigiert wurde. Die rote und die blaue Linie zeigen das tropische Erwärmungsratenprofil nach dem ERA-40 und ERA-Interim, beides nach Fueglistaler et al. (2009b).

Erwärmungsrate von Corti (2005) ähnlich der von ERA-Interim. Die Unterschiede werden einerseits durch die Verwendung verschiedener Eingangsdatensätze, andererseits durch die unterschiedlichen Methoden zur Berechnung der optischen Eigenschaften und zur Lösung der Strahlungstransfergleichung verursacht. Im Folgenden wird der Einfluss von unterschiedlichen Ozondatensätzen auf die Erwärmungsrate untersucht.

Die Erwärmungsraten der Reanalyseprojekte ERA-40 und ERA-Interim werden beide basierend auf der Ozonklimatologie nach Fortuin und Langematz (1995) berechnet. Die Ergebnisse dieser Arbeit hingegen basieren auf dem vom ECMWF berechneten Ozonfeld des operationellen ECMWF-Archivs. Die mittleren tropischen Ozonprofile nach diesen beiden Datensätzen sowie das Profil nach dem SHADOZ-Radiosondendatensatz werden im linken Diagramm der Abbildung 6.4 dargestellt. Die Radiosondenmessungen sind in diesem Vergleich der genaueste Datensatz. Die Ozonprofile nach dem operationellen ECMWF-Archiv sind in schwarz dargestellt. Das tropische Mittel (schwarz durchgezogen) unterscheidet sich nur sehr geringfügig von dem Mittel über die Ozonprofile an den SHADOZ-Radiosondenstationen (schwarz gepunktet). Daher kann, unter der Voraussetzung, dass die räumliche Variabilität vom ECMWF-Modell richtig wiedergegeben wird, das Mittel über die SHADOZ-Stationen als repräsentativ für die Tropen angesehen werden. Im Vergleich dazu ist die Ozonkonzentration nach ERA-40 oberhalb von 100 hPa deutlich zu klein. Das mittlere Ozonprofile des operationellen ECMWF-Archivs und das der Radiosondendaten hingegen stimmen gut miteinander überein. Dies dokumentiert den bemerkenswerten Fortschritt bei der Simulation der Ozonkonzentration, den das ECMWF seit der Berechnung des ERA-40 geleistet hat. Die Ozonklimatologie nach Fortuin und Langematz (1995), die bei den Reanalysen und dem operationellen ECMWF-Modell in der Strahlungsroutine verwendet wird, überschätzt die Ozonkonzentration oberhalb von 150 hPa deutlich. Es bleibt festzuhalten, dass das Ozonfeld des operationellen Archivs das mittlere Profil der SHADOZ-Messungen in diesem Vergleich am besten wiedergibt und gleichzeitig flächendeckende Informationen für die gesamten Tro-

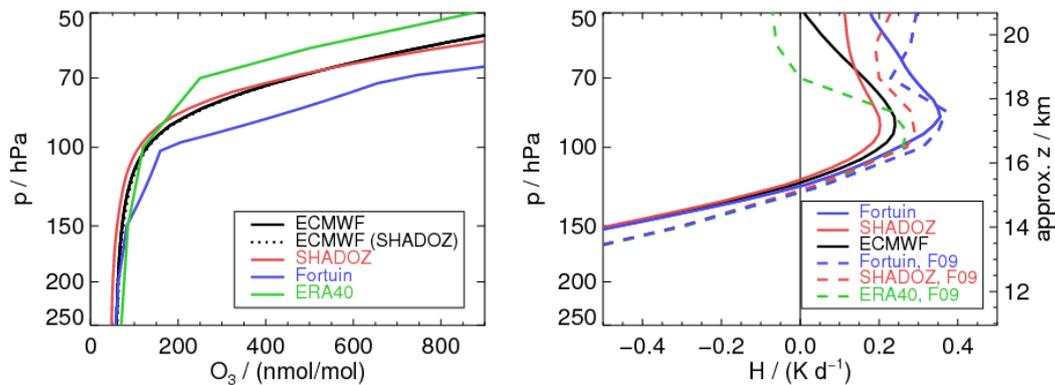


Abbildung 6.4: Die Abbildung zeigt links die mittleren, tropischen Ozonprofile nach ERA-40, der Ozonklimatologie von Fortuin und Langematz (1995), dem SHADOZ-Radiosondendatensatz und dem operationellen Archiv des ECMWF (Stand 2006/2007). Durchgezogene Linien zeigen das Mittel von 20° Süd bis 20° Nord. Die schwarze, gepunktete Linie zeigt Daten des operationellen Archivs an den Orten der SHADOZ-Stationen. Auf der rechten Seite werden die dazugehörigen Profile der Erwärmungsrate dargestellt. Die durchgezogenen Linien zeigen die Profile dieser Arbeit, die gestrichelten Linien die Simulationen nach Fueglistaler et al. (2009b).

pen bereitstellt.

Das rechte Diagramm von Abbildung 6.4 zeigt die Profile der Netto-Erwärmungsraten bei wolkenlosem Himmel, basierend auf den unterschiedlichen Ozondatensätzen. Dargestellt sind jeweils die Profile nach Fueglistaler et al. (2009b) und dieser Studie. Die Profile der Netto-Erwärmungsrate innerhalb einer Studie unterscheiden sich unterhalb von 130 hPa um weniger als 0.05 K/d. Aufgrund der geringen Ozonkonzentration hat der Ozondatensatz in dieser Höhenregion nur einen sehr geringen Einfluss auf die Netto-Erwärmungsrate. Der systematische Unterschied zwischen den Reanalysen und dieser Arbeit ist daher nicht auf das Ozon zurückzuführen. Oberhalb von 130 hPa wird der Unterschied der Profile größer. Wird die Ozonklimatologie nach Fortuin und Langematz (1995) verwendet, die im Vergleich die höchsten Ozonkonzentrationen aufweist, so werden die in diesem Vergleich größten Erwärmungsraten simuliert, da Ozon in dieser Höhe sowohl im solaren als auch im thermischen Spektralbereich erwärmend wirkt. Dieser Befund wird sowohl Fueglistaler et al. (2009b) als auch in dieser Arbeit festgestellt. In 80 hPa ist die Netto-Erwärmungsrate nach beiden Simulationen mit ca. 0.35 K/d maximal. Basierend auf dem Ozon des ERA-40-Datensatzes (grün) ist sie entsprechend der niedrigen Ozonkonzentration zu klein und oberhalb von 70 hPa sogar negativ. Negative Erwärmungsraten sind in diesem Höhenbereich nicht realistisch, da nur positive Erwärmungsraten konsistent zu der Aufwärtsbewegung der *Brewer-Dobson*-Zirkulation in der unteren tropischen Stratosphäre sind (Fueglistaler et al., 2009b), siehe Abschnitt 2.2. Die Erwärmungsratenprofile von Fueglistaler et al. (2009b) und dieser Studie, die auf den SHADOZ-Daten basieren (rot), unterscheiden sich um eine nahezu konstante Differenz von 0.2 K/d. Vermutlich ist diese Differenz (wie auch in dem Höhenbereich unterhalb von 130 hPa) nicht auf den Ozondatensatz zurückzuführen. Die mittleren Profile der Erwärmungsrate dieser Studie, die auf dem operationellen ECMWF-Archiv (schwarz) und dem SHADOZ-Datensatz (rot) beruhen, stimmen gut überein, da auch die mittleren Ozon-

profile sehr ähnlich sind. Die Abweichung der Erwärmungsrate ist im Allgemeinen kleiner als 0.1 K/d.

Somit können folgende Schlussfolgerungen gezogen werden: Das Ozonprofil im Bereich der TTL wird von dem Daten des operationellen ECMWF-Archivs genauer wiedergegeben als von der Ozonklimatologie nach Fortuin und Langematz (1995). Die Verwendung der Ozonklimatologie bewirkt eine Überschätzung der Nettoerwärmungsrate nach Fueglistaler et al. (2009b) um 0.2 K/d und nach dieser Studie um 0.4 K/d. Des Weiteren kann unter Verwendung des Ozonfeldes des operationellen ECMWF-Archivs die Dynamik und interannuale Variabilität des Ozonfeldes berücksichtigt werden, was mit einer Klimatologie nicht möglich ist.

Zusätzlich zu dem durch das Ozonfeld verursachten Unterschied verbleibt eine systematische Differenz von ca. 0.2 K/d zwischen den Ergebnissen von Fueglistaler et al. (2009b) und dieser Studie. Der zusätzliche Unterschied könnte durch ein verstärkendes Feedback entstehen. Ist die Netto-Erwärmungsrate durch die Verwendung der Ozonklimatologie im Bereich der TTL geringfügig zu hoch, so wird ein stärkerer vertikalen Luftmassentransport durch die TTL ermöglicht. Dadurch wird eine verstärkte vertikale Wärmeadvektion verursacht, die die Temperatur im Bereich der TTL verringert, was zu einer weiteren Erhöhung der Netto-Erwärmungsrate führt. Im Vergleich zu Radiosondendaten kann dieser negative Temperaturbias beobachtet werden, siehe Abbildung 3.14, was diese Theorie unterstützt. Dieses Feedback ist jedoch hoch spekulativ, und kann nur durch entsprechende Sensitivitätsexperimente mit dem IFS belegt werden. Vorstellbar sind jedoch auch weitere Ursachen, die den verbleibenden Unterschied der Netto-Erwärmungsrate erklären könnten. Nach Einschätzung des Autors sind wahrscheinlich auch Unterschiede bei den verwendeten k -Verteilungen und Lösungsverfahren der Strahlungstransfergleichung für einen Teil der Abweichungen verantwortlich.

Dies kann jedoch nur in einem weiteren detaillierten Vergleich der Strahlungstransfermodelle ermittelt werden, der über den Rahmen dieser Arbeit hinausgeht.³ Weitere mögliche Ursachen werden in Abschnitt 4.4 beschrieben. In Fueglistaler et al. (2009b) wird erwähnt, dass auch weitere Wissenschaftler (S. Tegtmeier und K. Krüger) eine im Vergleich zu den Ergebnissen des ECMWF um 0.1 K/d bis 0.2 K/d niedrigere Erwärmungsraten im Bereich der TTL simuliert haben. Dies ist ein Anzeichen dafür, dass eine gewisse Unsicherheit in der Strahlungstransfer-Routine des ECMWF vorhanden sein kann.

Obwohl das Ozonfeld des operationellen Archivs gut im Bereich der TTL für die Simulation der Erwärmungsrate geeignet ist, muss an dieser Stelle erwähnt werden, dass die Ozonkonzentration und somit auch die Netto-Erwärmungsrate in der unteren Stratosphäre von 22 km bis 30 km um 0.1 K/d bis 0.2 K/d unterschätzt wird. Dies wurde in dieser Studie nachgewiesen und durch einen simplen Ansatz korrigiert, siehe Abschnitt 3.4.3. Ursache für die zu niedrige Ozonkonzentration in der unteren Stratosphäre kann eine fehlende Rückkopplung zwischen Ozonkonzentration und Dynamik im ECMWF-Modell sein: eine hohe Ozonkonzentration in der unteren Stratosphäre erzeugt eine Erhöhung der Netto-Erwärmungsrate. Dies führt zu einem Anstieg der potentiellen Temperatur und zu einer Beschleunigung des vertikalen Luftmassentransports in der *Brewer-Dobson*-Zirkulation. Entsprechend des Ozongradienten wird ozonarme Luft aus der TTL nachgeführt, woraufhin die Ozonkonzentration

³Im Projekt CATS des DLR werden weitere Vergleich zwischen den Strahlungstransfermodulen von ECHAM und libRadtran angestrebt.

und die Netto-Erwärmungsrate absinken und der Vertikaltransport sich verlangsamt. Wird hingegen, wie im ECMWF-Modell, die von der Strahlungsroutine benutzte Ozonklimatologie festgehalten, findet keine negative Rückkopplung auf den Vertikaltransport statt. Dies kann ein Grund für die vom ECMWF-System geringfügig zu niedrig simulierte Ozonkonzentration in der unteren Stratosphäre sein.

6.2.2 Der Wolkeneffekt auf die Erwärmungsrate

In diesem Abschnitt wird der in dieser Studie simulierte Einfluss der Bewölkung auf die Erwärmungsrate mit Ergebnissen anderer Autoren verglichen. In Abbildung 6.5 ist der Wolkeneffekt nach Publikationen von Corti (2005), Fueglistaler und Fu (2006), Fueglistaler et al. (2009b) und der vorliegenden Arbeit dargestellt. Das Profile des Bewölkungseffektes auf die

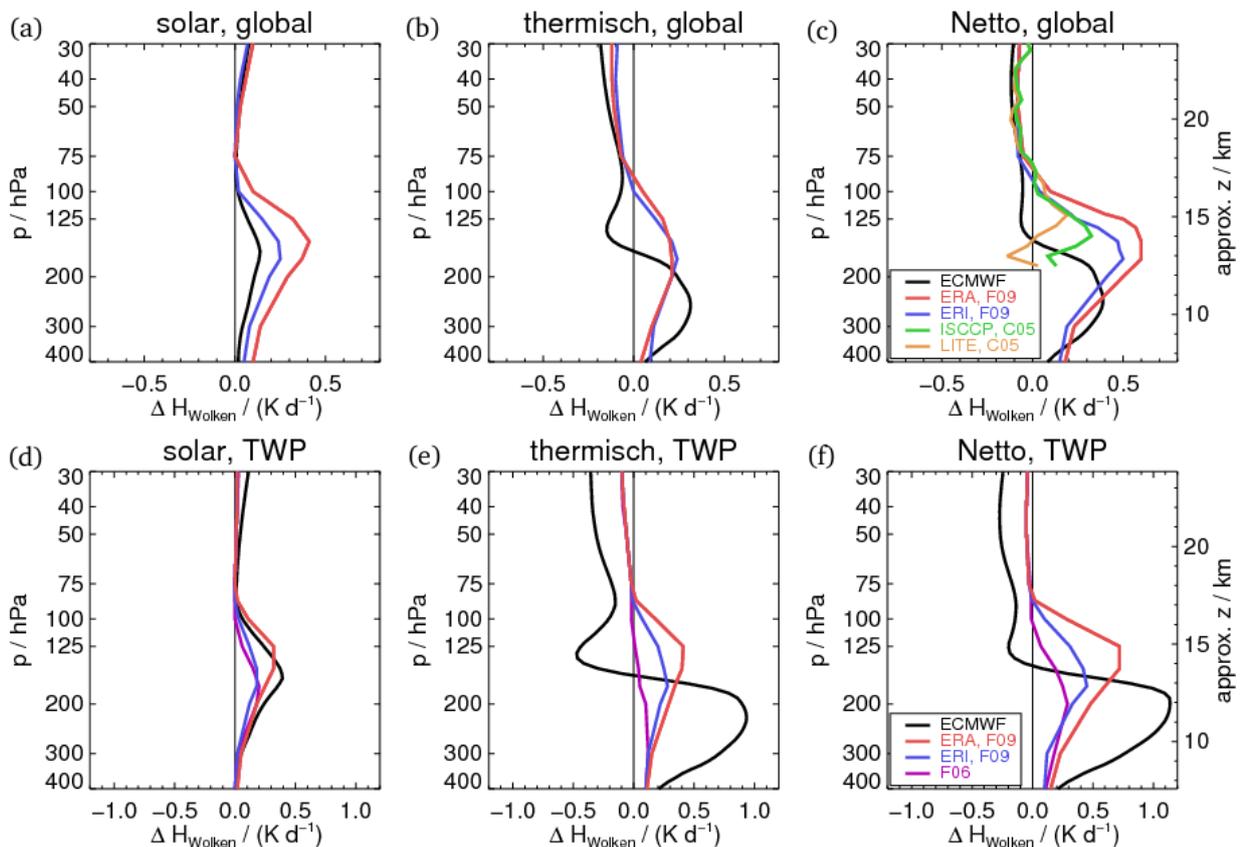


Abbildung 6.5: In den Diagrammen (a) bis (c) wird der Effekt der Bewölkung auf die solaren, thermische und Netto-Erwärmungsrate im Mittel über die Tropen und ein Jahr gezeigt. Dargestellt werden Ergebnisse von Fueglistaler et al. (2009b) (rot und blau), von Corti (2005) (grün und gelb) und von dieser Arbeit (schwarz). Die Abbildungen (d) bis (f) zeigen den mittleren Wolkeneffekt des westlichen, tropischen Pazifiks. Hier sind neben den Ergebnisse von Fueglistaler et al. (2009b) und dieser Studie auch die von Fueglistaler und Fu (2006) (lila) abgebildet.

solare Erwärmungsrate ist bei ERA-40, ERA-Interim und den Ergebnissen dieser Studie qualitativ ähnlich. Der Effekt hat in ca. 150 hPa ein relatives Maximum, ein Minimum in

75 hPa und steigt in der unteren Stratosphäre wieder an. Jedoch unterscheiden sich die Ergebnisse unterhalb des Minimums quantitativ. Während der maximale Wolkeneffekt nach ERA-40 0.4 K/d ist, beträgt er nach ERA-Interim 0.2 K/d und nach dieser Arbeit 0.12 K/d. Die Erhöhung der solaren Erwärmungsrate in der unteren Stratosphäre hingegen stimmt auch quantitativ überein.

Der Effekt der Bewölkung auf die thermische Erwärmungsrate zeigt ein deutlich unterschiedliches Verhalten. Nach ERA-40 und ERA-Interim ist der Wolkeneffekt unterhalb von 90 hPa durchgehend positiv. Darüber wird die thermische Erwärmungsrate durch den Effekt der Wolken vermindert. Das Profil des thermischen Wolkeneffekts dieser Studie unterscheidet sich qualitativ davon. Die Erwärmungsrate wird in 210 hPa durch die Wolken um 0.9 K/d vergrößert. In 130 hPa hat der Wolkeneffekt im Gegensatz zu ERA-40 und ERA-Interim ein lokales Minimum von -0.5 K/d. Oberhalb von 80 hPa ist der thermische Wolkeneffekt ca. zwei- bis dreimal so groß wie bei ERA-40 und ERA-Interim. Beide Profile des thermischen Wolkeneffekts können plausibel begründet werden. Die Ergebnisse von ERA-40 und ERA-Interim entsprechen qualitativ dem eines dünnen Zirrus, der im gesamten Wolkenvolumen erwärmt wird. Das Profil dieser Studie entspricht qualitativ dem eines Zirrus, unter dem eine weitere Wolkenschicht liegt, siehe Abschnitt 5.1.2. Diese Unterschiede treten auf, obwohl in beiden Simulationen das gleiche maximal-zufällige Wolkenüberlapp-Schema verwendet wird. Da die Profile beider Arbeiten plausibel sind, sind weitere detaillierte Modellvergleiche notwendig, um die Unterschiede der Simulationen zu verstehen.

Entsprechend den Unterschieden des solaren und thermischen Wolkeneffekts ergeben sich unterschiedliche Profile der Netto-Erwärmungsrate. Der maximal erwärmende Wolkeneffekt liegt nach dieser Studie bei 240 hPa, nach den ECMWF-Reanalysen hingegen bei ca. 130 hPa. Auch der Druck, oberhalb dessen der Wolkeneffekt kühlend ist, ist nach den verschiedenen Studien unterschiedlich. Nach dieser Studie ist der Wolkeneffekt oberhalb von 140 hPa negativ, nach den ECMWF-Reanalysen hingegen erst oberhalb von 90 hPa bzw. 80 hPa. Die Ergebnisse von Corti (2005), die auf einem anderen aus ISCCP- und LITE-Messungen kombinierten Wolkendatensatz basieren, zeigen eine sehr genaue Übereinstimmung mit den Reanalysen des ECMWF oberhalb von 125 hPa, unterhalb davon beginnen sie hingegen voneinander abzuweichen.

Die unteren Diagramme von Abbildung 6.5 zeigen die Erwärmungsraten im Bereich des tropischen Pazifiks. Der in dieser Arbeit simulierte Wolkeneffekt auf die solare und thermische Erwärmungsrate ist im westlichen tropischen Pazifik vom Betrag größer als im tropischen Mittel. Dies ist plausibel, da in dieser Region hohe Bewölkung häufiger vorkommt als im tropischen Durchschnitt. Zusätzlich zu den Reanalysen und den Ergebnissen dieser Arbeit wird der Effekt der Erwärmungsrate von Fueglistaler und Fu (2006) gezeigt, deren Simulationen auf mm-Wolkenradar-Messungen an den ARM-Stationen in Manus und Nauru im westlichen Pazifik basieren. Der Effekt der Bewölkung auf die solare Erwärmungsrate ist in dieser Region bei allen Studien qualitativ ähnlich. Der maximale Effekt auf die solare Erwärmungsrate ist bei dieser Studie und bei ERA-40 etwas größer als bei ERA-Interim und Fueglistaler und Fu (2006). Dass der in dieser Studie simulierte Wolkeneffekt im Bereich des westlichen Pazifiks größer, im tropischen Mittel jedoch kleiner ist, kann daran liegen, dass hier ein kleineres Gebiet betrachtet wird. Die interannulale Variabilität sowie die Auswirkungen der weiterentwickelten Modellphysik des ECMWF können in dieser Region anders

sein als im tropischen Mittel.

Das Profil des Wolkeneffekts auf die thermische Erwärmungsrate ist bei den Reanalysen und bei den Ergebnissen dieser Arbeit qualitativ ähnlich zu dem tropischen Mittel. Das aus dem Wolkenradar abgeleiteten Profil zeigt oberhalb von 300 hPa einen deutlich kleineren Effekt als ERA-40 und ERA-Interim. Bei ERA-40 ist der maximale Effekt 0.41 K/d, bei ERA-Interim 0.28 K/d und bei Fueglistaler und Fu (2006) 0.13 K/d. In Fueglistaler und Fu (2006) wird diskutiert, ob die Detektionsgrenze des Radars für den geringen Wolkeneffekt verantwortlich sein kann. Das Radar kann keine optisch sehr dünnen Zirren detektieren, und somit wird ein Teil der hohen Bewölkung nicht erfasst. Die Auswirkung auf die Erwärmungsrate wird von Fueglistaler und Fu (2006) auf kleiner als 0.025 K/d abgeschätzt. Dies ist wesentlich kleiner als die hier beobachteten Unterschiede in den Profilen.⁴ Werden die Ergebnisse der Reanalysen mit den Ergebnissen dieser Studie verglichen, so zeigen sich die gleichen qualitativen Unterschiede wie im tropischen Mittel. Der in dieser Studie berechnete Wolkeneffekt weist ein ähnliches Profil auf wie im tropischen Mittel, das sich deutlich von denen der Reanalysen unterscheidet.

Als mögliche Ursachen für die unterschiedlichen Ergebnisse der verschiedenen Studien sind die verschiedenen Parametrisierungen der optischen Eigenschaften der Bewölkung und die unterschiedlichen Lösungsverfahren des Strahlungstransfers anzunehmen. Die Vernachlässigung der Streuung im thermischen Spektralbereich in der Strahlungsroutine des ECMWF ist jedoch nicht ausreichend, um die Differenzen zu erklären.

Spekulativ wiederum sind mögliche weitere Auswirkungen der Unsicherheiten der simulierten Konvektion auf die Erwärmungsrate. Es ist bekannt, dass die durch das ECMWF simulierte Konvektion im Bereich der ITCZ etwas zu schwach ausgeprägt ist (Tompkins et al., 2007; Luo et al., 2008). Durch den damit verbundenen zu geringen Transport von Wasserdampf wird eine zu trockene Troposphäre simuliert, siehe Abbildung 3.17, was die Netto-Erwärmungsrate in diesem Höhenbereich vergrößert und unterhalb davon reduziert.

Die Wasserdampfkonzentration wiederum hat Auswirkungen auf den Bedeckungsgrad hoher Wolken. Eine zu niedrige Wasserdampfkonzentration würde für einen zu geringen Bedeckungsgrad sprechen. In der Vergangenheit war der vom ECMWF (mit der Version 26r1) simulierte Bedeckungsgrad hoher Wolken jedoch im Vergleich zu Lidarmessungen zu hoch, siehe Abbildung 3.20. Dies hängt damit zusammen, dass in der damaligen Version des IFS noch keine Übersättigung berücksichtigt werden konnte. Der Bedeckungsgrad hoher Wolken wurde durch die Einführung des Übersättigungsschemas reduziert, siehe Abbildung 3.21.

Die Unsicherheiten des hohen Bedeckungsgrads wirken sich stark auf das Profil der Netto-Erwärmungsrate aus. In dieser Arbeit wurde gezeigt, dass hohen Wolken mit sehr kleinen optische Dicken $\tau \approx 0.02$ bereits zu einer Erhöhung der Erwärmungsrate von 1 K/d führen können. Genauso wie der Effekt der hohen Bewölkung auf die Netto-Erwärmungsrate in Abhängigkeit des Wolkenüberlapps sowohl positiv als auch negativ sein kann, kann auch die Auswirkung eines systematisch abweichenden Bedeckungsgrads beide Vorzeichen haben. Des Weiteren sind verstärkende Rückkopplungen zwischen Konvektion und Strahlung denkbar, die eine Abweichung des Bedeckungsgrads vergrößern können. Zum Beispiel zeigt Corti

⁴Bei dieser Abschätzung werden einige Annahmen über die optischen Eigenschaften der dünnen Zirren getroffen, die evtl. noch genauer validiert werden könnten.

(2006), dass die durch dünne hohe Zirren hervorgerufene Erhöhung der Netto-Erwärmungsrate einen Luftmassenaufstieg durch den Zirrus zur Folge haben kann, der unter Umständen zu einem Anwachsen des Zirrus führt. Diese positive Rückkopplung verursacht somit einen Anstieg des hohen Bedeckungsgrads und einen verstärkten vertikalen Transport. Durch diese Kopplung zwischen Strahlung und Konvektion ist schwer zu simulieren. Insbesondere kann es sein, dass ausgedehnte Flächen von optisch sehr dünnen Zirren in den Tropen existieren, die von passiven Fernerkundungsalgorithmen nicht erfasst werden können, die jedoch nicht zu vernachlässigende Auswirkungen auf die Erwärmungsrate haben.

6.2.3 Wolkeneffekt auf die Höhe des LZH

Das Netto-Erwärmungsratenprofil wird von der Bewölkung beeinflusst. Wird speziell der Übergang von der konvektiv dominierten Troposphäre zur TTL betrachtet, so ist die Höhe des LZH von Interesse, das sich in ca. 15.5 km bzw. 125 hPa befindet. Die Auswirkung der Bewölkung auf das LZH wird in Abbildung 6.6 untersucht, die die Netto-Erwärmungsrate nach der Arbeit von Corti (2005) und dieser Arbeit zeigt. Ein negativer Wolkeneffekt verursacht ein Anhebung des LZH, ein positiver Effekt ein Absinken.

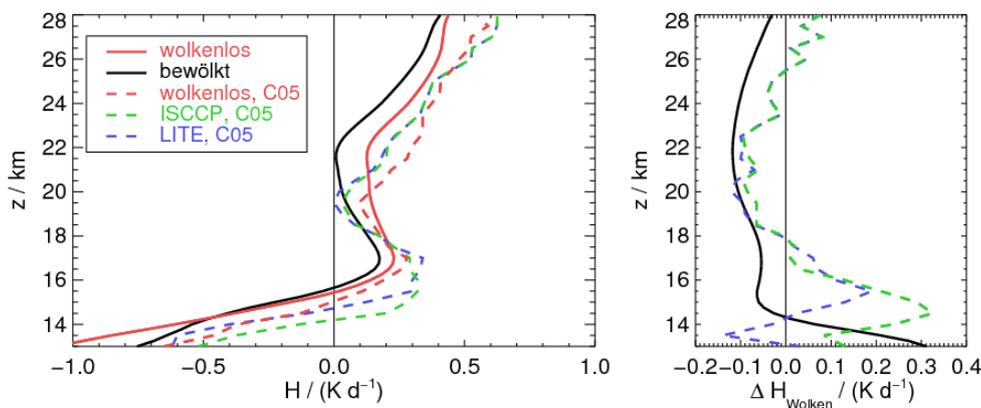


Abbildung 6.6: Das linke Diagramm zeigt das Profil der mittleren tropischen Netto-Erwärmungsrate. Gezeigt werden Ergebnisse von Corti (2005), die auf Radiosondenaufstiegen sowie dem ISCCP-Datensatz (grün) sowie einem kombinierte LITE-ISCCP-Datensatz (blau) basierend. Die durchgezogenen Linien zeigen die Ergebnisse dieser Arbeit. Das rechte Diagramm zeigt den jeweiligen Wolkeneffekte.

Corti (2005) simuliert ein Absinken des LZH um 900 m, wenn der ISCCP-Datensatz zu Grunde gelegt wird, und ein Absinken um 400 m, wenn er den kombinierten ISCCP-LITE-Datensatz verwendet. Die Ergebnisse von Fueglistaler et al. (2009b) entsprechen einen Absinken des LZH um ca. 1 km. Nach den Ergebnissen dieser Arbeit wird hingegen ein negativer Wolkeneffekt auf die Netto-Erwärmungsrate im LZH simuliert. Es wird entsprechend um ca. 200 m angehoben.

6.2.4 Die räumliche Struktur der Erwärmungsrate

In Abbildung 6.7 wird die zonale und longitudinale Struktur der Netto-Erwärmungsrate zwischen Fueglistaler et al. (2009b) und dieser Arbeit verglichen. Abbildungen (a) und (e) zeigen das zonale Mittel der Netto-Erwärmungsrate bei wolkenlosem Himmel. Die beiden Modelle zeigen eine Schicht mit einer maximalen Netto-Erwärmungsrate zwischen 110 hPa und 60 hPa. Weiterhin zeigen beide Modelle übereinstimmend zwei relative Maxima der Netto-Erwärmungsrate bei 20° Süd und 20° Nord und entsprechend eine kleinere Netto-Erwärmungsrate über dem Äquator. (Bei Fueglistaler wird dies als Doppelkeulen-Struktur bezeichnet.) Die maximale Erwärmungsrate ist bei ERA-Interim in dieser Höhe etwa 0.6 K/d, in dieser Arbeit hingegen nur 0.2 K/d. Die möglichen Ursachen für die unterschiedlichen Werte der maximalen Erwärmungsraten wurden bereits bei den Profilen diskutiert, siehe Abbildung 6.3 und Diskussion dazu. Die Simulation von ERA-Interim zeigt ein zweites Maximum der Netto-Erwärmungsrate über dem Äquator in 30 hPa. Es wird durch ein Ozonmaximum verursacht, das sich nach der Ozonklimatologie von Fortuin und Langematz (1995), auf der die ERA-Interim Simulation basiert, in dieser Region befindet. Dieses Maximum kann in dieser Arbeit nicht reproduziert werden, da das Ozonfeld des operationellen Archivs, das in dieser Arbeit verwendet wurde, in einer Höhe von 30 hPa eine zu geringe Ozonkonzentration angibt. Die in dieser Arbeit verwendete Korrektur, siehe Abschnitt 3.4.3, hat keine Ortsabhängigkeit. Daher können Strukturen der Erwärmungsrate oberhalb von 40 hPa nicht verlässlich wiedergegeben werden.

Die Abbildungen (b) und (f) zeigen, dass die Netto-Erwärmungsrate zwischen 5° Süd und 5° Nord nur eine sehr geringe latitudinale Abhängigkeit hat. Bei 60° West und 20° Ost ist in beiden Simulationen zu erkennen, dass über dem südamerikanischen und dem afrikanischen Kontinent die Erwärmungsrate in 200 hPa bis 150 hPa etwas kleiner, in 100 hPa hingegen etwas größer ist im Vergleich zur Umgebung in der gleichen Höhe. Auch über dem westlichen Pazifik und dem Indischen Ozean zeigt sich dieses Phänomen.

Die Abbildungen (c) und (g) zeigen den Effekt der Bewölkung auf die Netto-Erwärmungsrate. Übereinstimmend wird ein Maximum etwas nördlich des Äquators simuliert. Das in ERA-Interim simulierte Maximum von 0.6 K/d befindet sich in 180 hPa. Nach dieser Arbeit liegt das Maximum mit 0.5 K/d etwa 40 hPa niedriger.

In den Abbildungen (d) und (h) wird die longitudinale Abhängigkeit des Wolkeneffektes zwischen 5° Süd und 5° Nord dargestellt. Übereinstimmend tritt der größte Wolkeneffekt über dem *warmpool*, dem südamerikanischen und dem afrikanischen Kontinent auf, da in diesen Regionen der Bedeckungsgrad hoher Bewölkung besonders groß ist.

In Abbildung 6.8 wird das von Feldman et al. (2008) simulierte LZH mit den Ergebnissen dieser Arbeit verglichen. Die Simulationen von Feldman et al. (2008) basieren auf Messungen und Hilfsprodukten des A-Trains, insbesondere von Calipso und CloudSat. Die beiden Arbeiten zeigen eine gute Übereinstimmung mit Ausnahme der stark konvektiven Gebiete in der ITCZ. Das LZH über den Ozeanen in der Nähe des 20. Breitengrads und über dem gesamten östlichen Pazifik liegt übereinstimmend bei ca. 15.2 km. Das LZH ist jeweils in der ITCZ über den Kontinenten und über dem *warmpool* höher. Dieser Effekt ist hauptsächlich auf die Bewölkung zurückzuführen, da das LZH ohne Berücksichtigung der Wolken nur um einige 100 m horizontal variiert, siehe Abbildung 5.12. Die Anhebung des LZH durch die Wolken

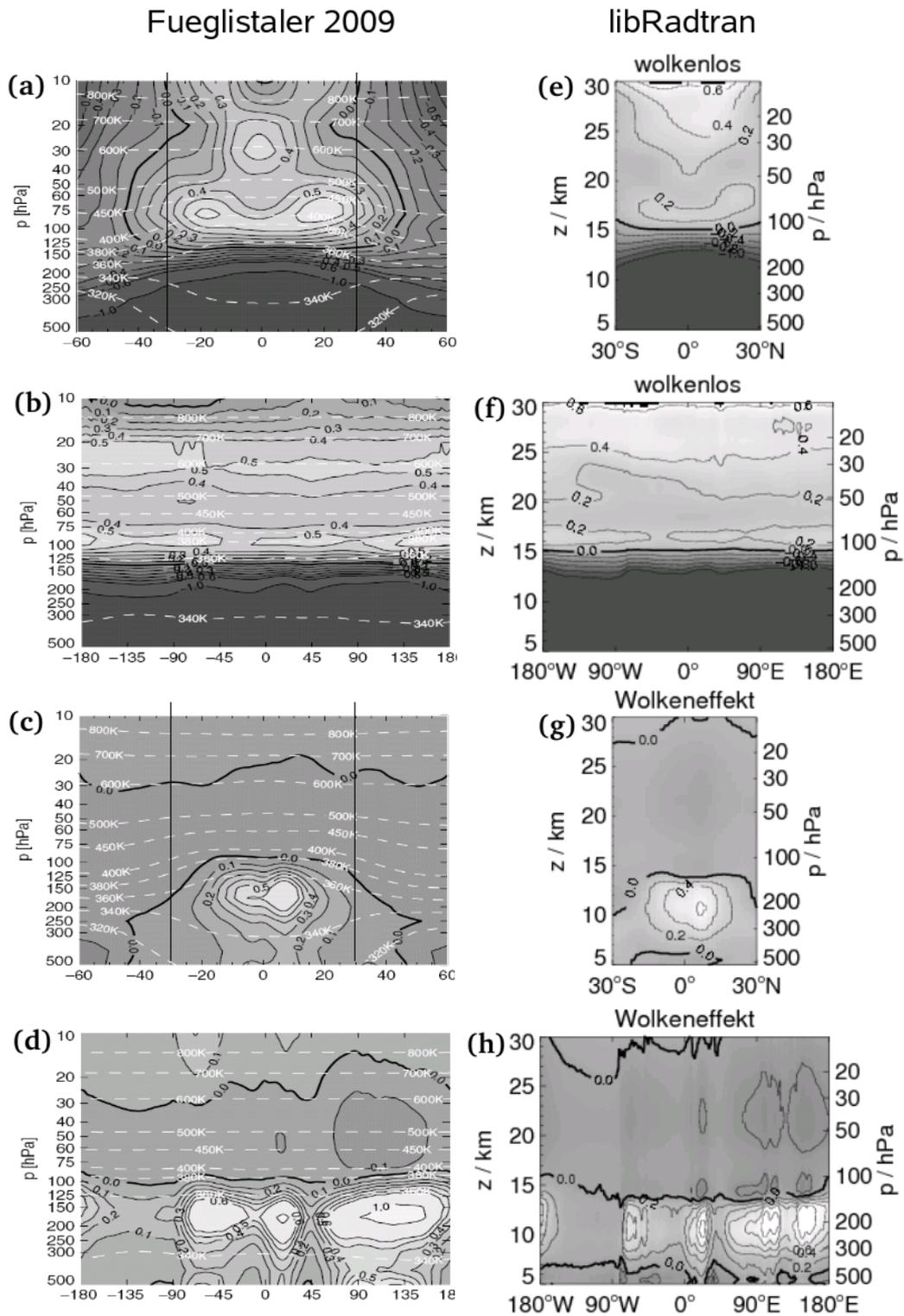


Abbildung 6.7: Vergleich zwischen Ergebnissen von ERA-Interim (Fueglistaler et al., 2009b) (links) und dieser Arbeit (rechts). Abbildungen (a) und (c) zeigen das zonale Mittel der Netto-Erwärmungsrate bei wolkenlosem Himmel, (b) und (f) deren longitudinale Abhängigkeit zwischen 5° Süd und 5° Nord, (c) und (g) das zonale Mittel des Wolkeneffekts auf die Netto-Erwärmungsrate und (d) und (h) dessen longitudinale Abhängigkeit zwischen 5° Süd und 5° Nord.

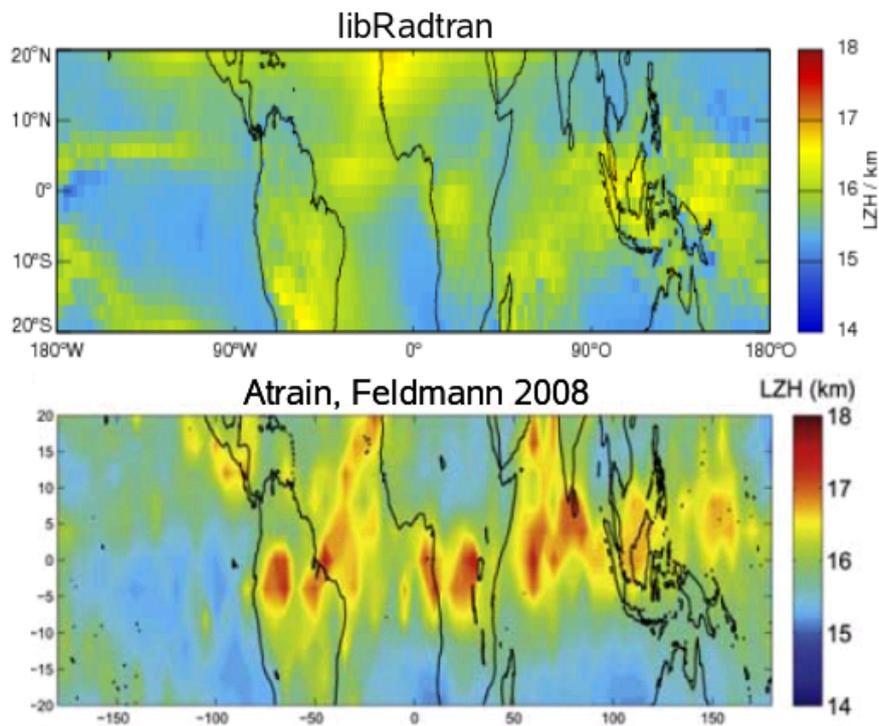


Abbildung 6.8: Vergleich zwischen Ergebnissen von libRadtran und Feldman et al. (2008)

ist gleichbedeutend mit einer Reduzierung der Erwärmungsrate. Nach Feldman et al. (2008) wird das LZH in den konvektiven Regionen auf ca. 17 km, nach dieser Studie hingegen auf ca. 16.5 km angehoben. Für diesen Unterschied können die unterschiedlichen Wolkendatensätze verantwortlich sein. Es ist bekannt, dass die Konvektion über Kontinenten nicht ausreichend stark von dem ECMWF-Modell wiedergegeben wird. Dies kann zu einer Unterschätzung der Höhe des LZH führen. Somit liegen die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse zwischen denen von Fueglistaler et al. (2009b) und Corti (2005), die einen positiven Wolkeneffekt in der Höhe des LZH simulieren und denen von Feldman et al. (2008), der einen noch größeren abkühlenden Wolkeneffekt simuliert.

6.3 Erwärmung durch Strahlung und atmosphärische Dynamik

Die Energiebilanz der Atmosphäre wird hauptsächlich durch die Bilanz der solaren und thermischen Bestrahlungsstärke, den latenten und turbulenten Wärmestrom bestimmt, siehe auch Anhang 9.4.⁵ Ohne eine vollständige Simulation aller beitragenden Terme können nur mit vereinfachenden Annahmen Rückschlüsse auf die Dynamik der Atmosphäre gezogen werden.

⁵Des Weiteren beeinflusse chemische Reaktionen und *Joulsche* Erwärmung die Energiebilanz in der höheren Atmosphäre.

6.3.1 Der mittlere Massenfluss in die tropische Stratosphäre

Abbildung 6.9 zeigt, dass die Erwärmungsrate durch Strahlung im Vergleich zu der Erwärmungsrate durch latenten und turbulenten Energiefluss (Fueglistaler et al., 2009b). Unterhalb

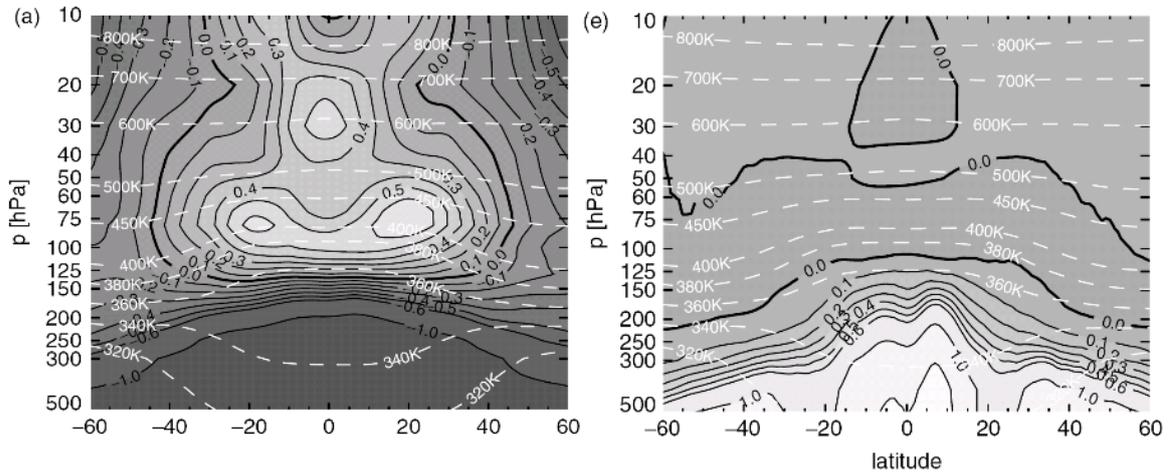


Abbildung 6.9: Die Abbildung zeigt auf der linken Seite die Erwärmungsrate durch solare und thermische Strahlung bei wolkenlosem Himmel. Auf der rechten Seite wird die Erwärmung durch den latenten und sensiblen Wärmestrom gezeigt.

von 300 hPa liegt die Erwärmungsrate durch den latenten und den sensiblen Wärmestrom bei ca. 1 K/d und die Erwärmungsrate durch Strahlung bei ca. -1 K/d. Oberhalb von 300 hPa nimmt die Erwärmungsrate durch den latenten und den sensiblen Wärmestrom mit der Höhe ab. Insbesondere die Abnahme des latenten Beitrags ist einleuchtend, da bei niedrigen Temperatur und kleinen Wasserdampfkonzentrationen nur geringe Mengen Wasser in die Eisphase übertreten können. Oberhalb von 130 hPa ist die Erwärmungsrate des latenten und sensiblen Wärmestroms wesentlich geringer als die Erwärmungsrate durch Strahlung.

Wird eine Region betrachtet, in der die Erwärmungsrate durch Strahlung dominierend ist, so wird diese im langfristigen Mittel durch Wärmeadvektion ausgeglichen. Wird ein ausreichend großes Gebiet betrachtet, so ist der Beitrag der horizontalen Wärmeadvektion klein, für die Tropen beträgt er weniger als ± 0.05 K/d (Corti, 2005). Somit wird die Erwärmungsrate durch Strahlung hauptsächlich durch vertikale Wärmeadvektion ausgeglichen. Unter der Voraussetzung kann eine strahlungsbedingte Vertikalgeschwindigkeit w_{rad} abgeleitet werden:

$$\overline{w_{rad}} = \frac{\overline{Q}}{\partial_z \overline{\Theta}} \quad (6.3)$$

Der strahlungsausgleichende Wind ist eine Approximation des diabatischen Windes, siehe Abschnitt 2.2. Des Weiteren lässt sich auch der daraus abgeleitete Massenfluss berechnen:

$$\left. \frac{d^2 m}{dA dt} \right|_{rad} = \rho w_{rad} = \rho \frac{\overline{Q}}{\partial_z \overline{\Theta}}. \quad (6.4)$$

In Abbildung 6.10 werden der strahlungsausgleichende Vertikalwind und der Massenfluss dargestellt, die aus den in dieser Arbeit simulierten Erwärmungsraten abgeleitet wurden.

Zum Vergleich ist der Vertikalwind nach den Daten des operationellen ECMWF-Archivs

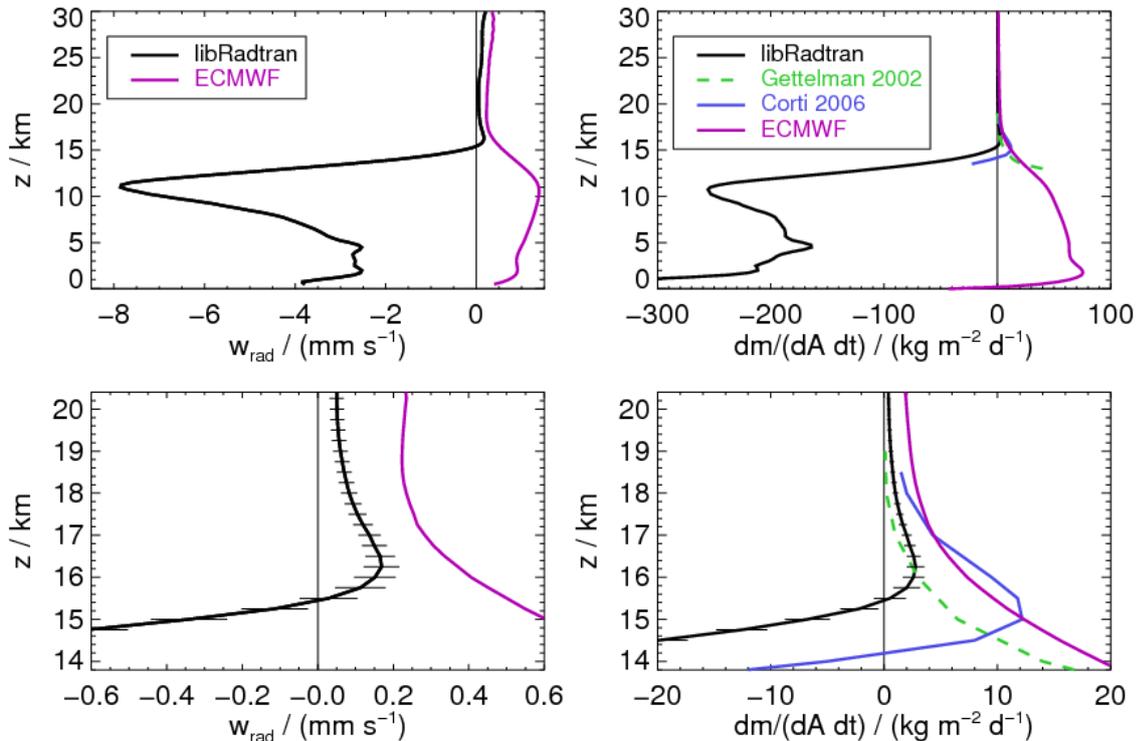


Abbildung 6.10: Auf der linken Seite wird der strahlungsausgleichende Vertikalwind w_{rad} dargestellt. Im Vergleich dazu ist der vom ECMWF simulierte mittlere Vertikalwind eingezeichnet. Die Fehlerbalken stellen die Unsicherheit des mittleren Windes dar, wenn die Erwärmungsrate auf 0.05 K/d genau bestimmt wird. Auf der rechten Seite wird der daraus abgeleitete Massenfluss (schwarz) dargestellt. Im Vergleich dazu sind der strahlungsausgleichende Massenfluss nach den Studien von Corti et al. (2006) dargestellt sowie eine Abschätzung des vertikalen Massenflusses durch Satellitenbeobachtungen von Wolkenoberkanten (Gottelman et al., 2002b). Weiterhin wird der durch das ECMWF simulierte vertikale Massenfluss (lila) dargestellt. Alle Profile repräsentieren das Mittel über die Tropen und ein Jahr.

einzeichnet. Der strahlungsgetriebene Wind weicht unterhalb von 15 km deutlich von dem Vertikalwind des ECMWF ab, da in der Troposphäre die Freisetzung latenter Wärme hier nicht vernachlässigt werden kann. Der strahlungsgetriebene Wind in der Troposphäre ist ein Maß für die Abwindgeschwindigkeit in den wolkenfreien Gebieten. Der Massenfluss in der Troposphäre setzt sich aus dem konvektiven Aufsteigen und dem Absinken in den konvektionsfreien Bereichen. Die Vertikalgeschwindigkeit des ECMWF ist die Summe aus beiden Massenflüssen. Im Mittel verbleibt der nach oben gerichtete Massenfluss der *Hadley*-Zirkulation. Der Gradient des vertikalen Massenflusses wird durch horizontale Konvergenzen ausgeglichen. Die Konvergenz der Passatwinde gleicht den mittleren vertikalen Massenfluss der *Hadley*-Zirkulation von bis zu $80 \text{ kg m}^{-2} \text{d}^{-1}$ in Bodennähe aus. Eine Abnahme des vertikalen Massenflusses mit der Höhe wird entsprechend durch die Divergenz der horizontalen Winde im oberen Bereich der *Hadley*-Zirkulation ausgeglichen. Der Vertikalwind sowie der Massenfluss nehmen zwischen 11 km und 16 km stark mit der Höhe ab. Nur ein geringer Teil

der Luftmasse, der in der Troposphäre aufwärts transportiert wurde, steigt weiter in die TTL und untere Stratosphäre auf. Der vertikale Massenfluss der *Brewer-Dobson*-Zirkulation beträgt in dieser Höhenregion $1 \text{ kg m}^{-2} \text{ d}^{-1}$ bis $2 \text{ kg m}^{-2} \text{ d}^{-1}$ (Rosenlof und Holton, 1993; Eluszkiewicz et al., 1996).

In dem rechten Diagramm der Abbildung 6.10 sind auch die Ergebnisse aus weiteren Publikationen eingezeichnet. Die grüne, gestrichelte Linie zeigt den vertikalen konvektiven Massentransport nach Gettelman et al. (2002b), der diesen aus der zeitlichen Änderung von Wolkenoberkantentemperaturen ableitet hat. Er ist im Vergleich zu dem vom ECMWF simulierten Massenfluss kleiner. Dies deutet darauf hin, dass nicht der gesamte Massenfluss durch die Beobachtung von Wolkenoberkanten erfasst werden kann. Oberhalb des LZH, wo der Einfluss der Konvektion geringer und der der Erwärmung durch Strahlung stärker wird, stößt dieses Verfahren an seine Grenzen. Außerdem ist der nach Gleichung 6.4 berechneten Massenfluss nach Corti et al. (2006) (blau) und nach dieser Arbeit (schwarz) eingezeichnet. Seine Simulationen basieren auf einem kombinierten Wolkendatensatz, der für die dünnen Zirren in der TTL Messungen des LITE-Experiments nutzt und Wolken unterhalb der Detektionsgrenze des LITE-Lidar mit ISCCP-Wolkendaten ergänzt. Die beiden aus Erwärmungsraten abgeleiteten Vertikalwinde von Corti et al. (2006) (blau) und diese Studie (schwarz) unterscheiden sich beträchtlich. Der Massentransport nach Corti et al. (2006) ist oberhalb von 14.2 km positiv und hat ein Maximum von $12 \text{ kg m}^{-2} \text{ d}^{-1}$ in 15.1 km Höhe, was in guter Übereinstimmung mit dem vom ECMWF simulierten Gesamttransport ist. Nach der in dieser Arbeit simulierten Erwärmungsrate ist der strahlungsbedingte Massenfluss erst oberhalb von 15.5 km positiv. Er hat ein Maximum von $3.3 \text{ kg m}^{-2} \text{ d}^{-1}$ in einer Höhe von 16.1 km Höhe.

Nach Meinung des Autors dieser Arbeit ist die Verwendung von unterschiedlichen Datensätzen die wahrscheinlichste Ursache für die auftretenden Diskrepanzen zwischen den Studien. Im vorangegangenen Abschnitt wurde gezeigt, dass die Verwendung der Ozonklimatologie von Fortuin und Langematz (1995) eine zu hohe Erwärmungsrate im Bereich der TTL verursacht, was einen guten Teil der Abweichung zwischen dem Massenfluss des ECMWF und dieser Studie erklärt. Auch die Wolkendatensätze können zu Unterschieden in dieser Größenordnung führen. Corti et al. (2006) verwenden im Gegensatz zu dieser Arbeit eine statistische Kombination aus ISCCP- und LITE-Daten. In 5.1.2 wurde gezeigt, dass bereits sehr kleine optische Dicken große Auswirkungen auf die Erwärmungsrate haben können. Somit führen auch kleine Unterschiede der optischen Dicken von Wolken in der TTL zu merkbaren Abweichungen der dortigen Erwärmungsrate. Die von Corti et al. (2006) aus LITE abgeleiteten Extinktionsprofile sind genauer als die Simulationsergebnisse des ECMWF. Jedoch ist die Repräsentativität des 14 Tage umfassenden LITE-Datensatzes fragwürdig, da in dieser Studie gezeigt wird, dass große Variationen innerhalb eines Jahres auftreten, siehe Abschnitt 5.2.3. Auch der Wolkenüberlapp, und dies ist vermutlich entscheidender, führt zu Unterschieden der simulierten Erwärmungsrate in der TTL, siehe Abschnitt 5.1.2. Eine Zirruschicht in der TTL ohne unterhalb liegende Bewölkung hat immer einen stark erwärmenden Effekt, jedoch der Effekt auch abkühlend sein, wenn unterhalb weitere Wolken-schichten vorhanden sind. Der Überlapp mit den unterhalb liegenden Wolken kann durch eine statistische Kombination von LITE- und ISCCP-Daten nur in erster Näherung erfasst werden, da der ISCCP-Datensatz nur die sehr grob aufgelöste Höhe der Wolkenoberkante als vertikale Information liefert. In dieser Arbeit hingegen können die Informationen der vom

operationellen ECMWF-Archiv bereitgestellten Profile der Extinktion und des partiellen Bedeckungsgrads verwendet werden. Diese Informationen wurden mithilfe des realitätsnahen, maximal-zufälligen Überlappschemas bei der Berechnung der Erwärmungsrate berücksichtigt.

Die Unsicherheit des Extinktionsprofils der Wolken in Kombination mit der des Überlapps sind von entscheidender Bedeutung für die Genauigkeit der simulierten Erwärmungsrate. Daher wird im Ausblick empfohlen, den Wolkendatensatz in zukünftigen Studien aus den Messungen des A-Trains abzuleiten, siehe Abschnitt 8.2. Diese Satellitenkonstellation kann sowohl das Extinktionsprofil in der TTL als auch den Überlapp mit unterhalb liegenden Wolken genau vermessen und ist daher eine sehr gute Datenbasis zur Simulation von Erwärmungsraten.

6.3.2 Regionale und saisonale Strukturen des TST

Abschließend wird die horizontale und saisonale Variation des TST im Zusammenhang mit der Netto-Erwärmungsrate betrachtet. Bei der Erforschung des Troposphären-Stratosphären-Transports (TST) werden häufig Trajektorienmodelle eingesetzt, die durch einen Winddatensatz angetrieben werden. Dabei wird eine große Anzahl von Trajektorien einzelner Luftpakete berechnet. Die *Lagrangesche* Simulation hat den Vorteil, dass sie eine Vielzahl von Diagnosemöglichkeiten bietet, beispielsweise kann mithilfe der Trajektorien analysiert werden, in welcher Zeit und auf welchem Weg Luft in die Stratosphäre eingetragen wird. Fueglistaler et al. (2004) führten eine solche Studien durch, wobei der Hauptaugenmerk auf den Eintrag von Wasserdampf in die Stratosphäre geworfen wurde. Abbildung 6.11 zeigt die Wasserdampfkonzentration an verschiedenen Orten der Trajektorie in Farbe und die Dichte der Trajektorien als Isolinien. Die Ergebnisse von Fueglistaler et al. (2004) sind auch im Zusammenhang mit dieser Arbeit interessant. Sie stellen fest, dass aufgrund der niedrigen Kaltpunkt-Tropopausentemperatur in den Monaten Januar/Februar, siehe Abbildung 6.11 links (b) und (c), die Wasserdampfkonzentration der in die Stratosphäre transportierten Partikel mit etwa $1.6 \mu\text{mol/mol}$ besonders niedrig ist, im Juli/August (rechts) beträgt sie hingegen $3.6 \mu\text{mol/mol}$. Dies ist in Übereinstimmung mit dem in dieser Studie untersuchten Jahresgang der Wasserdampfkonzentration, siehe Abbildung 5.17. Nach dieser Studie wird jedoch die Luftmasse mit geringer Wasserdampfkonzentration im Januar und Februar 2007 nicht weiter in die tropische Stratosphäre transportiert. Stattdessen wird vergleichsweise feuchte Luft im Oktober bis Dezember durch die TTL transportiert, die sich bis März 2007 bis in 30 km Höhe ausbreitet. Dieser Transport findet während einer Zeitspanne statt, in der auch die Netto-Erwärmungsrate in der Stratosphäre größer ist als im Jahresdurchschnitt, auch in Abbildung 5.17 zu sehen.

Aus Abbildung 6.11 (b) ist weiterhin ersichtlich, dass 80 % der Trajektorien, die in die Stratosphäre führen, die Kaltpunkt-tropopause in der Region des westlichen Pazifik und über Indonesien passiert. Die räumliche Struktur des LZH hingegen zeigt, dass das LZH in diesem Bereich besonders hoch liegt. Die Erwärmungsrate wird erst oberhalb von ca. 16 km positiv, siehe Abbildung 5.12. Aus dem Zusammenhang folgt, dass der Transport durch das LZH hauptsächlich durch die Konvektion gesteuert wird. Diese ist im Indonesischen Raum so stark ausgeprägt, dass hier trotz des höheren LZH der Hauptteil des TST stattfindet.

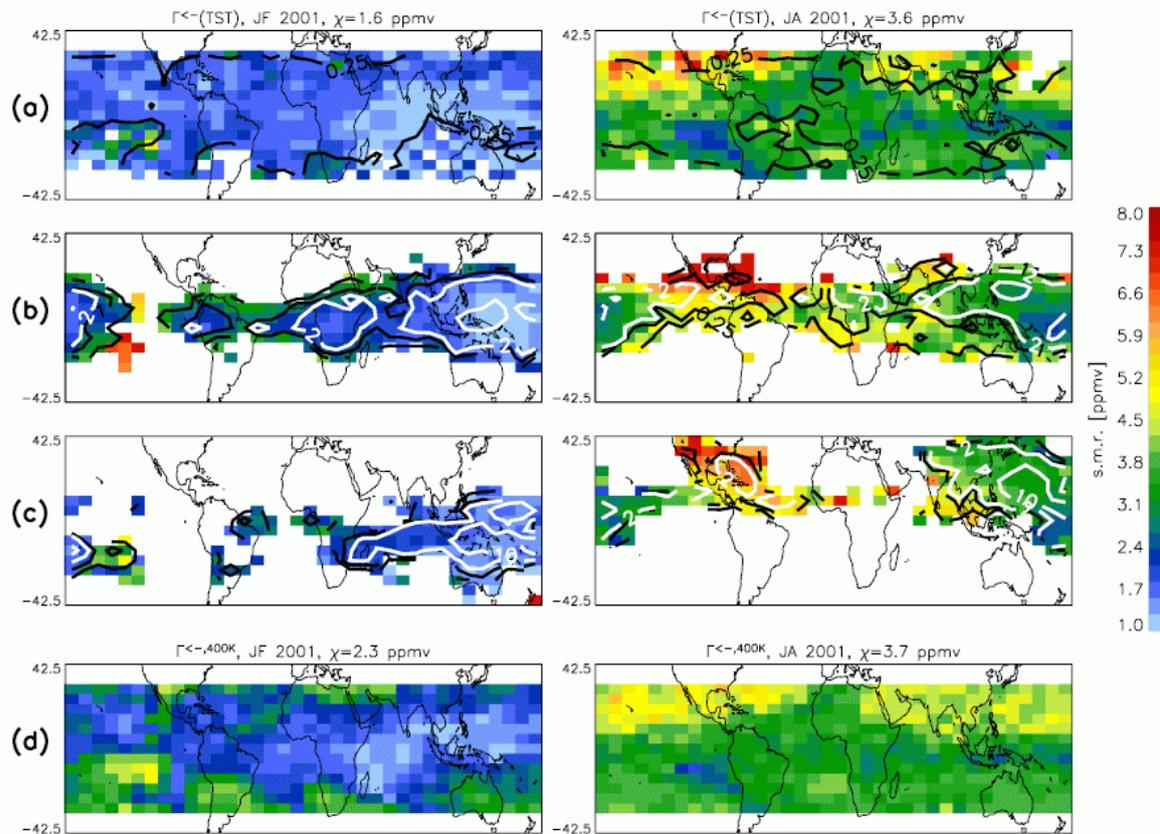


Abbildung 6.11: Mithilfe von Trajektorien kann der Troposphären-Stratosphären-Transport untersucht werden. In der Abbildung wird die Wasserdampfkonzentration farblich und die Dichte der Trajektorien mit Isolinien gezeigt. Links sind die Monate Januar/Februar dargestellt, rechts die Monate Juli/August. Die Zeile (a) zeigt die Wasserdampfkonzentration bei 400 K potentieller Temperatur, Zeile (b) die minimale Wasserdampfkonzentration entlang der in die Stratosphäre aufsteigenden Trajektorien und Zeile (c) die Wasserdampfkonzentration beim irreversiblen Passieren des 340 K-Niveaus. In Zeile (d) wird die Wasserdampfkonzentration in 400 K gezeigt, die sich ergibt, wenn alle Trajektorien, die die Stratosphäre nicht verlassen haben, auf eine klimatologische Wasserdampfkonzentration gesetzt werden (Fueglistaler et al., 2004).

Abbildung 6.11 (a) zeigt, dass die vom 340 K-Level der potentiellen Temperatur (ca. 10.5 km) zum 400 K-Level (ca. 17.7 km) aufgestiegenen Luft mit einer Wasserdampfkonzentration von $1.6 \mu\text{mol/mol}$ sehr trocken ist. Wird für die in der Stratosphäre verbleibenden Trajektorien ein klimatologischer Wasserdampfwert angenommen, so ergibt sich die Wasserdampfverteilung in Abbildung 6.11 (d). Im Januar/Februar ist die Luft in den inneren Tropen sehr trocken, während zu den südlichen Subtropen einige feuchtere Regionen liegen. Im Juli/August ist die Wasserdampfkonzentration um $1.4 \mu\text{mol/mol}$ größer. Die Feuchtigkeit in 17.5 km der ECMWF-Daten zeigt qualitativ den gleichen Jahresgang, siehe Abbildung 5.17.

Kapitel 7

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Erwärmungsrate der tropischen Atmosphäre untersucht. Dazu wurde das Strahlungstransfermodell libRadtran im Rahmen dieser Dissertation entscheidend weiterentwickelt. Es wurde eine Methode zur robusten Simulation von Erwärmungsraten implementiert und ein Modul namens *worldloop* entwickelt, das die parallelisierte Simulation von globalen Szenen ermöglicht. Die Erweiterungen von libRadtran wurden detailliert durch Modellvergleiche validiert.

Die Effekte der Spurengase und der Bewölkung auf die Erwärmungsrate wurden ausführlich untersucht. Die Strahlung der Sonne wird in der Atmosphäre durch Spurengase absorbiert. Wird die spektrale solare Erwärmungsrate betrachtet, kann der Effekt der einzelnen Absorptionslinien beobachtet werden, die charakteristisch für ein Spurengas sind. Die Atmosphärenschichten in einer optischen Dicke zwischen $0.01 < \tau < 10$ tragen am meisten zur solaren Erwärmungsrate bei, siehe Abbildung 5.2. Da die optische Dicke wellenlängenabhängig ist, befinden sich die zur Erwärmungsrate beitragenden Atmosphärenschichten in unterschiedlichen Höhen. Aus der Spurengasverteilung und den Absorptionseigenschaften folgt, dass in einer typischen tropischen Atmosphäre unterhalb von 17 km die Absorption durch Wasserdampf und oberhalb die durch Ozon nahezu ausschließlich für die solare Erwärmungsrate ausschlaggebend ist. Neben der Absorption ist im thermischen Spektralbereich auch die Emission relevant. Daher ist neben dem Profil der Spurengaskonzentrationen auch das Temperaturprofil von entscheidender Bedeutung. Die von Wasserdampf emittierte Strahlungsflussdichte übersteigt in allen Höhenschichten die vom ihm absorbierte, daher hat er in allen Höhenschichten einen abkühlenden Effekt. Ozon hingegen wirkt in der Stratosphäre erwärmend. Der Effekt von CO₂ ist in besonderer Weise höhenabhängig. In der Troposphäre wirkt CO₂ meistens erwärmend und in der Stratosphäre kühlend, siehe Abbildung 5.3.

Der Effekt der Bewölkung auf die Erwärmungsrate wird hauptsächlich durch die Absorption der Wolkenpartikel verursacht. Weiterhin wird der optische Weg durch Streuung innerhalb der Wolke vergrößert, wodurch wiederum die Absorption durch Spurengase und durch die Wolkenpartikel verstärkt wird. Bereits Wolken mit sehr geringen optischen Dicken von $\tau < 0.1$ verursachen eine Änderung der Erwärmungsrate um 1 K/d oder mehr, insbesondere wenn sich die Bewölkung in großer Höhe befindet. Die durch die Bewölkung hervorgerufene Volumenabsorptionsrate im solaren Spektralbereich hängt in erster Linie von der optischen Dicke der Bewölkung ab. Daher steigt die solare Erwärmungsrate mit der Höhe aufgrund

der kleiner werdenden Luftdichte an. Im thermischen Spektralbereich ist die Höhe und die Temperatur der Bewölkung sowie ihre relative Lage zum Wasserdampf von entscheidender Bedeutung. In den meisten Fällen wird die Wolkenunterseite von der aus dem unteren Halbraum kommenden thermischen Strahlung erwärmt. Die obere Wolkenseite tendiert hingegen zur Auskühlung. Der erwärmende Effekt an der Wolkenunterseite nimmt mit der Wolkenhöhe aufgrund der kleiner werdenden Wolkentemperatur zu. Die Änderung der Erwärmungsrate durch die Bewölkung innerhalb des Wolkenvolumens kann in Einzelfällen 80 K/d und mehr betragen.

Darüber hinaus hat die Bewölkung auch Auswirkungen auf ihre Umgebung. Durch Reflexion an einer Wolkenschicht wird die solare Erwärmungsrate oberhalb der Wolke erhöht, unterhalb durch Abschattung verringert. Durch die Bewölkung wird die nach unten gerichtete thermische Bestrahlungsstärke unterhalb der Wolke im Vergleich zum wolkenlosen Himmel vergrößert, die nach oben gerichtete Bestrahlungsstärke oberhalb der Wolke hingegen verringert. Daher ist der thermische Effekt der Bewölkung außerhalb des Wolkenvolumens dem solaren tendenziell entgegengesetzt.

Die Änderung der solaren und der thermischen Bestrahlungsstärke hat Auswirkungen sowohl auf die Erwärmungsrate in den wolkenfreien Schichten in der Umgebung der Wolke als auch auf andere bewölkte Regionen. In den wolkenfreien Schichten liegt die Fernwirkung der Wolke im Bereich von einigen Zehnteln bis zu einigen K/d. Auch die Erwärmungsrate in anderen Wolkenschichten wird bedeutend durch den Effekt von anderen Wolken verändert. Bei hohen Wolken, die im Normalfall einen positiven Effekt auf die Netto-Erwärmungsrate haben, ist es sogar möglich, dass diese kühlend wirken, wenn sich eine entsprechende hochreichende Wolke unterhalb befindet.

Anhand eines Fallbeispiels wird genauer auf die Auswirkung der Wolkenform und des Wolkenüberlapps eingegangen. Die Erwärmungsrate wird unter vollständiger Berücksichtigung der drei-dimensionalen Wolkenstruktur mithilfe des Monte-Carlo-Modells MYSTIC modelliert. Mit diesem Ergebnis werden Erwärmungsratenprofile verglichen, die mithilfe einiger Überlappschemata simuliert werden. Überlappschemata werden bei ein-dimensionalen Strahlungstransfer-Rechnungen eingesetzt, um in erster Näherung die subskalige Variation der Bewölkung zu erfassen. Wird keine partielle Bedeckung in dem Modellgebiet sondern horizontale Homogenität angenommen, so beträgt der Fehler der solaren Erwärmungsrate in dem untersuchten Fallbeispiel bis zu 2 K/d. Durch die Verwendung des maximal-zufälligen Wolkenüberlappschemas kann die Abweichung um ca. 60 % reduziert werden, siehe Abbildung 4.5.

Neben diesen grundlegenden Untersuchungen wurde die Erwärmungsrate, basierend auf den Daten des operationellen Archivs des ECMWF, in den Tropen für ein Jahr simuliert. Der Effekt der Spurengase bestimmt die grundlegende Form des Erwärmungsratenprofils, wobei die Netto-Erwärmungsrate in der Troposphäre negativ und in der TTL und tropischen Stratosphäre positiv ist. Bei wolkenlosem Himmel ändert die Netto-Erwärmungsrate in 15.4 km ihr Vorzeichen. Sie wird außerdem durch die Bewölkung modifiziert, wobei der Wolkeneffekt im Jahresmittel in der Grenzschicht bis zu 1.1 K/d und der sonstigen Atmosphäre zwischen -0.2 K/d und 0.4 K/d liegt. Der Netto-Effekt der Bewölkung setzt sich aus dem solaren und thermischen Anteil zusammen. Die solare Erwärmungsrate wird durch Bewölkung in der Grenzschicht, der Schmelzschicht und in der Region des konvektiven Ausflusses vergrößert.

Der maximale Effekt von 0.14 K/d im tropischen Jahresmittel auf die solare Erwärmungsrate hat die Bewölkung in 13 km. Diese drei Wolkenschichten haben auch Auswirkungen auf die thermische Erwärmungsrate, wobei die thermische Erwärmungsrate in den unteren Bereich der Wolkenschichten erhöht, in den oberen hingegen reduziert wird. Der Effekt der Bewölkung auf die thermische Erwärmungsrate ist ca. doppelt so groß wie der auf die solare Erwärmungsrate und daher bestimmend für den Netto-Effekt.

Die Erwärmung durch Strahlung in der TTL und unteren Stratosphäre ist von wesentlicher Bedeutung für die stratosphärische Zirkulation. Der Effekt der Bewölkung auf die Netto-Erwärmungsrate ist oberhalb von 14.3 km negativ. Er ist zwar -0.2 K/d bis -0.1 K/d in der TTL und der unteren Stratosphäre groß, dies ist jedoch ausreichend um eine große relative Änderung der Netto-Erwärmungsrate zu bewirken, die für die Dynamik ausschlaggebend ist.

Die Bewölkung beeinflusst das Profil der Erwärmungsrate, wobei die Schichten mit erhöhten Bedeckungsgrad sich qualitativ ähnlich wie eine einzelne Wolkenschicht verhalten. Die solare Erwärmungsrate wird im Allgemeinen erhöht, die thermische an der Wolkenunterkante erhöht und an der Wolkenoberkante reduziert. Der Wolkeneiswassergehalt der hohen Bewölkung ist in 10 km maximal, der Bedeckungsgrad steigt bis 14 km an. Die hohe Bewölkung bewirkt eine Erwärmung, die in 11 km maximal und oberhalb von 14.3 km negativ ist.

In jedem Höhenlevel hat die Netto-Erwärmungsrate einen Einfluss auf die Dynamik. In der TTL und unteren Stratosphäre hat sie Auswirkungen auf die *Brewer-Dobson*-Zirkulation. Etwas unterhalb in ca. 15 km Höhe geht das konvektive Regime der Troposphäre in die durch die Strahlungserwärmungsrate dominierte TTL über. Eine wichtige Kenngröße des Übergangs ist das LZH (*level of zero net heating*). Oberhalb des LZH steigt die potentielle Temperatur durch die positive Erwärmungsrate an, wodurch ein nach oben gerichteter Luftmassentransport durch die stabil geschichtete TTL in die Stratosphäre ermöglicht wird. Das LZH befindet sich in 15.43 km ($p=122.5$ hPa bzw. $\theta = 361.2$ K), wenn die Bewölkung bei der Strahlungstransfer-Simulation nicht berücksichtigt wird. Die Erwärmungsrate wird durch den Effekt der Bewölkung in dieser Höheregion um 0.06 K/d reduziert, siehe Abbildung 5.10. Dadurch wird das LZH um 220 m angehoben. Dies ist keinesfalls ein triviales Ergebnis. Die Effekte einzelner Wolken können in der Größenordnung von 10 K/d bis 80 K/d liegen. Sie können in Abhängigkeit des Wolkenüberlapps sowohl negativ als auch positiv sein. Dass der Wolkeneffekt im tropischen Jahresmittel vom Betrag her nur 0.06 K/d groß ist, ist einerseits auf die geringe mittlere optische Dicke in dieser Höhe und weiterhin auf eine teilweise Kompensierung der Effekte mit unterschiedlichen Vorzeichen zurückzuführen.

Anschließend wird die regionale Struktur der Erwärmungsrate untersucht. In konvektiven Regionen ist die Atmosphäre zwischen 5 km und 10 km feuchter als in stabil geschichteten Regionen. Bei wolkenlosem Himmel ist die thermische Erwärmungsrate daher in diesem Höhenbereich kleiner, die solare größer, wobei der thermische Änderung den Netto-Effekt dominiert, siehe Abbildung 5.14. Durch den Effekt der Bewölkung gleichen sich die thermischen Erwärmungsratenprofile zwischen 5 km und 10 km an, hingegen werden die solaren Unterschiede verstärkt. Oberhalb von 14 km wird eine deutliche Reduzierung der thermischen Erwärmungsrate in den konvektiven Regionen beobachtet. Daher befindet sich das LZH hier ca. 600 m höher als in den stabil geschichteten Regionen.

Wird ein Breiten-Höhen-Schnitt des zonalen Mittels der Netto-Erwärmungsrate betrachtet, sieht man, dass sie zwischen 17 km und 20 km ein relatives Maximum hat. Über der ITCZ ist die maximale Erwärmungsrate jedoch aufgrund des Einflusses der hochreichenden Bewölkung niedriger als in den äußeren Tropen von 20° Süd bis 10° Süd sowie von 10° Nord bis 20° Nord. Insbesondere ist kühlende Wolkeneffekt besonders stark über dem Indischen Ozean, Indonesien und dem westlichen Pazifik sowie über den tropischen Landmassen von Südamerika und Afrika ausgeprägt. In Anlehnung an die Form des relativen Maximums der Netto-Erwärmungsrate, spricht Fueglistaler von einer *Doppelkeulenstruktur*, die durch die vorliegende Studie bestätigt wird.

Eine Besonderheit tritt in dem zentralen Pazifik auf. Dies ist die einzige Region, in der festgestellt wird, dass der Wolkeneffekt in 15 km positiv ist. Die mittelhohe Bewölkung in diesem Gebiet ist nur schwach ausgebildet. Jedoch driftet hohe Bewölkung aus dem Bereich des westlichen Pazifik in diese Region. Es tritt vermehrt der Fall auf, dass sich unterhalb der hohen Bewölkung keine oder nur eine sehr niedrige Wolke befindet. Daher wird die Netto-Erwärmungsrate durch den Effekt der hohen Bewölkung größer und das LZH befindet sich in einer niedrigeren Höhe als bei wolkenlosem Himmel.

Die Simulation der Erwärmungsrate über den Zeitraum von einem Jahr ermöglicht es, deren zeitliche Variabilität zu untersuchen. In den Monaten Dezember 2006 bis April 2007 findet ein überdurchschnittlicher vertikaler Transport durch die TTL statt. In Folge sind die Temperatur, die Ozon- und die Wasserdampfkonzentration besonders niedrig. Die Netto-Erwärmungsrate ist aufgrund der niedrigen Temperatur überdurchschnittlich hoch. Oberhalb von 20 km wird die zeitliche Entwicklung von der QBO beeinflusst. Dies wird deutlich durch den vom ECMWF simulierten zonalen Wind. Während die untere Stratosphäre vergleichsweise trocken ist, wird sie in den Monaten Januar bis März essentiell befeuchtet, indem eine feuchte Luftmasse eingetragen wird, die sich vom Oktober bis Dezember im Bereich der im Vergleich zum Jahresdurchschnitt warmen TTL befunden hat. Die Netto-Erwärmungsrate in der Stratosphäre ist in dem Zeitraum von Januar bis März auch besonders hoch, was kompatibel zu dem verstärkten vertikalen Transport ist. Auch in der Stratosphäre ist hauptsächlich die Variation der Temperatur für die zeitliche Änderung der Erwärmungsrate ausschlaggebend.

Die durch die Bewölkung verursachte zeitliche Variation ist wesentlich kleiner als die, die durch die Änderung der Temperatur- und Spurengasprofile hervorgerufen wird. Im Zeitraum des verstärkten Troposphären-Stratosphären-Transports von Dezember 2006 bis April 2007 ist der Bedeckungsgrad in der TTL überdurchschnittlich hoch, da die niedrigen Temperaturen und der rasche Vertikaltransport zu einem intensiven Prozess des Trockenfrierens in der TTL führen. Die Bewölkung hebt die Netto-Erwärmungsrate in der TTL im Verhältnis zum Jahresmittel überdurchschnittlich an, wodurch der Aufstieg durch die TTL erleichtert wird. Im Vergleich zur TTL ist der Wolkeneffekt in der Stratosphäre etwas kleiner, insbesondere auch kleiner als die Änderung, die durch die Temperaturvariation hervorgerufen wird.

Wie erwartet wird der Tagesgang der Erwärmungsrate durch den des Sonnenstandes dominiert. Unterhalb von 12 km und oberhalb von 20 km beträgt die Amplitude des Tagesganges mehrere K/d. Hier ist die Erwärmungsrate nachts negativ und tagsüber positiv. Luftpakete in diesen Höhen ändern daher periodisch ihre potentielle Temperatur. Interessant ist, dass es in der TTL eine Zone zwischen 16 km und 19 km gibt, in der die Erwärmungsrate zwar

klein, in der Größenordnung von 0.1 K/d, jedoch während des ganzen Tages positiv ist. Daher erwärmen sich die Luftmassen in dieser Höhenregion und steigen langsam, aber stetig gegen die Inversion der TTL auf. Durch die Strahlung wird daher im Bereich der TTL kein ausgeprägter Tagesgang der potentiellen Temperatur verursacht.¹

Der Vergleich mit der Publikation von Fueglistaler et al. (2009b) gibt Aufschluss über einige Details der verwendeten Datensätze und Methoden. Die in dieser Arbeit simulierten Erwärmungsraten sind im Bereich der TTL um 0.2 K/d bis 0.4 K/d kleiner als die Erwärmungsraten von ERA-40 und ERA-Interim. Ungefähr die Hälfte dieser Differenz kann auf die Verwendung unterschiedlicher Ozondatensätze zurückgeführt werden. Es wird gezeigt, dass die Erwärmungsrate im Bereich der TTL genauer simuliert werden kann, wenn der Ozondatensatz des operationellen ECMWF-Archivs anstelle der Ozonklimatologie von Fortuin und Langematz (1995) verwendet wird, die die Ozonkonzentration in der TTL um bis zu 100% überschätzt. Jedoch ergeben sich durch die Verwendung des Ozonfeldes nach dem operationellen Archiv Nachteile in der unteren Stratosphäre. Die Ozonkonzentration wird in diesem Höhenbereich unterschätzt, folglich wird eine um 0.2 K/d zu kleine Netto-Erwärmungsrate simuliert. Möglicherweise ist die zu niedrige Ozonkonzentration der berechneten Ozonwerte auf eine fehlende Rückwirkung der Netto-Erwärmungsrate auf das Ozonfeld, das bei der Strahlungstransfer-Simulation berücksichtigt wird, zurückzuführen.

Neben den durch die Verwendung unterschiedliche Ozondaten erklärbar Abweichungen, verbleibt eine Differenz der Erwärmungsraten in der TTL von ca. 0.1 K/d. Neben dieser Studie haben auch weitere Wissenschaftler diese Abweichungen zu den Ergebnissen des ECMWF festgestellt (Fueglistaler et al., 2009b). Zur Klärung dieser Abweichungen müssen weitere sehr detaillierte Vergleiche durchgeführt werden. Die wahrscheinlichsten Ursachen für die Differenzen sind nach Meinung des Autors Unterschiede bei den Verfahren zur Lösung des Strahlungstransfers sowie Unterschiede bei den k-Verteilungen.

Neben dem Einfluss der Spurengase wird auch der Effekt der Bewölkung auf die Erwärmungsrate betrachtet. Der Effekt auf die solare Erwärmungsrate hat ein qualitativ ähnliches Profil wie er auch bei Fueglistaler und Fu (2006) und Fueglistaler et al. (2009b) ermittelt wird, wobei der erwärmende Effekt in 150 hPa maximal ist. Der Effekt der Bewölkung auf die thermische Erwärmungsrate zeigt hingegen qualitative Unterschiede. Nach den Re-Analysen des ECMWF hat die Bewölkung einen maximalen Effekt in 150 hPa. Oberhalb von 90 hPa ist er negativ. Nach dieser Studie wird die thermische Erwärmungsrate maximal in 210 hPa durch die Bewölkung vergrößert, ist oberhalb von 140 hPa negativ und zeigt ein relatives Minimum in 130 hPa. Die Unterschiede sind nach Meinung des Autors auf unterschiedliche Parametrisierungen der optischen Eigenschaften der Wolken zurückzuführen.

Auch im Vergleich zu Corti (2005) ist der Effekt der Bewölkung auf die Netto-Erwärmungsrate unterschiedlich. Während nach den Studien von Corti (2005) der Effekt unterhalb von 17.9 km positiv ist, ist dies nach dieser Studie erst unterhalb 14.3 km der Fall. Die Arbeiten von Corti (2005) und diese Studie unterscheiden sich in erster Linie durch den verwendeten Wolkendatensatz, wobei die Studien von Corti den Vorteil haben, auf Lidar-Messungen zu basieren, die ein sehr genaues Extinktionsprofil der hohen Bewölkung wiedergeben, und den

¹Wenn die Temperatur im Bereich der Kaltpunkttropopause einen großen Tagesgang hätte, so würde es während der kalten Perioden verstärkt zur Bildung von Eiskristallen kommen, wodurch der Wasserdampftransport beeinflusst werden würde.

Nachteil, dass nur einen Zeitraum von 14 Tagen durch die Messungen abdeckt wird. In dieser Arbeit wird gezeigt, dass die Erwärmungsrate im Verlauf eines Jahres in der TTL und unteren Stratosphäre stark variieren kann. Daher ist zweifelhaft, ob der Zeitraum von 14 Tagen für ein langfristiges Mittel repräsentativ ist. Gegenüber den Studien von Corti (2005) haben die in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen den Vorteil, dass der Wolkenüberlapp mithilfe des maximal-zufälligen Überlappschemas dargestellt wird, das die Genauigkeit der Erwärmungsrate stark verbessert. Mit dem Ansatz von Corti, der hohe Bewölkung mit dem ISCCP-Datensatz statistisch überlagert, ist es hingegen schwer, den Überlapp akkurat zu simulieren.

Entsprechend den unterschiedlichen Effekten der Bewölkung auf die Netto-Erwärmungsrate, ist auch die Änderung der Höhe des LZH durch die Bewölkung in den verschiedenen Arbeiten unterschiedlich. Nach dieser Studie wird das LZH um 220 m durch den Effekt der Bewölkung angehoben. Nach Corti (2005) wird das LZH durch die Bewölkung um 900 m gesenkt, wenn der ISCCP-Datensatz zu Grunde gelegt wird, und um 400 m, wenn der kombinierte ISCCP-LITE-Datensatz verwendet wird. Der von Fueglistaler et al. (2009b) simulierte Wolkeneffekt entspricht einem Absinken des LZH von rund 1 km. In Studien von Feldman et al. (2008), die auf Wolkendaten von Calipso und Cloudsat basieren, ein im Vergleich zu dieser Studie ca. doppelt so großer Anstieg des LZH über der ITZC simuliert. Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit liegen somit zwischen den Ergebnissen von Corti (2005) und Fueglistaler et al. (2009b), die ein Absinken simulieren, und der von Feldman et al. (2008), der einen noch stärkere Ansteigen simuliert.

Zusammenfassend wird festgestellt, dass die Qualität des Ozon- und Wolkendatensatzes für einen Großteil der hier festgestellten Unterschiede der simulierten Erwärmungsraten verantwortlich sind. Zusätzlich können die verschiedenen Methoden zur Lösung der Strahlungstransfer-Gleichung und Parametrisierungen der optischen Eigenschaften weitere Differenzen verursachen. Daher sind noch weitere detaillierte Vergleiche der Methoden und eine Verbesserung der Qualität der Eingangsdatensätze notwendig, bis sich ein konsistentes Bild der Erwärmungsrate durch in der TTL und unteren Stratosphäre ergibt. Entsprechende Vorschläge für zukünftige Arbeiten werden im Ausblick gegeben.

Kapitel 8

Ausblick

In diesem Kapitel werden mögliche Weiterführungen der in dieser Dissertation durchgeführten Arbeiten beschrieben. Im ersten Abschnitt wird erläutert, wie die Erwärmungsrate bei der Simulation des Troposphären-Stratosphären-Transports und der stratosphärischen Dynamik verwendet werden kann, im zweiten Abschnitt, wie die Genauigkeit bei der Simulation der Erwärmungsrate durch die Verwendung neuer und genauerer Datensätze weiter verbessert werden kann.

8.1 Zukünftige Anwendungsfelder

Die Kenntnis der Erwärmungsrate durch Strahlung ist notwendig, um die stratosphärischen Zirkulation zu prognostizieren, die durch die Bewegungsgleichungen, die Massen- und Energieerhaltung vollständig beschrieben wird. Die mittlere stratosphärische Zirkulation wird meist durch die transformierten *Eulerschen* Gleichungen ausgedrückt, siehe Abschnitt 2.2 und Anhang 9.3, und auch in dieser Formulierung ist die Erwärmungsrate ein sehr wichtiger Beitrag der stratosphärischen Energiebilanz. Daher muss in allen Wetter und Klimamodellen, die die atmosphärische Dynamik simulieren, die Erwärmungsrate berechnet werden.

Des Weiteren gibt es einige Modelle, die die atmosphärische Dynamik nicht selbst simulieren, sondern mit einem Winddatensatz eines anderen Modells angetrieben werden, beispielsweise Trajektorienmodelle und einige atmosphärische Chemie-Modelle.¹ Häufig werden Windfelder aus Reanalysen für diesen Zweck verwendet, da meist Zeiträume von mehreren Jahren untersucht werden.

Grundsätzlich besteht dabei die Freiheit ein Koordinatensystem zu wählen. So werden in Bodennähe meist Gelände folgende Modellflächen verwendet, in der freien Atmosphäre² meist Isobaren (Flächen konstanten Drucks) oder Isentropen (Flächen mit konstanter potentieller Temperatur) folgende Modellflächen. Entsprechend muss der verwendete Winddatensatz bereitgestellt werden.

¹In Abschnitt 6.3.2 wird gezeigt, dass Trajektorienmodelle ein geeignetes Werkzeug sind, um den TST zu untersuchen.

²oberhalb der Einflusses der Bodenschicht

Werden bei der Simulation des TST Vertikalgeschwindigkeiten aus Analysen verwendet, so zeigt sich, dass in einem begrenzten Volumen gestartete Trajektorien zu schnell voneinander abweichen. Der Vertikalwind hat nach dem Assimilationsprozess eine zu hohe Varianz. In Folge wird ein zu hoher vertikaler Transport von Wärme und Spurengasen simuliert. Und das mittlere Alter der stratosphärischen Luft ist entsprechend zu gering.

Es gibt zwei Strategien, diesen Effekt zu umgehen: Meijer et al. (2004) zeigt, dass durch die Verwendung von Vorhersagen anstelle von Analysen, der störende Effekt des Assimilationsprozesses reduziert werden kann. Außerdem zeigen sie, dass ein vier-dimensionales Assimilationsschema die Genauigkeit des Windfeldes im Vergleich zu einem drei-dimensionalen stark verbessert, siehe Anhang 9.6. Alternativ kann aus dem Zustand der Atmosphäre die Erwärmungsrate und mithilfe der Energieerhaltung die vertikale Geschwindigkeit berechnet werden. (Wird ein isentropes Koordinatensystem verwendet, so ist die Erwärmungsrate gleich der vertikalen Geschwindigkeit.) Eine Reihe von Studien zeigen, dass somit eine wesentliche Verbesserung der Simulation der stratosphärischen Dynamik erreicht werden kann (Weaver et al., 1993; Chipperfield, 2006; Monge-Sanz et al., 2007; Krüger et al., 2008; Wohltmann und Rex, 2008). Die von libRadtran simulierten Erwärmungsraten könnten entsprechend der zweiten Methode verwendet werden, um die Vertikalgeschwindigkeit für ein Trajektorienmodell zu berechnen.

Neben der Verwendung der Erwärmungsrate bei der Simulation des TST können die Entwicklungen, die im Rahmen dieser Arbeit an dem Modell libRadtran durchgeführt wurden, auch anderweitig genutzt werden. Viele Erweiterungen dienen dazu, den Strahlungstransfer auf globaler Skala zu simulieren. Da bei diesen Simulationen die Rechenzeit nicht so starken Restriktionen wie im operationellen Betrieb von Wettervorhersagemodellen unterliegt, können genauere Methoden und Parametrisierungen verwendet werden. Somit können die durch libRadtran erzielten Resultate als *Benchmark* verwendet werden, um den Strahlungstransfer-Routinen in Klima- und Wettervorhersagemodellen zu validieren. Weiterhin tragen die in dieser Arbeit entworfenen Entwicklungen dazu bei, synthetische Sattelitbilder simulieren zu können, siehe Anhang 9.7.

8.2 Verbesserung der Eingangsdatensätze

Die Qualität der Eingangsdatensätze von Wolken, Atmosphäre, Aerosolen und Boden hat entscheidende Auswirkungen auf die Genauigkeit der simulierten Erwärmungsrate. In diesem Abschnitt werden neue Datenquellen vorgeschlagen, die eine noch genauere Simulation der Erwärmungsraten ermöglichen.

8.2.1 Bewölkung

Die größte Unsicherheit bei der Simulation von Erwärmungsraten in der TTL wird durch den verwendeten Wolkendatensatz verursacht. Daher ist die Verwendung eines möglichst realistischen Datensatzes mit hoher Genauigkeit der optischen Dicke und sehr guter vertikaler

Auflösung zur Verbesserung der Simulationsergebnisse sehr wichtig. Die meisten GCMs (*global circulation model*) haben eine zu geringe Auflösung, um die Wolkenprofile ausreichend genau darzustellen (Wilkinson et al., 2008).

Momentan können die Instrumente der Satellitenkonstellation des A-Trains den hinsichtlich dieser Kriterien detailliertesten Wolkendatensatz messen. Auf dem Satelliten *Calipso* (*Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations*) befindet sich das Lidar *CALIOP* (Cloud-Aerosol Lidar with Orthogonal Polarization), das mithilfe von zwei Wellenlängen 532 nm und 1064 nm vertikal hochaufgelöste ($\Delta z = 30$ m bis 60 m) Profile von optisch dünnen ($\tau \leq 3$) Aerosol- und Wolkenschichten misst. *CALIOP* wird ergänzt durch das von *CloudSat* getragene *CPR* (*Cloud Profiling Radar*), das bei einer Frequenz von 94 GHz arbeitet. Das *CPR* liefert Informationen über Wolken mit optischen Dicken, die *CALIOP* nicht mehr erkennen kann. Eine kombinierte Verarbeitung von Daten aus *CALIOP* und dem *CPR* liefert einen Wolkendatensatz von bisher unerreichter Genauigkeit (beispielsweise Feldman et al., 2008 oder Delanoë und Hogan, 2008), siehe Abbildung 8.1.

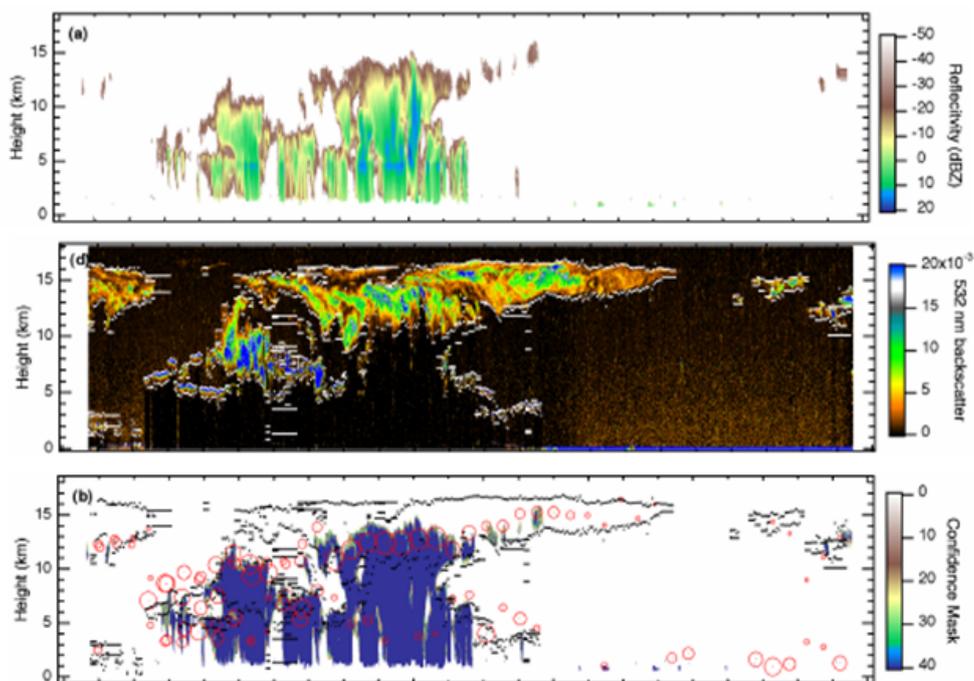


Abbildung 8.1: Messungen von *CALIOP* (oben) und dem *CPR* (Mitte) des A-Trains werden kombinierte zur Wolkenfernerkundung verwendet. Im unteren Diagramm ist die aus beiden Datensätzen abgeleitete Wolkenmaske dargestellt (Feldman et al., 2008).

Die A-Train-Messungen können direkt bei der Simulation des Strahlungstransfers verwendet werden, oder zur Validierung anderer Wolkendatensätze dienen. Ein Vergleich mit der Bewölkung nach dem ECMWF-Archiv könnte, wie in Abbildung 8.2 demonstriert, durchgeführt werden. Die Abbildung zeigt rechts, wie häufig der vom IFS simulierte Bedeckungsgrad einen Schwellwert von 0.02 überschreitet und links, wie häufig Bewölkung von *CALIOP* bzw. dem *CPR* detektiert wird. Da hier nicht exakt die Detektionsmöglichkeiten und Mess-

schwellen der Satelliteninstrumente berücksichtigt werden, ist dieser Vergleich nur qualitativ.³ Die Häufigkeitsverteilung der Bewölkung zeigt qualitativ die gleichen Strukturen, erhöhte Bewölkung in den Westwindzonen sowie Grenzschichtbewölkung in den Subtropen und Tropen, die in der Südhemisphäre stärker ausgeprägt ist. Die ECMWF-Daten sowie *Calipso* zeigen ein Maximum der Zirrusbewölkung in ca. 14 km Höhe, wobei die Bewölkungshäufigkeit in den ECMWF-Daten doppelt so hoch ist wie die Detektionshäufigkeit von *Calipso*. Das Maximum der Detektionshäufigkeit der tropischer Zirrusbewölkung von *CloudSat* liegt mit 11 km unter dem von *Calipso* und dem ECMWF, da *CloudSat* die hohen, optisch dünnen Wolken nicht detektieren kann. Die Häufigkeit der Grenzschichtbewölkung in hohen Breiten stimmt zwischen *CloudSat* und ECMWF gut überein, in den Subtropen und Tropen hingegen tritt die Grenzschichtbewölkung im ECMWF häufiger auf.

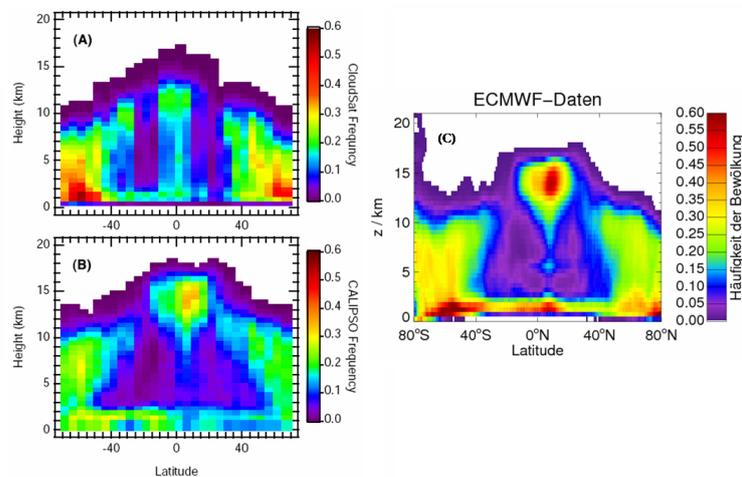


Abbildung 8.2: Die Abbildung zeigt die Häufigkeit von Bewölkung nach verschiedenen Datensätzen. Auf der linken Seite ist die Häufigkeit dargestellt, dass CloudSat (A) oder Calipso (B) Bewölkung registrieren. Das Diagramm (C) zeigt die Häufigkeit, dass der Wolkenbedeckungsgrad in den Daten des ECMWF einen Schwellwert von 0.02 übersteigt. In allen Diagrammen wird der gleiche Zeitraum betrachtet, der 5 Tage in Jahr 2006 umfasst. (Statistik der ECMWF-Daten vom Autor dieser Arbeit, Calipso und CloudSat-Daten nach Karstens et al., 1994)

8.2.2 Atmosphäre und Aerosole

Das Ziel des GEMS (*Global and regional Earth-system (Atmosphere) Monitoring using Satellite and in-situ data*) Projektes des ECMWF ist es, ein Beobachtungs- und Vorhersagesystem für Bestandteile der Atmosphäre zu entwickeln. Insbesondere werden zur Simulation des Strahlungstransfers und der Luftqualität wichtige Parameter vorhergesagt, insbesondere zwölf Aerosoltypen und weitere Spurengase. Das Assimilationssystem des ECMWF musste so erweitert werden, dass es für die neuen vorherzusagenden Größen entsprechende Beobachtungen verarbeiten kann. Für Aerosole beispielsweise werden aerosol-optischen Dicken aus Satellitenmessungen und dem Messnetzwerk Aeronet assimiliert. Weiterhin müsste

³Momentan wird der *CALIOP* Datensatz von Stephan Kox am *DLR* bearbeitet.

die Physik des Vorhersagemodell angepasst werden. Aerosole werden je nach Oberflächenart und in Abhängigkeit der bodennahen Windgeschwindigkeit freigesetzt. Des Weiteren werden auch anthropogene Aerosolquellen berücksichtigt. Die verschiedenen Aerosolspezies werden entsprechend dem Windfeld transportiert. Anschließend werden die Aerosole die Atmosphäre durch das Auswaschen (*Scavenging*) und die trockene Deposition aus der Atmosphäre entfernt. Die Chemie des IFS wurde so erweitert, dass sie die Konzentration von Spurengasen (Kohlendioxid, Stickoxide, Kohlenmonoxid und Methan, sowie ein neues Ozonprodukt) vorhersagen kann. Die ersten Datensätze von GEMS wurden bereits vom ECMWF zur Verfügung gestellt, siehe Abbildung 8.3.

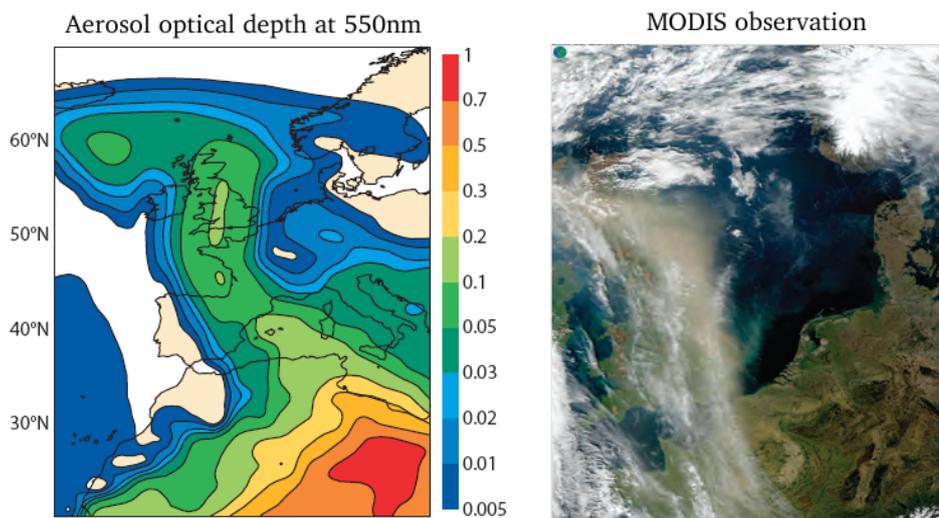


Abbildung 8.3: Links wird die Aerosol optischen Dicke für den 16.04.2003 dargestellt wie sie durch die durch das erweiterte IFS simuliert wurde. Rechts wird die entsprechende MODIS-Beobachtung gezeigt. (Internetseite des GEMS-Projekts)

Durch die Nutzung dieser aktuell verfügbar gewordenen Datensätzen kann die Genauigkeit der Simulationsergebnisse weiter verbessern. Die Genauigkeit der Erwärmungsrate in der TTL und tropischen Stratosphäre kann vor allem durch die Verwendung des neuen Ozon Datensatzes verbessert werden. Die zu erwartende Modifikation des mittleren Erwärmungsrateprofil liegt in der Größenordnung von 0,1 K/d bis 0,3 K/Tag, siehe Abschnitt 6.2.1. Unter Umständen profitiert auch die Genauigkeit der Wasserdampfkonzentration von der erweiterten Chemie des IFS. Die Verwendung des Aerosoldatensatzes verbessert vor allem die Erwärmungsrate in der unteren Atmosphäre sowie die Bilanz der Bestrahlungsstärke am Boden und am Oberrand der Atmosphäre. Wünschenswert ist Berücksichtigung der Aerosole bei der Simulation von synthetischen Satellitenszenen, siehe Anhang 9.7. Ein großer Fortschritt, der die Nutzung von globalen Aerosoldatensätzen in greifbare Nähe rücken lässt, ist die Einbindung der OPAC-Parametrisierung (Hess et al., 1998) in libRadtran die durch Claudia Emde in den Jahren 2008/2009 durchgeführt wurde.

Kapitel 9

Anhang

9.1 Die Volumenabsorptionsrate

Die Volumenabsorptionsrate q_{rad} ist die in einem Volumen absorbierte Strahlungsleistung. Sie kann durch die Divergenz des Nettoflussvektors \vec{F} berechnet werden

$$q_{rad} = -\nabla \vec{F} \quad \left[\frac{W}{m^3} \right]. \quad (9.1)$$

Ausgehend von der Strahlungstransfergleichung (2.22)

$$\frac{dL(\theta, \phi)}{ds} = -\beta_{ext} L + \frac{\beta_{str}}{4\pi} \int_{4\pi} P(\theta', \phi', \theta, \phi) L(\theta', \phi') d\Omega' \quad (9.2)$$

kann eine alternative Formulierung der Volumenabsorptionsrate gefunden werden (Mayer und Madronich, 2004). Die richtungsabhängige Ableitung d/ds entlang des optischen Weges kann auch als $\hat{s} \cdot \nabla$ geschrieben werden, wobei \hat{s} der Einheitsvektor in der betrachteten Richtung (θ, ϕ) ist. Wird die Strahlungstransfergleichung über den gesamten Raumwinkel 4π integriert, so ergibt sich für die linke Seite:

$$\int_{4\pi} \hat{s} \cdot \nabla L(\theta, \phi) = \frac{\partial}{\partial x} \int_{4\pi} L(\hat{s} \cdot \hat{e}_x) + \frac{\partial}{\partial y} \int_{4\pi} L(\hat{s} \cdot \hat{e}_y) + \frac{\partial}{\partial z} \int_{4\pi} L(\hat{s} \cdot \hat{e}_z) = \nabla F \quad (9.3)$$

Die rechte Seite der Strahlungstransfergleichung wird wie folgt umgeformt:

$$\begin{aligned} -\beta_{ext} \int_{4\pi} L(\theta, \phi) d\Omega + \frac{\beta_{str}}{4\pi} \int_{4\pi} L(\theta', \phi') d\Omega' \underbrace{\int_{4\pi} P(\theta', \phi', \theta, \phi) d\Omega}_{4\pi} = \\ -(\beta_{ext} - \beta_{str}) \int_{4\pi} L(\theta, \phi) d\Omega = -\beta_{abs} F_0 \end{aligned}$$

Somit kann die Volumenabsorptionsrate auch wie folgt geschrieben werden:

$$q_{rad} = -\nabla \vec{F} = \beta_{abs} F_0 \quad (9.4)$$

9.2 Chapman Schichten

Chapman (1931) leitete als erster die Höhe z ab, in der die Volumenabsorptionsrate maximal ist. Der Wirkungsquerschnitt eines Absorbers ist σ_{abs} . Nimmt seine Konzentration n mit einer Skalenhöhe \mathcal{H} ab

$$n(z) = n_0 e^{-z/\mathcal{H}}, \quad (9.5)$$

so kann die Volumenabsorptionsrate nach (9.4) wie folgt geschrieben werden.

$$q_{rad}(z) = n(z) \sigma_{abs} F_0(0) \exp(-\tau(z)/\mu) = n(0) \sigma_{abs} F_0(0) \exp\left(-\frac{z}{\mathcal{H}} - \frac{n(0) \sigma_{abs} \mathcal{H} e^{z/\mathcal{H}}}{\mu}\right) \quad (9.6)$$

wobei $\tau = \int_z^\infty \sigma_{abs} n(z') dz'$ die optische Dicke ist. Die Höhe, in der $\tau = 1$ ist, wird im Folgenden als z_0 bezeichnet. Für $z = z_0$ gilt: $\sigma_{abs} n(0) \mathcal{H} = \exp(z_0/\mathcal{H})$. Wird eine normierte Höhe $z' = z/\mathcal{H}$ eingeführt, so folgt:

$$q_{rad}(z') = n(0) \sigma_{abs} F_0(0) \exp\left(-z' - \frac{n(0) \sigma_{abs} \mathcal{H} e^{z'}}{\mu}\right) \quad (9.7)$$

Für die Höhe $z'_0 = z_0/\mathcal{H}$ und $\mu = 1$ ist

$$q_{rad}(z'_0) = n(0) \sigma_{abs} F_0(0) \exp\left(-z'_0 - \frac{1}{\mu}\right) \quad (9.8)$$

Wird (9.7) durch (9.8) geteilt und die Höhe $z_1 = z' - z'_0$ relativ zum Level von $\tau = 1$ ausgedrückt, so erhält man den normierten Verlauf der Volumenabsorptionsrate:

$$\frac{q_{rad}(z_1, \mu)}{q_{rad}(z_1 = 0, \mu = 1)} = \exp\left(1 - z_1 - \frac{1}{\mu} e^{-z_1}\right) \quad (9.9)$$

Der Verlauf dieser Funktion wird in Abbildung 9.1 dargestellt. Das Maximum der Volumenabsorptionsrate liegt für $\mu = 1$ bei der optischen Dicke $\tau = 1 \Leftrightarrow z_1 = 0$. Für einen allgemeinen Zenitwinkel θ liegt das Maximum bei $z_1 = -\log(\mu) \Leftrightarrow \tau/\mu = 1$. Die Schicht, in der die Volumenabsorptionsrate maximal ist, wird zu Ehren von Chapman *Chapman-Schicht* genannt.

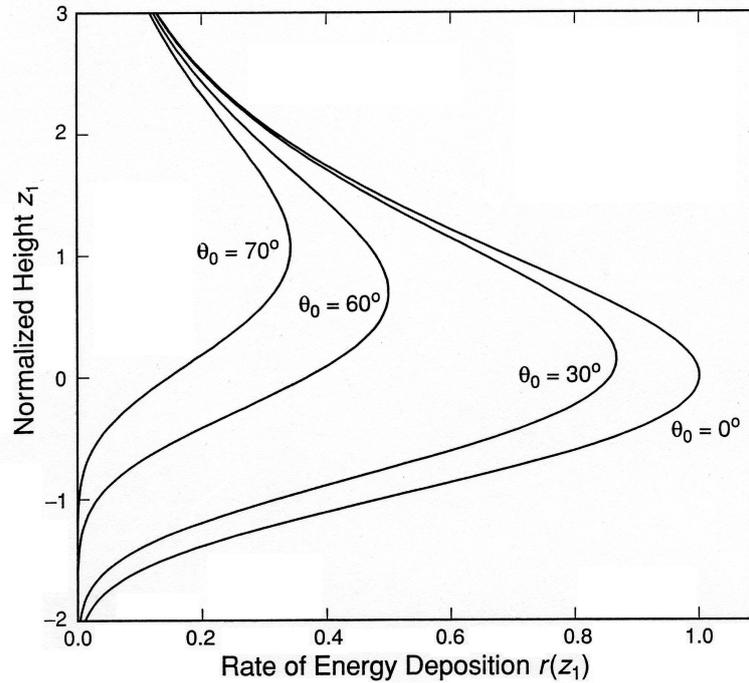


Abbildung 9.1: Die normalisierte Volumenabsorptionsrate in Abhängigkeit des Zenitwinkels und der normalisierten Höhe z_1 (Liou, 1992).

9.3 Die residuale und diabatische Zirkulation

In diesem Abschnitt wird die Herleitung der transformierten *Eulerschen* Gleichungen etwas genauer beschrieben als in den Grundlagen in Abschnitt 2.2. Zum tiefer gehenden Einstieg in diese Thematik wird folgende Literatur (Eliassen und Palm, 1961; Edmon et al., 1980; Andrews et al., 1987; Haynes et al., 1991; Holton et al., 1995; Holton und Gettelman, 2001; Egger und Hoinka, 2005; Tegtmeier, 2007) empfohlen, nach der sich auch die Ausführungen in diesem Anhang orientieren.

Der Wind in Kugelkoordination der Erde hat folgende Form:

$$u = r_{\oplus} \cos(\varphi) \frac{d\Lambda}{dt} \quad (9.10)$$

$$v = r_{\oplus} \frac{d\varphi}{dt} \quad (9.11)$$

$$w = \frac{dz}{dt}, \quad (9.12)$$

wobei Λ und φ geographische Länge und Breite und r_{\oplus} der Radius der Erde sind.

Die absolute zeitliche Ableitung kann in eine lokale zeitliche Änderung und einen Advektionsterm aufgespalten werden.

$$\frac{d\psi}{dt} = \partial_t \psi + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \psi = \partial_t \psi + \frac{u \partial_{\Lambda} \psi}{r_{\oplus} \cos(\varphi)} + \frac{v \partial_{\varphi} \psi}{r_{\oplus}} + w \partial_z \psi \quad (9.13)$$

Wird diese Aufspaltung auf die Bewegungsgleichung, die Massen- und der Energieerhaltung angewendet, so erhält man folgenden Gleichungen (Andrews et al., 1987):

$$\frac{du}{dt} - \left(f + \frac{u \tan(\varphi)}{r_{\oplus}} \right) v + \frac{\partial_{\Lambda} \Phi_g}{r_{\oplus} \cos(\varphi)} = X \quad (9.14)$$

$$\frac{dv}{dt} + \left(f + \frac{u \tan(\varphi)}{r_{\oplus}} \right) u + \frac{\partial_{\varphi} \Phi_g}{r_{\oplus}} = Y \quad (9.15)$$

$$\partial_z \Phi_g = h^{-1} R \Theta e^{-\kappa z/h} \quad (9.16)$$

$$\frac{\partial_{\Lambda} u + \partial_{\varphi}(v \cos(\varphi))}{r_{\oplus} \cos(\varphi)} + \frac{\partial_z(\rho w)}{\rho} = 0 \quad (9.17)$$

$$\frac{d\Theta}{dt} = Q \quad (9.18)$$

wobei Φ_g das Geopotential, h die Skalenhöhe der Atmosphäre, Q die diabatische Erwärmungsrate, ρ die Luftdichte, $f = 2\Omega \sin(\varphi)$ der Coriolisparameter und (X, Y) die horizontalen Komponenten der Reibung sind. Mithilfe dieses Gleichungssatzes kann, die Kenntnis des Anfangszustandes vorausgesetzt, die zeitliche Entwicklung des Windes, der potentiellen Temperatur und des Geopotentials beschrieben werden.

Um den mittleren zonalen Zustand zu untersuchen, werden die vorherzusagenden Größen ψ in ein zonales Mittel $\bar{\psi}$

$$\bar{\psi} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \psi d\Lambda \quad (9.19)$$

und eine lokale Abweichung ψ' aufzuspalten:

$$\psi = \bar{\psi} + \psi'. \quad (9.20)$$

Aus Gleichung (9.14) bis (9.18) folgen somit die gemittelten *Eulerschen* Gleichungen (Edmon et al., 1980; Tegtmeier, 2007):

$$\partial_t \bar{u} + \bar{v} \left(\frac{\partial_{\varphi}(\bar{u} \cos(\varphi))}{r_{\oplus} \cos(\varphi)} - f \right) + \bar{w} \partial_z \bar{u} - \bar{X} = - \frac{\partial_{\varphi}(\overline{v'u'} \cos^2(\varphi))}{r_{\oplus} \cos^2(\varphi)} - \frac{\partial_z(\overline{\rho w'u'})}{\rho} \quad (9.21)$$

$$\begin{aligned} & \partial_t \bar{v} + \frac{\bar{v} \partial_{\varphi} \bar{v}}{r_{\oplus}} + \bar{w} \partial_z \bar{v} + \dots \\ & \dots \bar{u} \left(f + \frac{\bar{u} \tan(\varphi)}{r_{\oplus}} \right) + \frac{\partial_{\varphi} \bar{\Phi}_g}{r_{\oplus}} - \bar{Y} = - \frac{\partial_{\varphi}(\overline{v'^2} \cos(\varphi))}{r_{\oplus} \cos(\varphi)} - \frac{\partial_z(\overline{\rho w'v'})}{\rho} - \frac{\overline{u'^2} \tan(\varphi)}{r_{\oplus}} \end{aligned} \quad (9.22)$$

$$\partial_z \bar{\Phi}_g - h^{-1} R \bar{\Theta} e^{-\kappa z/h} = 0 \quad (9.23)$$

$$\frac{\partial_{\varphi}(\bar{v} \cos(\varphi))}{r_{\oplus} \cos(\varphi)} + \frac{\partial_z(\rho \bar{w})}{\rho} = 0 \quad (9.24)$$

$$\partial_t \bar{\Theta} + \frac{\bar{v} \partial_{\varphi} \bar{\Theta}}{r_{\oplus}} + \bar{w} \partial_z \bar{\Theta} - \bar{Q} = - \frac{\partial_{\varphi}(\overline{v'\Theta'} \cos(\varphi))}{r_{\oplus} \cos(\varphi)} - \frac{\partial_z(\overline{\rho w'\Theta'})}{\rho} \quad (9.25)$$

Anhand der gemittelten horizontalen Bewegungsgleichungen Gleichungen (9.21) und (9.22) ist zu erkennen, dass der mittlere zonale und der mittlere meridionale Wind \bar{u} und \bar{v} und

über Gleichung (9.24) auch die mittlere vertikale Bewegung \bar{w} durch die Impulsflüsse $\overline{v'u'}$ und $\overline{w'u'}$ sowie durch die Wärmeflüsse $\overline{v'\Theta'}$ und $\overline{w'\Theta'}$ beeinflusst werden, die durch die atmosphärischen Wellen entstehen.

Andrews und McIntyre (1976) führen die residuale Zirkulation $(0, \bar{v}^*, \bar{w}^*)$ ein:

$$\bar{v}^* = \bar{v} - \frac{1}{\rho} \partial_z \left(\frac{\rho \overline{v'\Theta'}}{\partial_z \bar{\Theta}} \right) \quad (9.26)$$

$$\bar{w}^* = \bar{w} - \frac{1}{r_\oplus \cos(\varphi)} \partial_\varphi \left(\frac{\cos(\varphi) \overline{v'\Theta'}}{\partial_z \bar{\Theta}} \right) \quad (9.27)$$

Die durch die residuale Vertikalgeschwindigkeit \bar{w}^* verursachte Anteil der Wärmeadvektion ist der, der nicht durch die Divergenz des Wärmeflusses ausgeglichen wird. Werden die residualen Geschwindigkeiten in die Gleichungen (9.21) bis (9.25) eingesetzt, so folgen daraus die transformierten *Eulerschen* Gleichungen, die häufig mit TEM (*Transformed Eulerian Mean*) abgekürzt werden:

$$\partial_t \bar{u} + \bar{v}^* \left(\frac{\partial_\varphi (\bar{u} \cos(\varphi))}{r_\oplus \cos(\varphi)} - f \right) + \bar{w}^* \partial_z \bar{u} - \bar{X} = \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{F}_{\text{EP}}}{\rho r_\oplus \cos(\varphi)} \quad (9.28)$$

$$\bar{u} \left(f + \frac{\bar{u} \tan(\varphi)}{r_\oplus} \right) + \frac{\partial_\varphi \bar{\Phi}_g}{r_\oplus} = \bar{G} \quad (9.29)$$

$$\partial_t \bar{\Phi}_g - h^{-1} R \bar{\Theta} e^{-\kappa z/h} = 0 \quad (9.30)$$

$$\frac{\partial_\varphi (\bar{v}^* \cos(\varphi))}{r_\oplus \cos(\varphi)} + \frac{\partial_z (\rho \bar{w}^*)}{\rho} = 0 \quad (9.31)$$

$$\partial_t \bar{\Theta} + \frac{\bar{v}^* \partial_\varphi \bar{\Theta}}{r_\oplus} + \bar{w}^* \partial_z \bar{\Theta} - \bar{Q} = -\frac{1}{\rho} \partial_z \left(\frac{\rho}{r_\oplus} \frac{\partial_\varphi \bar{\Theta}}{\partial_z \bar{\Theta}} \overline{v'\Theta'} + \rho \overline{w'\Theta'} \right) \quad (9.32)$$

Der Term G beinhaltet alle Terme, die eine Störung des geostrophischen Gleichgewichts verursachen. Der Vektor $\vec{F}_{\text{EP}} = (0, F^{(\varphi)}, F^{(z)})$ ist dabei der *Eliassen-Palm*-Flussvektor (EP-Flussvektor)

$$F_{\text{EP}}^{(\varphi)} = \rho r_\oplus \cos(\vartheta) \left(\frac{\partial_z \bar{u}}{\partial_z \bar{\Theta}} - \overline{v'\Theta'} - \overline{u'v'} \right) \quad (9.33)$$

$$F_{\text{EP}}^{(z)} = \rho r_\oplus \cos(\vartheta) \left[\left(f - \frac{\partial_\varphi (\bar{u} \cos(\varphi))}{r_\oplus \cos(\varphi)} \right) \frac{\overline{v'\Theta'}}{\partial_z \bar{\Theta}} - \overline{u'w'} \right] \quad (9.34)$$

Die Divergenz des *Eliassen-Palm*-Flussvektor $\vec{\nabla} \cdot \vec{F}_{\text{EP}}$ ist ein Maß für den Einfluss des Impuls- und Wärmetransports durch atmosphärische Wellen auf die mittlere Strömung. Werden die Terme in den TEM-Gleichungen abgeschätzt¹, so können Gleichung (9.28) bis (9.32) zu den vereinfachten transformierten *Eulerschen* Gleichungen (TEM) umgeformt werden, siehe Gleichung (2.38) bis (2.42) in Abschnitt 2.2.

Wie dort auch beschrieben führt nach dem *downward-control*-Prinzip eine Impulsübertragung, ausgedrückt durch die Divergenz des EP-Flussvektors, zu einer Störung des zonalen

¹Marks (1989) zeigte, dass die turbulenten Wärmeflüsse dargestellt durch die rechte Seite von Gleichung (9.28) überall kleiner als 0.2 K/d sind.

Windes und in folge zum Antrieb der residualen Zirkulation, insbesondere in der Winterhemisphäre. In Abbildung 9.2 wird die Reaktion der Atmosphäre gezeigt, die sich 10 Tage nach einer idealisierten Anregung durch eine brechende Welle in 45 km Höhe und 45° N entwickelt. Sie wird in Form der Stromfunktion Ψ ausgedrückt.

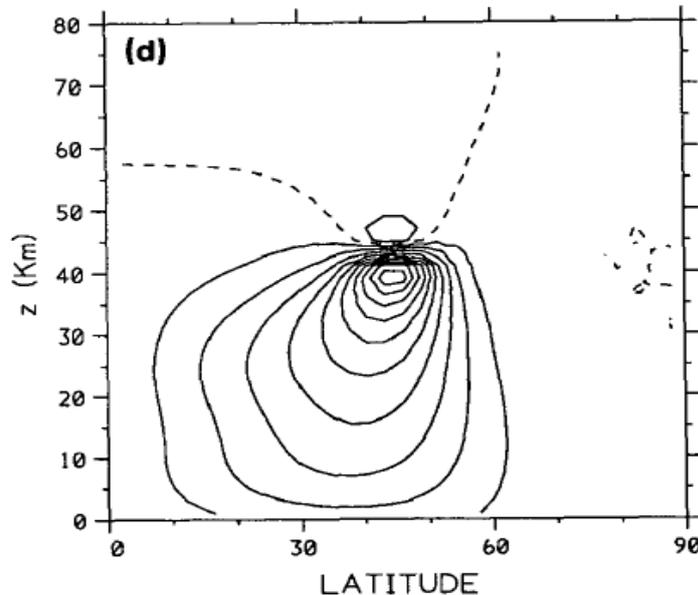


Abbildung 9.2: Stromfunktion, die sich aufgrund einer Anregung durch eine in 45 km Höhe brechenden Welle bei 45° Nord nach 10 Tagen unter Berücksichtigung einer Strahlungsdämpfung entwickelt. Die Konturintervalle sind $10^{-3} \text{ hPa m s}^{-1}$ (Haynes et al., 1991).

Zum Schluss sei angemerkt, dass die Wechselwirkung der brechenden atmosphärischen Wellen, die Erwärmung durch Strahlung und auch die Reibung die Ausbildung der residualen Zirkulation beeinflusst. Eliassen und Palm (1961) zeigt, dass für für konservative lineare Wellen die Divergenz des EP-Flusses $\vec{\nabla} \cdot \vec{F}_{EP}$ verschwindet. Werden zusätzlich diabatische Erwärmung und die Reibung als Null angenommen wird $X = Y = Q = 0$, so folgt aus den TEM-Gleichungen, dass auch die residuale Zirkulation verschwindet .

$$\overline{v^*} = \overline{w^*} = 0. \quad (9.35)$$

In Abbildung 9.3 werden schematisch die Zusammenhänge zwischen brechenden Wellen, der residualen Zirkulation und der Erwärmungsrate wiedergegeben. Auf der linken Seite werden die zum *downward-control*-Prinzip zugehörigen Prozesse dargestellt, auf der rechten die Prozesse, die die diabatische Erwärmung der Atmosphäre bestimmen. Die Abbildung zeigt außerdem, dass im größeren Kontext auch die Verteilung der Spurengaskonzentrationen und die Konvektion variable sind und Wechselwirkungen mit den anderen Komponenten des Klimasystems haben.

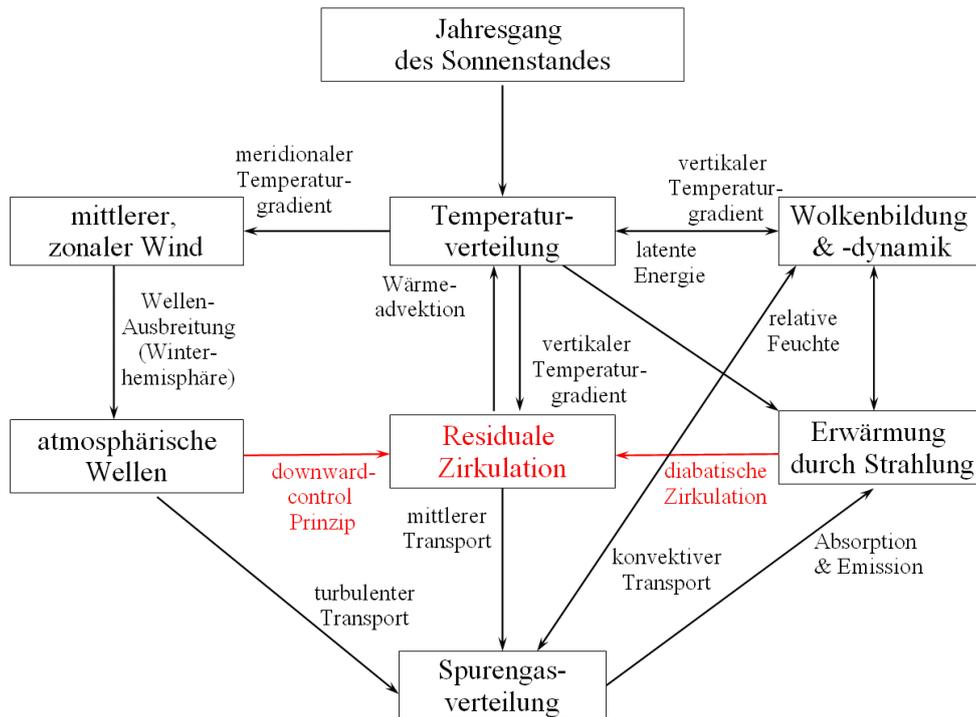


Abbildung 9.3: Schematische Darstellung für den Antrieb der meridionalen Zirkulation der stratosphärischen Zirkulation.

9.4 Die mittlere, globale Erwärmungsrate

In diesem Abschnitt des Anhangs wird die mittlere, massengewichtete Erwärmungsrate der gesamten Atmosphäre abgeschätzt. Abbildung 9.4 zeigt verschiedene Energieflüsse, die Bilanz der Bestrahlungsstärken durch Strahlung, sowie den latenten und sensiblen Wärmefluss (Kiehl und Trenberth, 1997).

Es werden 67 W/m^2 der solaren Strahlung in der Atmosphäre absorbiert. Von der Oberfläche werden 24 W/m^2 mit dem sensiblen und 78 W/m^2 mit dem latenten Wärmestrom in die Atmosphäre transportiert. Dies wird im langfristigen Mittel - abgesehen von klimatologischen Änderungen - von der Bilanz der thermischen Bestrahlungsstärke kompensiert, wobei 350 W/m^2 der von dem Erdboden emittierten thermischen Strahlung in der Atmosphäre absorbiert werden. Von der Atmosphäre werden durch Emission im thermischen Spektralbereich 324 W/m^2 an die Erdoberfläche und 165 W/m^2 in den Weltraum abgegeben sowie weitere 30 W/m^2 durch die Emission der Bewölkung.

Werden alle durch Strahlung verursachten Anteile zusammengefasst, ergibt sich eine Bilanz von -102 W/m^2 (Netto) = 67 W/m^2 (solare) - 169 W/m^2 (thermisch). Sie wird durch den sensiblen und latenten Wärmefluss von $24 \text{ W/m}^2 + 78 \text{ W/m}^2 = 102 \text{ W/m}^2$ ausgeglichen. Daher spricht man auch von dem *strahlungs-konvektives Gleichgewicht* der Troposphäre. Nach Gleichung (4.2) kann die mittlere, massengewichtete Erwärmungsrate der Atmosphäre abgeleitet werden. $\bar{H}_{global} \approx -0.85 \text{ K/d} = 0.56 \text{ K/d}$ (solar) - 1.41 K/d (thermisch). Die Erwärmungsrate weicht lokal und temporär von der mittleren Erwärmungsrate der gesamten Atmosphäre ab.

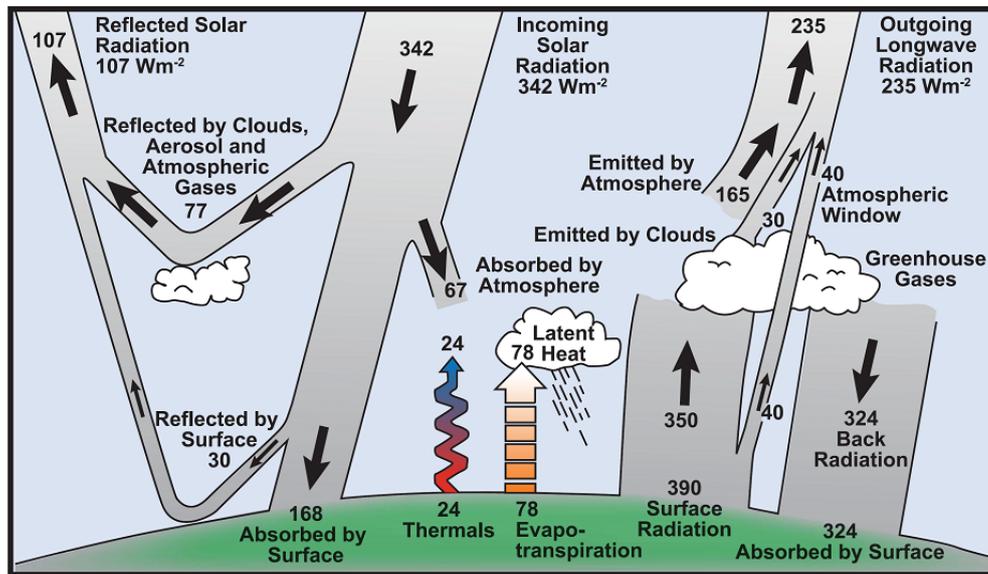


Abbildung 9.4: Schätzung der globalen Energieflüsse (pro Fläche). Über einen langen Zeitraum wird die von der Erde und Atmosphäre absorbierte solare Strahlung von der durch die Erde und Atmosphäre emittierte, thermische Strahlung ausgeglichen. Ungefähr die Hälfte der eingestrahelten Strahlung wird von der Oberfläche der Erde absorbiert. Diese Energie wird an die Atmosphäre abgegeben durch Erwärmung der Luft an der Oberfläche, durch Evapotranspiration und durch langwellige Strahlung, die von Wolken und Treibhausgasen absorbiert wird. Die Atmosphäre, inklusive der in ihr enthaltenen Wolken und Aerosolen, wiederum strahlt im langwelligen Spektralbereich teilweise zurück zur Erde als auch in den Weltraum (Kiehl und Trenberth, 1997).

Insbesondere in den höheren Bereichen der Atmosphäre, die aufgrund ihrer geringen Masse nur wenig zum massengewichteten Mittel beitragen, kann die Erwärmungsrate 100 K/d und mehr betragen.

In der Abbildung 9.4 wird das langfristige Mittel des atmosphärischen Zustandes dargestellt. Die Bilanz der Bestrahlungsstärke wird unter anderen auch in Abschnitt 4.4 berechnet, jedoch nur für einen Zeitraum von 3 Stunden. Tabelle 9.4 zeigt, dass die Bilanzen der Bestrahlungsstärke trotz der stark unterschiedlichen Zeiträume sehr ähnlich sind. Die Abweichung zwischen libRadtran und dem ECMWF liegen in der gleichen Größenordnung wie die Abweichung zwischen ECMWF und Kiehl und Trenberth (1997). In diesem Zusammenhang wäre es interessant, diesen Vergleich zu verbessern, indem die globale Bilanz der Bestrahlungsstärke über einen langjährigen Zeitraum mit libRadtran simuliert und mit Kiehl und Trenberth (1997) verglichen wird.

thermische Bestrahlungsstärke in W/m ² , bewölkt			
	Kiehl	libRadtran	ECMWF
Oberrand der Atm.	-235	-241.0	-243.7
Atmosphäre	-169	-188.3	-190.4
Erboden	-66	-52.8	-59.2
solare Bestrahlungsstärke in W/m ² , bewölkt			
	Kiehl	libRadtran	ECMWF
Oberrand der Atm.	235	248.6	245.5
Atmosphäre	67	67.0	80.0
Erboden	168	170.5	165.3

Tabelle 9.1: Die Tabelle zeigt die Bilanz der thermischen und solaren Bestrahlungsstärke bei bewölktem Himmel. Die Werte von Kiehl und Trenberth (1997) geben ein langjähriges Mittel wieder, die Angaben von libRadtran und dem ECMWF nur Mittel über 3 Stunden.

9.5 Dehydration in der TTL

Während Luft in die Stratosphäre aufsteigt, verliert sie einen Großteil des in ihr enthaltenen Wasserdampfs durch die Bildung von Eiskristallen, die aus dem Luftvolumen sedimentieren. Die niedrigste Temperatur entlang der Trajektorie hat daher einen großen Einfluss auf den Wasserdampfgehalt. Sherwood und Dessler (2000) erläutern, dass es zwei Prozesse während des Aufstiegs in die Stratosphäre gibt, bei denen sehr niedrige Temperaturen erreicht werden können, siehe Abbildung 9.5.

Steigt Luft konvektiv auf, so kühlt diese in erster Näherung feuchtadiabatisch ab. Die tropische Atmosphäre wird von der intensiven Konvektion stark beeinflusst, so dass der mittlere Temperaturgradient bis in 12 km sehr ähnlich zum feuchtadiabatischen Temperaturgradienten ist, siehe Abbildung 2.5. Ist die Konvektion sehr intensiv, so kann die Konvektion über das Level des neutralen Auftriebs hinauschießen, und kühlt sich dabei weiter ab und ist somit kälter als die Umgebung, siehe Abbildung 9.5 oben. Reicht die Konvektion einige Kilometer über das Level neutralen Auftriebs hinaus, können Temperaturen auftreten, die vergleichbar mit der Temperatur der Kaltpunkttropopause sind oder gar unter dieser liegen (Danielsen, 1982, 1993; Sherwood und Dessler, 2000, 2001; Robinson und Sherwood, 2006). Sehr aktive mesoskalige, konvektive Systeme können in einigen Fällen zu einer starken Abkühlung der gesamten oberen Troposphäre führen. Entscheidend bei dieser Art der Dehydrierung sind die Intensität der Konvektion, die Zeit bis zur turbulenten Durchmischung mit der Umgebung und die Sedimentationsgeschwindigkeit der Eiskristalle. Sedimentieren die Eiskristalle, bevor die eingetragene Luftmasse sich mit der umgebenden Luft durchmischt, kann eine sehr trockene Luftmasse in der Stratosphäre zurückbleiben, wie sie zeitweise in der Nähe konvektiver Systeme beobachtet wird. Wird die Temperatur durch Absinken auf das Level neutralen Auftriebs oder durch turbulente Durchmischung erhöht, bevor die Eiskristalle sedimentieren konnten (Grosvenor et al., 2007; Jensen et al., 2007; Smith et al., 2006), so sublimieren diese wieder, und es wird eine vergleichsweise feuchte Luftmasse in die Stratosphäre transportiert (Corti et al., 2008). Messungen des MLS (*Microwave Limb*

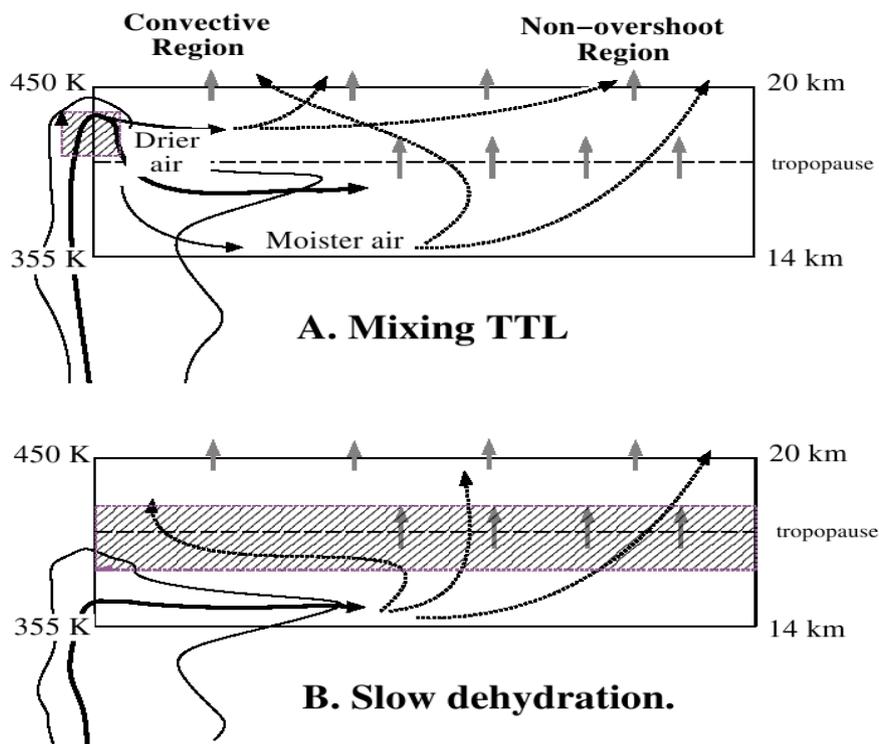


Abbildung 9.5: Illustration der zwei Dehydrationsmechanismen in der TTL. Die Dehydratation findet in der schraffierten Zone statt. Die obere Abbildung zeigt die Dehydratation durch konvektives Überschießen, die untere Abbildung die Dehydratation während des langsamen Passierens der Kaltpunkttropopause, Abbildung von Sherwood und Dessler (2000).

Sounders) zeigen, dass die Wasserdampfverteilung in der TTL (Read et al., 2004) und die Isotopenverteilung des Wasserstoffs (Webster und Heymsfield, 2003) nicht durch Konvektion allein erklärt werden können.

Der zweite Mechanismus der Dehydratation findet auf einer wesentlich längeren Zeitskala statt. Eine Luftmasse wird durch Strahlung erwärmt und passiert im Zeitraum von 10 bis 30 Tagen die Kaltpunkttropopause. Dieser Aufstieg findet langsam und großflächig statt, daher entspricht die Temperatur der betrachteten Luftmasse immer der Umgebungstemperatur. Die entstehenden Eiskristalle haben ausreichend Zeit zu sedimentieren. Die Wasserdampfkonzentration der in die Stratosphäre eingetragenen Luftmasse hängt folglich in erster Linie von der Temperatur bei der Kaltpunkttropopause T_{CPT} ab. Dieser Prozess der Dehydratation wird als Trockenfrieren oder als Kältefalle (*cold trap*) bezeichnet (Gettelman et al., 2002a; Fueglistaler et al., 2004).

Dass die Wasserdampfkonzentration in der Stratosphäre von der Temperatur an der Kaltpunkttropopause geprägt wird, ist sehr deutlich beobachtbar. Dieser Prozess wird (*tape-recorder*-Signal) genannt. Er zeigt, dass die Kältefalle auf der globalen Skala essentiell bei der Simulation des Wasserdampftransports in die Stratosphäre ist. Die Hydratation bzw. Dehydratation durch überschießende Konvektion wird hingegen eher bei einzelnen konvektiven Ereignissen beobachtet (Read et al., 2008). Eine realitätsnahe Modellierung des Transports von Wasserdampf in die Stratosphäre müssen beide Mechanismen berücksichtigen.

Wird der Transport von anderen Molekülen in die Stratosphäre betrachtet, so kann die Relevanz dieser beiden Transportmechanismen anders als beim Wasserdampf sein, da in vielen Fällen keine Phasenumwandlung stattfindet, jedoch andere chemische Umwandlungen stattfinden können. Beispielsweise wird die Konzentration von HDO und CO vorrangig durch konvektiven Transport bestimmt (Read et al., 2008). Die Konzentrationen der verschiedensten chemischer Spezies und deren Isotopenverteilung sind sehr nützlich bei der Validierung von Transportmodellen.

9.6 Simulation des stratosphärischen Luftalters

Aus der chemische Zusammensetzung kann die Zeit abgeschätzt werden, wie lange sich ein Luftpaket in der Stratosphäre befindet, das sogenannte mittlere Alter (Hall und Plumb, 1994).² Es kann mit den Ergebnissen von Trajektorien-Modellen verglichen werden, und dient zur Validierung dieser Modelle. Das mittlere Alter der Luft ist ein gutes Maß, um Chemietransport- und Trajektorienmodelle zu evaluieren, insbesondere bezüglich des TST und des Transports durch die *Brewer-Dobson*-Zirkulation.

Verschiedene Studien zeigen, dass die Simulationsergebnisse verschiedener Chemietransport- und Trajektorienmodelle gut übereinstimmen, wenn das gleiche Windfeld zum Antrieb der Modelle verwendet wird (Meijer et al., 2004; Scheele et al., 2005). Jedoch ist das simulierte Alter i. A. zu klein im Vergleich zu dem Alter, welches aus *in-situ*-Messungen abgeleitet wird. Abbildung 9.6 zeigt, dass das simulierte Alter in den Tropen in 20 km innerhalb der Messunsicherheit mit dem aus Messungen abgeleitete Alter übereinstimmt. An den Polen hingegen zeigt die Messung, dass das mittlere Alter der Luft an den Polen etwa 4.5 Jahre ist. Die Simulation, basierend auf ERA-40-Daten, berechnet ein Alter der polaren Luft, das ca. 2.0 bis 2.5 Jahre zu jung ist. Wenn Daten des operationellen Archivs verwendet werden, liegt das Alter nur 1.0 bis 1.5 Jahre unterhalb der Messung. Hauptsächlich ist diese Verbesserung auf die Verwendung eines vier-dimensionalen Assimilationsverfahren zurückzuführen, mit dem die operationelle Analyse seit November 1997 erstellt wird. Bei ERA-40 hingegen wurde noch ein drei-dimensionales Assimilationsverfahren verwendet. Weiterhin tragen eine erweiterte Datengrundlage, eine verbesserte Qualitätskontrolle sowie Fortschritte in der Parametrisierung von Strahlung und Konvektion zur Verbesserung der Repräsentation der stratosphärischen Dynamik von ERA-40 bei (Monge-Sanz et al., 2007).

Abbildung 9.6 zeigt weiterhin, dass bei Verwendung von 24-stündigen Vorhersagen (f1) eine Verbesserung von rund einem halben Jahr erzielt werden kann, mit 72-stündigen Vorhersagen (f3) sogar noch etwas mehr. Die Ursache für die vergleichsweise hohe Abweichung der Simulationen, die auf Analysedaten basieren, ist, dass das Windfeld nach dem Assimilationsprozess eine zu hohe Fluktuation aufweist. Ein zu hoher turbulenter Transport vermindert das simulierte Luftalter drastisch (Meijer et al., 2004; Manney et al., 2005). Der störende Einfluss des Assimilationsverfahrens kann minimiert werden, indem anstelle von Analysedaten

²Da ein Luftpaket durch Turbulenz irreversibel mit der Umgebung vermischt wird, kann einem Luftvolumen nicht nur ein Alter zugeordnet werden. Es enthält Luft, die schon unterschiedlich lange in der Stratosphäre verweilt. Das mittlere Alter ist der Mittelwert dieser Verteilung.

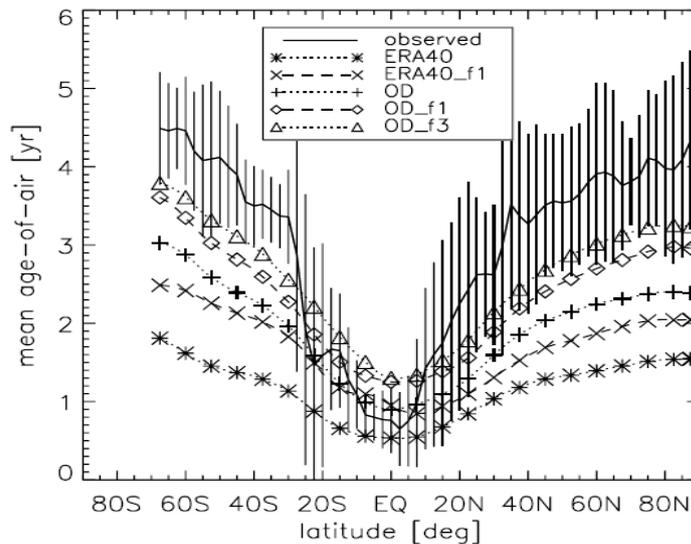


Abbildung 9.6: Das Ergebnis verschiedener Simulation für das Alter von stratosphärischer Luft in 20 km Höhe als Funktion der Breite simuliert mit dem TM-Modell unter Verwendung verschiedener Datensätze. Das Trajektorienmodell wird durch den ERA-40-Datensatz bzw. durch verschiedene Daten der operationellen Vorhersage (OD) des ECMWF-Modells angetrieben. Die Datensätze ERA-40 und OD setzen sich aus sechsständigen Vorhersagen zusammen. ERA-40_f1 und OD_f1 sind Vorhersagen nach 24 Stunden Vorhersagezeit und OD_f3 besteht aus 72-stündigen Vorhersagen. Die durchgezogene Linie zeigt das aus Beobachtungen abgeleitete Alter nach Andrews et al. (2001). Die Fehlerbalken zeigen 2σ -Unsicherheiten. (Meijer et al., 2004)

kurzfristige Vorhersagen verwendet werden. Alternativ kann ein isentropes Koordinatensystem verwendet werden, in dem die Vertikalgeschwindigkeit gleich der Erwärmungsrate ist, die separat berechnet werden kann.

9.7 Simulation von Satellitenbildern

Mithilfe der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Erweiterungen an dem Strahlungstransfermodell libRadtran, siehe Abschnitt 3.2.4, können auch synthetische Satellitenbilder simuliert werden. Abbildung 9.7 zeigt ein exemplarisches Beispiel für ein synthetisches Satellitenbild, das auf Grundlage von Daten des operationellen ECMWF-Archivs und einer aus MODIS-Messungen abgeleiteten Bodenalbedo simuliert wurde.

Mithilfe dieses Verfahrens können Wettermodelle auf eine direkte Art validiert werden: ein Wettermodell prognostiziert den Zustand der Atmosphäre und der Bewölkung. Mithilfe eines Strahlungstransfermodells werden anschließend die Strahldichten simuliert, die ein Satellit bei dieser Wetterlage sehen würde. Der direkte Vergleich der simulierten Strahldichten mit realen Satellitenmessungen lässt Rückschlüsse auf die Vorhersagequalität des Wettermodells zu.

Außerdem können mithilfe von synthetischen Satellitenbildern Fernerkundungsalgorithmen

entwickelt und getestet werden. Um eine Verbesserung gegenüber den bisherigen Verfahren zu erzielen, ist es erforderlich, dass die häufig verwendeten Vereinfachungen wie Annahme von horizontale Homogenität bei der ein-dimensionalen Strahlungstransfer-Simulation und die Vernachlässigung des horizontalen Photonentransports vermieden werden. Werden hoch aufgelöste Wolken- und Bodendatensätze verwendet und die synthetischen Satellitenbilder mithilfe eines drei-dimensionalen Verfahrens (beispielsweise mit *MYSTIC*) simuliert, so kann ein bedeutender Fortschritt bei der Fernerkundung erzielt werden.³

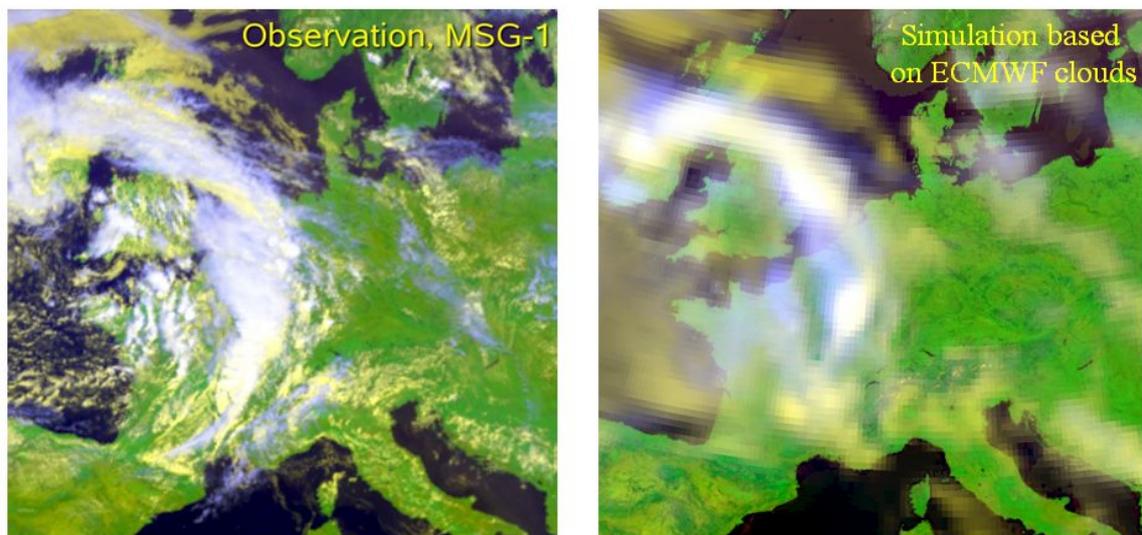


Abbildung 9.7: Die Abbildung zeigt links das von MSG gemessene Satellitenbild über Europa von 12. August 2004 und rechts die entsprechende Simulation mit libRadtran. Das Satellitenbild ist ein Falschfarbenkomposit aus dem $0.6 \mu\text{m}$, $0.8 \mu\text{m}$ und dem invertierten $10.8 \mu\text{m}$ Kanal. Das simulierte Satellitenbild basiert auf Daten des operationellen ECMWF Archivs. Als Bodenalbedo wurde ein aus MODIS Messungen abgeleitetes Datenprodukt verwendet. Der Strahlungstransfer wurde mithilfe des *disort* Verfahrens simuliert.

³Dieser vielversprechender Ansatz wird durch Françoise Faure am DLR und auch im Allgemeinen von der Gruppe von Prof. Mayer weiterverfolgt.

Abkürzungen und Indizes

⊙	astronomisches Symbol der Sonne
⊕	astronomisches Symbol der Erde
ARM	<i>Atmospheric Radiation Measurement</i>
BRDF	bidirektionale Reflexionsverteilungsfunktion (Bidirectional Reflection Distribution Function)
Calipso	Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations
CLOUDPRP	Algorithmus zur Mie-Rechnung (Teil des SHDOM Pakets)
CPT	Kaltpunkttropopause (<i>cold point tropopause</i>)
DISORT	DIScrete Ordinate Radiative Transfer, Strahlungstransfermodell (Stamnes et al., 1988)
DLR	Deutsches Luft- und Raumfahrtzentrum
ECMWF	European Centre for Medium-Range Weather Forecasts
ECHAM	Klimamodell (<i>European Centre Hamburg Model</i>)
ENSO	El Niño / Southern Oscillation
ERA 40	ECMWF 40 Year Re-Analysis
ERA Interim	ECMWF Interim Re-Analysis
GEMS	Global and regional Earth-system (Atmosphere) Monitoring using Satellite and in-situ data
ICA	Independent Column Approximation Näherung unabhängiger Bildelemente
IFS	Modell des ECMWF (Integrated Forecast System)
IR	Infraroter Spektralbereich
ISCCP	International Satellite Cloud Climatology Project
ITCZ	Inner Tropical Convergence Zone
LANDSAT	LAND remote sensing SATellite
LES	Large Eddy Simulation, Grobstruktursimulation
libRadtran	LIBrary of RADiative TRANsfer, Programmpaket zum Strahlungstransport (Mayer und Kylling, 2005)
LITE	Lidar In-space Technology Experiment
LZH	Level of Zero net radiative Heating
LOWTRAN	LOW resolution TRANsmission model
MODIS	MODerate resolution Imaging Spectroradiometer (TERRA/AQUA)
MSG	Meteosat Second Generation (zukünftig Meteosat-8)
MYSTIC	Monte Carlo code for the phYSically correct Tracing of photons In Cloudy atmospheres (Mayer, 1999, 2000, 2009)
NCAR	National Center for Atmospheric Research (USA)

OPAC	<i>Optical Properties of Aerosols and Clouds</i>
PDF	Probability Density Function, Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung
PPA	Plane Parallel Approximation planparallele Näherung
QBO	Quasi-Biennial Oscillation
SBDART	Santa Barbara Discrete ordinate Atmospheric Radiative Transfer (Ricchiazzi et al., 1998)
SCOUT-O3	Stratospheric-Climatic Links with Emphasis on the Upper Troposphere and Lower Stratosphere
SHADOZ	Southern Hemisphere Additional OZonesondes
TEM	transformierte <i>Eulersche</i> Gleichungen
TERRA/AQUA	Satelliten der Earth Observing System (EOS) Serie der NASA
TST	Troposphären-Stratosphären-Transport
TTL	tropische Tropopausenschicht (<i>tropical tropopause layer</i>)
UTC	Universal Time Coordinated
UV	Ultra-Violetter Spektralbereich
WRF	Weather Research and Forecasting (model)

Literaturverzeichnis

- Ackerman, T. P., Liou, K. N., Valero, F. P. J., and Pfister, L. Heating rates in tropical anvils. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 45(10):1606–1623, 1988.
- Allan, R. P., Ringer, M. A., Pamment, J. A., and Slingo, A. Simulation of the earth’s radiation budget by the european centre for medium-range weather forecasts 40-year reanalysis (era40). *Journal of Geophysical Research*, 109(18):D18107, 1–13, 2004.
- Anderson, G., Clough, S., Kneizys, F., Chetwynd, J., and Shettle, E. AFGL atmospheric constituent profiles. Tech. Rep. AFGL-TR-86-0110, Air Force Geophys. Lab., 1986.
- Andrews, A. E., Boering, K. A., Daube, B. C., Wofsy, S. C., Hints, E. J., Weinstock, E. M., and Bui, T. P. Empirical age spectra for the lower tropical stratosphere from in situ observations of CO₂: Implications for stratospheric transport. *Journal of Geophysical Research*, 104(D21):26 581–26 595, 1999.
- Andrews, A. E., Boering, K. A., Daube, B. C., Wofsy, S. C., Loewenstein, M., Jost, H., Podolske, J. R., Webster, C. R., Herman, R. L., Scott, D. C., et al. Mean ages of stratospheric air derived from in situ observations of CO₂, CH₄, and N₂O. *Journal of Geophysical Research*, 106(D23):32 295–32 314, 2001.
- Andrews, D. G., Holton, J. R., and Leovy, C. B. *Middle atmosphere dynamics*. Academic Press, 1987.
- Andrews, D. G. and McIntyre, M. E. Planetary waves in horizontal and vertical shear: The generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 33(11):2031–2048, 1976.
- Andrews, D. G. and McIntyre, M. E. Generalized Eliassen-Palm and Charney-Drazin theorems for waves on axisymmetric mean flows in compressible atmospheres. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 35:175–185, 1978.
- Austin, J., Wilson, J., Li, F., and Vömel, H. Evolution of water vapor concentrations and stratospheric age of air in coupled chemistry-climate model simulations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 64(3):905–921, 2007.
- Bais, A. F., Madronich, S., Crawford, J., Hall, S. R., Mayer, B., Van Weele, M., Lenoble, J., Calvert, J. G., Cantrell, C. A., Shetter, R. E., et al. International Photolysis Frequency

- Measurement and Model Intercomparison (IPMMI): Spectral actinic solar flux measurements and modeling. *Journal of Geophysical Research*, 108(16):IPM 2–1 – IPM 2–20, 2003.
- Baran, A. J., Francis, P. N., Havemann, S., and Yang, P. A study of the absorption and extinction properties of hexagonal ice columns and plates in random and preferred orientation, using T-Matrix theory and aircraft observations of cirrus. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 70:505–518, 2001.
- Baum, B. A., Yang, P., Heymsfield, A. J., Platnick, S., King, M. D., Hu, Y. X., and Bedka, S. T. Bulk scattering models for the remote sensing of ice clouds. Part 2: Narrowband models. *Journal of the Applied Meteorology*, 44:1896–1911, 2005.
- Beck, E. G. 50 Years Of continuous measurement of CO sub (2) on Mauna Loa. *Energy & Environment*, 19(7):1017–1028, 2008.
- Belward, A., Estes, J., and Kline, K. The IGBP-DIS global 1-km land-cover data set DIS-Cover: A project overview. *Photogrammetric Engineering and Remote Sensing*, 65(9):1013–1020, 1999.
- Beringer, J., Tapper, N. J., and Keenan, T. D. Evolution of maritime continent thunderstorms under varying meteorological conditions over the Tiwi Islands. *International Journal of Climatology*, 21(8):1021–1036, 2001.
- Bernhard, G., Booth, C. R., and Ehramjian, J. C. Comparison of UV irradiance measurements at Summit, Greenland; Barrow, Alaska; and South Pole, Antarctica. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 8:4799–4810, 2008.
- Birner, T. Fine-scale structure of the extratropical tropopause region. *Journal of Geophysical Research*, 111:D04104, doi:10.1029/2005JD006301, 2006.
- Birner, T., Dornbrack, A., and Schumann, U. How sharp is the tropopause at midlatitudes? *Geophysical Research Letters*, 29(14):45–1, 2002.
- Blanco-Muriel, M., Alarcón-Padilla, D. C., López-Moratalla, T., and Lara-Coira, M. Computing the solar vector. *Solar Energy*, 70(5):431–441, 2001.
- Blumthaler, M., Schallhart, B., Schwarzmam, M., McKenzie, R., Johnston, P., Kotkamp, M., and Shiona, H. Spectral UV measurements of global irradiance, solar radiance, and actinic flux in New Zealand: Intercomparison between instruments and model calculations. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 25(6):945–958, 2008.
- Boering, K. A., Wofsy, S. C., Daube, B. C., Schneider, H. R., Loewenstein, M., Podolske, J. R., and Conway, T. J. Stratospheric Mean Ages and Transport Rates from Observations of Carbon Dioxide and Nitrous Oxide. *Science*, 274(5291):1340–1343, 1996.
- Bonazzola, M. and Haynes, P. A trajectory-based study of the tropical tropopause region. *Journal of Geophysical Research*, 109(20):D20112, doi: 10.1029/2003JD004356, 2004.

- Borsche, M., Kirchengast, G., and Foelsche, U. Tropical tropopause climatology as observed with radio occultation measurements from CHAMP compared to ECMWF and NCEP analyses. *Geophysical Research Letters*, 34(3):L03702, doi:10.1029/2006GL027918, 2007.
- Brewer, A. W. Evidence for a world circulation provided by the measurements of helium and water vapour distribution in the stratosphere. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 75:351–363, 1949.
- Cahalan, R. F., Oreopoulos, L., Marshak, A., Evans, K., Davis, A., Pincus, R., Yetzer, K., Mayer, B., Davies, R., Ackerman, T., et al. The International Intercomparison of 3D Radiation Codes (I3RC): Bringing together the most advanced radiative transfer tools for cloudy atmospheres. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 86(9):1275–1293, 2005.
- cdo Internetseite. Climate Data Operators.
<http://www.mpimet.mpg.de/fileadmin/software/cdo/>.
- Chandrasekhar, S. On the Radiative Equilibrium of a Stellar Atmosphere. *Astrophysical Journal*, 99:DOI: 10.1086/144606, 1–180, 1944.
- Chandrasekhar, S. *Radiative transfer*. Dover, Mineola, New Jersey, 1960.
- Chapman, S. The absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating earth. *Proceedings of the Physical Society*, 43:26–45, 1931.
- Chemel, C., Russo, M. R., Pyle, J. A., Sokhi, R. S., and Schiller, C. Quantifying the Imprint of a Severe Hector Thunderstorm during ACTIVE/SCOUT-O3 onto the Water Content in the Upper Troposphere/Lower Stratosphere. *Monthly weather review*, 137(8):2493–2514, 2009.
- Chen, T., Zhang, Y., and Rossow, W. Sensitivity of atmospheric radiative heating rate profiles to variations of cloud layer overlap. 13(16):2941–2959, 2000.
- Chipperfield, M. P. New version of the TOMCAT/SLIMCAT off-line chemical transport model: Intercomparison of stratospheric tracer experiments. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 132(617):1179–1204, 2006.
- Christensen, T., Knudsen, B. M., Pommereau, J.-P., Letrenne, G., Hertzog, A., Vial, F., Ovarlez, J., and Piot, M. Evaluation of ECMWF ERA-40 temperature and wind in the lower tropical stratosphere since 1988 from past long-duration balloon measurements. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 7(13):3399–3409, 2007.
- Coakley, J. A. J. and Chylek, P. The two-stream approximation in radiative transfer: Including the angle of the incident radiation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 32(2): 409–418, 1975.
- Cogan, D. *Stones in a Glass House: CFCs and Ozone Depletion*, volume 30. Investor Responsibility, 1988.
- condor Internetseite. The Condor Project of the University of Wisconsin.
<http://www.cs.wisc.edu/condor/>.

- Corti, T. Mean radiative energy balance and vertical mass fluxes in the equatorial upper troposphere and lower stratosphere. *Geophysical Research Letters*, 32(6):1–5, 2005.
- Corti, T. The Impact of Cirrus Clouds on Radiation and Vertical Transport in the Tropics. PhD Thesis, Swiss Federal Institute of technology Zurich (ETH Zürich), 2006.
- Corti, T., Luo, B. P., Fu, Q., Vömel, H., and Peter, T. The impact of cirrus clouds on tropical troposphere-to-stratosphere transport. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 6(9): 2539–2547, 2006.
- Corti, T., Luo, B., de Reus, M., Brunner, D., Cairo, F., Mahoney, M., Martucci, G., Matthey, R., Mitev, V., dos Santos, F., et al. Unprecedented evidence for deep convection hydrating the tropical stratosphere. *Geophysical Research Letters*, 35(10):L10810, 2008.
- Cox, C. and Munk, W. Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter. *Journal of the Optical Society of America*, 44(11):838–850, 1954a.
- Cox, C. and Munk, W. Statistics of the sea surface derived from sun glitter. *Journal of Marine Research*, 13:198–227, 1954b.
- Danielsen, E. F. A dehydration mechanism for the stratosphere. *Geophysical Research Letters*, 9(6):605–608, 1982.
- Danielsen, E. F. In situ evidence of rapid, vertical, irreversible transport of lower tropospheric air into the lower tropical stratosphere by convective cloud turrets and by larger-scale upwelling in tropical cyclones. *Journal of Geophysical Research*, 98(D5):8665–8681, 1993.
- De Backer, H., Koepke, P., Bais, A., de Cabo, X., Frei, T., Gillotay, D., Haite, C., Heikkilä, A., Kazantzidis, A., Koskela, T., et al. Comparison of measured and modelled UV indices for the assessment of health risks. *Meteorological Applications*, 8(03):267–277, 2001.
- Delanoë, J. and Hogan, R. J. A variational scheme for retrieving ice cloud properties from combined radar, lidar, and infrared radiometer. *Journal of Geophysical Research*, 113(7): D07204, 2008.
- DIN Norm 5030. Spektrale Strahlungsmessung, Strahler für spektrale Strahlungsmessungen, Auswahlkriterien. Beuth Verlag GmbH, Berlin, 1982.
- DIN Norm 5031. Strahlungsphysik im optischen Bereich und Lichttechnik, Größen, Formelzeichen und Einheiten der Strahlungsphysik. Beuth Verlag GmbH, Berlin, 1982.
- Dobson, G. M. B., Brewer, A. W., and Cwilong, B. Meteorology of the lower stratosphere. *Proceedings of the Royal Society, London, Series A*:144–175, 1946.
- Dunkerton, T. J. The role of gravity waves in the quasi-biennial oscillation. *Journal of Geophysical Research*, 102(D22):26053–26076, 1997.
- Ebert, E. E. and Curry, J. A. Simulation of solar radiation during a total eclipse: A challenge for radiative transfer. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 7(9):2259–2270, 1993.

- Edmon, H. J. J., Hoskins, B. J., and McIntyre, M. E. Eliassen-Palm cross sections for the troposphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 37(12):2600–2616, 1980.
- Egger, J. and Hoinka, K.-P. Downward control from the lower stratosphere? *Journal of the Atmospheric Sciences*, 62(10):3808–3817, 2005.
- Eliassen, A. and Palm, E. On the transfer of energy in stationary mountain waves. *Geofys. Publ.*, 22(3), 1961.
- Elsasser, W. *Heat transfer by infrared radiation in the atmosphere*. Number 6. Harvard University, Blue Hill meteorological observatory, 1942.
- Eluszkiewicz, J., Crisp, D., Zurek, R., Elson, L., Fishbein, E., Froidevaux, L., Waters, J., Grainger, R. G., Lambert, A., Harwood, R., and weitere. Residual circulation in the stratosphere and lower mesosphere as diagnosed from Microwave Limb Sounder data. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 53(2):217–240, 1996.
- Emde, C. and Mayer, B. Simulation of solar radiation during a total eclipse: A challenge for radiative transfer. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 7(9):2259–2270, 2007.
- Evans, K. F. and Stephens, G. L. A new polarized atmospheric radiative transfer model. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 46(5):413–423, 1991.
- Farman, J. C., Gardiner, B. G., and Shanklin, J. D. Large losses of total ozone in Antarctica reveal seasonal ClO_x/NO_x interaction. *Nature*, 315(6016):207–210, 1985.
- Feldman, D. R., L'Ecuyer, T. S., Liou, K. N., and Yung, Y. L. Remote sensing of tropical tropopause layer radiation balance using A-train measurements. *Journal of Geophysical Research*, 113(21):D21113, doi:10.1029/2008JD010158, 2008.
- Ferretti, R. and Gentile, S. A study of the triggering mechanisms for deep convection in the Tropics using a Mesoscale Model: Hector events during SCOUT-O3 and TWP-ICE campaigns.(3.10). *Atmospheric Research*, 93(1-3):247–269, 2009.
- Flatau, P. J., Walko, R. L., and Cotton, W. R. Polynomial fits to saturation vapor pressure. *Journal of the Applied Meteorology*, 31(12):1507–1513, 1992.
- Folkens, I., Bernath, P., Boone, C., Lesins, G., Livesey, N., Thompson, A. M., Walker, K., and Witte, J. C. Seasonal cycles of O₃, CO, and convective outflow at the tropical tropopause. *Geophysical Research Letters*, 33(16):L16802, 2006.
- Folkens, I., Oltmans, S. J., and Thompson, A. M. Tropical convective outflow and near surface equivalent potential temperatures. *Geophysical Research Letters*, 27(16):2549–2552, 2000.
- Fortuin, J. P. F. and Langematz, U. An update on the global ozone climatology and on concurrent ozone and temperature trends. *Proc. SPIE, Atmospheric Sensing and Modeling*, 2311:207–216, 1995.
- Fu, Q. An accurate parameterization of the solar radiative properties of cirrus clouds in climate models. 9(9):2058–2082, 1996.

- Fu, Q. and Liou, K. N. On the correlated-k distribution method for radiative transfer in nonhomogeneous atmospheres. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 49(22):2139–2156, 1992.
- Fu, Q., Yang, P., and Sun, W. B. An accurate parameterization of the infrared radiative properties of cirrus clouds in climate models. 11(9):2223–2237, 1998.
- Fueglistaler, S., Dessler, A. E., Dunkerton, T. J., Folkins, I., Fu, Q., and Mote, P. W. Tropical tropopause layer. *Reviews of Geophysics*, 47(1):RG1004, doi:10.1029/2008RG000267, 2009a.
- Fueglistaler, S. and Fu, Q. Impact of clouds on radiative heating rates in the tropical lower stratosphere. *Journal of Geophysical Research*, 111(23):D23202, 2006.
- Fueglistaler, S. and Haynes, P. Control of interannual and longerterm variability of stratospheric water vapor. *Journal of Geophysical Research*, 110:D24108, doi:10.1029/2005JD006019, 2005.
- Fueglistaler, S., Legras, B., Beljaars, A., Morcrette, J. J., Simmons, A., Tompkins, A. M., and Uppala, S. The diabatic heat budget of the upper troposphere and lower/mid stratosphere in ECMWF reanalyses. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 135(638): 21–37, 2009b.
- Fueglistaler, S., Wernli, H., and Peter, T. Tropical troposphere-to-stratosphere transport inferred from trajectory calculations. *Journal of Geophysical Research*, 109(23):D03108, doi:10.1029/2003JD004069, 2004.
- Geleyn, J. F. and Hollingsworth, A. An economical analytical method for the computation of the interaction between scattering and line absorption of radiation. *Contributions to Atmospheric Physics*, 52:1–16, 1979.
- Geller, M. A., Zhou, X., and Zhang, M. Simulations of the Interannual Variability of Stratospheric Water Vapor. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 59:1076–1085, 2001.
- Gettelman, A. and Birner, T. Insights into Tropical Tropopause Layer processes using global models. *Journal of Geophysical Research*, 112(23):D23104, 2007.
- Gettelman, A., Birner, T., Eyring, V., Akiyoshi, H., Bekki, S., Brühl, C., Dameris, M., Kinnison, D. E., Lefevre, F., Lott, F., Brühl, C., Shibata, K., Rozanov, E., Mancini, E., Pitari, G., Struthers, H., Tian, W., and Kinnison, D. E. The Tropical Tropopause Layer 1960–2100. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 9:1621–1637, 2009.
- Gettelman, A. and de Forster, P. M. A Climatology of the tropical tropopause layer. *Journal of the Meteorological Society of Japan*, 80(4B):911–924, 2002.
- Gettelman, A., de Forster, P. M., Fujiwara, M., Fu, Q., Vömel, H., Gohar, L. K., Johanson, C., and Ammerman, M. Radiation balance of the tropical tropopause layer. *Journal of Geophysical Research*, 109(7):D07103 1–12, 2004.

- Gettelman, A., Randel, W., Massie, S., Wu, F., Read, W., and Russell III, J. El Nino as a natural experiment for studying the tropical tropopause region. *Journal of Climate*, 14(16):3375–3391, 2001.
- Gettelman, A., Randel, W. J., Wu, F., and Massie, S. T. Transport of water vapor in the tropical tropopause layer. *Geophysical Research Letters*, 29(1009): doi:10.1029/2001GL013818, 2002a.
- Gettelman, A., Salby, M. L., and Sassi, F. Distribution and influence of convection in the tropical tropopause region. *Journal of Geophysical Research*, 107(D10): doi:10.1029/2001JD001048, 2002b.
- Gierens, K., Schumann, U., Helten, M., Smit, H., and Marenco, A. A distribution law for relative humidity in the upper troposphere and lower stratosphere derived from three years of MOZAIC measurements. 17(9):1218–1226, 1999.
- Grosvenor, D. P., Choulaton, T. W., Coe, H., and Held, G. A Study of the Effect of Overshooting Deep Convection on the Water Content of the TTL and Lower Stratosphere from Cloud Resolving Model Simulations. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 7(3):4977–5002, 2007.
- Gueymard, C. The sun's total and spectral irradiance for solar energy applications and solar radiation models. *Solar Energy*, 76(4):423–453, 2004.
- Hall, T. M. and Plumb, R. A. Age as a diagnostic of stratospheric transport. *Journal of Geophysical Research*, 99(D1), 1994.
- Hansen, J. E. and Travis, L. D. Light scattering in planetary atmospheres. *Space Science Review*, 16:527–610, 1974.
- Haynes, P. H., Marks, C. J., McIntyre, M. E., Shepherd, T. G., and Shine, K. P. On the "Downward Control" of the Extratropical Diabatic Circulations by Eddy-Induced Mean Zonal Forces. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 48(4):651–678, 1991.
- Hendrick, F., Van Roozendaal, M., Kylling, A., Petritoli, A., Rozanov, A., Sanghavi, S., Schofield, R., Von Friedeburg, C., Wagner, T., Wittrock, F., et al. Intercomparison exercise between different radiative transfer models used for the interpretation of ground-based zenith-sky and multi-axis DOAS observations. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 6: 93–108, 2006.
- Hess, M., Koepke, P., and Schult, I. Optical properties of aerosols and clouds: The software package OPAC. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 79(5):831–844, 1998.
- Heymstield, A. J. and Platt, C. M. R. A parameterization of the particle size spectrum of ice clouds in terms of the ambient temperature and the ice water content. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 41(5):846–855, 1984.
- Highwood, E. J. and Hoskins, B. J. The tropical tropopause. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 124(549):1579–1604, 1998.

- Hofzumahaus, A., Lefer, B. L., Monks, P. S., Hall, S. R., Kylling, A., Mayer, B., Shetter, R. E., Junkermann, W., Bais, A., Calvert, J. G., Cantrell, C. A., Madronich, S., Edwards, G. D., Kraus, A., Müller, M., Bohn, B., Schmitt, R., Johnston, P., McKenzie, R., Frost, G. J., Griffioen, E., Krol, M., Martin, T., Pfister, G., Röth, E. P., Ruggaber, A., Swartz, W. H., Lloyd, S. A., and VanWeele, M. Publications, presentations and other activities Photolysis frequency of O₃ to O (1D): Measurements and modeling during the International Photolysis Frequency Measurement and Modeling Intercomparison (IPMMI) 2003. *Journal of Geophysical Research*, 109(D8), 2004.
- Hogan, R. J. and Illingworth, A. J. Deriving cloud overlap statistics from radar. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 126(569):2903.
- Holton, J. R. and Gettelman, A. Horizontal transport and the dehydration of the stratosphere. *Geophysical Research Letters*, 28(14):2799–2802, 2001.
- Holton, J. R., Haynes, P. H., McIntyre, M. E., Douglass, A. R., Rood, R. B., and Pfister, L. Stratosphere-troposphere exchange. *Reviews of Geophysics*, 33(4):403–439, 1995.
- Houghton, J. T., Ding, Y., Griggs, D. J., Nouguer, P. J., van der Linden, P. J., Dai, X., Maskell, K., Johnson, C. A., and editors. *Climate Change 2001: The scientific basis. Contribution of working group I to the third assessment report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Cambridge University Press, Cambridge, 2001.
- House, L. L. and Avery, L. W. The Monte Carlo technique applied to radiative transfer. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 9:1579–1591, 1969.
- Hu, Y. X. and Stamnes, K. An accurate parameterization of the radiative properties of water clouds suitable for use in climate models. 6(4):728–742, 1993.
- Hunten, D. The escape of light gases from planetary atmospheres. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 30(8):1481–1494, 1973.
- Immler, F., Krüger, K., Fujiwara, M., Verver, G., Rex, M., and Schrems, O. Correlation between equatorial Kelvin waves and the occurrence of extremely thin ice clouds at the tropical tropopause. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 8(14):4019–4026, 2008.
- Internetseite des ECMWF. IFS documentation, part IV: physical processes (Cy31r1). <http://www.ecmwf.int/research/ifsdocs/>, 2006.
- Internetseite des GEMS-Projekts. GEMS Project, discription and data access. <http://gems.ecmwf.int/>. <http://gems.ecmwf.int/do/get/Themes/1518>.
- Irvine, W. M. Multiple scattering in planetary atmospheres. *Icarus*, 25(2):175–204, 1975.
- Jensen, E. J., Ackerman, A. S., and Smith, J. A. Can Overshooting Convection Dehydrate the Tropical Tropopause Layer? *Journal of Geophysical Research*, 112(11):D11209, doi:10.1029/2006JD007943, 2007.
- Jensen, E. J. and Pfister, L. Transport and Freeze-Drying in the Tropical Tropopause Layer. *Journal of Geophysical Research*, 109(2):D02207, doi:10.1029/2003JD004022, 1–16, 2004.

- Jensen, E. J., Pfister, L., Ackerman, A. S., Tabazadeh, A., and Toon, O. B. A conceptual model of the dehydration of air due to freeze-drying by optically thin, laminar cirrus rising slowly across the tropical tropopause. *Journal of Geophysical Research*, 106(D15): 17 237–17 252, 2001.
- Karstens, U., Simmer, C., and Ruprecht, E. Remote sensing of cloud liquid water content. *Meteorology and Atmospheric Physics*, 54:157–171, 1994.
- Kato, S., Ackerman, T., Mather, J., and Clothiaux, E. The k-distribution method and correlated-k approximation for a shortwave radiative transfer model. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 62(1):109–121, 1999.
- Kessler, E. On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulation. *Meteorological Monographs*, 10(32):1–84, 1969.
- Key, J. R. *Streamer - User's Guide*. NOAA / NESDIS / ORA / ARAD / ASPT Cooperative Institute for Meteorological Satellite Studies, University of Wisconsin, Madison, 1999.
- Key, J. R., Yang, P., Baum, B., and Nasiri, S. Parametrization of shortwave cloud optical properties for various particle habits. *Journal of Geophysical Research*, 107(D13): 10.1029/2001JD000742, 2002.
- Kiehl, J. T. and Trenberth, K. E. Earth's annual global mean energy budget. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 78(2):197–208, 1997.
- King, J. I. F. Infrared radiative transfer in the terrestrial atmosphere. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 8(1):1–16, 1968.
- Koepke, P., Bais, A., Balis, D., Buchwitz, M., Backer, H., Cabo, X., Eckert, P., Eriksen, P., Gillotay, D., Heikkila, A., et al. Comparison of models used for UV index calculations. *Photochemistry and Photobiology*, 67(6):657–662, 1998.
- Kokhanovsky, A. A. Reflection of light from nonabsorbing semi-infinite cloudy media: a simple approximation. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 85 (1):25–33, 2004.
- Konopka, P., Günther, G., Müller, R., Dos Santos, F. H. S., Schiller, C., Ravegnani, F., Ulanovsky, A., Schlager, H., Volk, C. E., Viciani, S., Pan, L. L., McKenna, D.-S., and Riese, M. Contribution of mixing to upward transport across the tropical tropopause layer (TTL). *Atmospheric Chemistry and Physics*, 7(12):3285–3308, 2007.
- Krüger, K., Tegtmeier, S., and Rex, M. Long-term climatology of air mass transport through the tropical tropopause layer (ttl) during northern hemisphere winter. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 8:813–823, 2008.
- Kurucz, R. L. Synthetic infrared spectra. In *Infrared Solar Physics, Proceedings of the 154th Symposium of the International Astronomical Union, Tucson, Arizona, USA, March 2–6, 1992*.
- Kylling, A. and Mayer, B. Ultraviolet radiation in partly snow covered terrain: observations and three-dimensional simulations. *Geophysical Research Letters*, 28(19):3665–3668, 2001.

- Kylling, A., Stamnes, K., and Tsay, S.-C. A reliable and efficient two-stream algorithm for spherical radiative transfer: Documentation of accuracy in realistic layered media. *Journal of Atmospheric Chemistry*, 21(2):115–150, 1995.
- Kylling, A., Webb, A. R., Kift, R., Gobbi, G. P., Ammannato, L., Barnaba, F., Bais, A., Kazadzis, S., Wendisch, M., Jakel, E., et al. Spectral actinic flux in the lower troposphere: measurement and 1-D simulations for cloudless, broken cloud and overcast situations. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 5:1975–1997, 2005.
- Lamquin, N., Gierens, K., Stubenrauch, C. J., and Chatterjee, R. Evaluation of upper tropospheric humidity forecasts from ECMWF using AIRS and CALIPSO data. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 9:1779–1793, 2009.
- Lilly, D. K. Cirrus outflow dynamics. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 45(10):1594–1605, 1988.
- Liou, K. N. A numerical experiment on Chandrasekhar’s discrete-ordinate method for radiative transfer: Applications to cloudy and hazy atmospheres. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 30(7):1303–1326, 1973.
- Liou, K. N. *Radiation and cloud processes in the atmosphere. Theory, observation and modeling*. Oxford University Press, New York, Oxford, 1992.
- Liou, K. N. *An introduction to atmospheric radiation*, volume 84. International Geophysics Series, Cambridge, 2002.
- Liu, Q. and Schmetz, J. On the problem of an analytical solution to the diffusivity factor. *Beiträge zur Physik der Atmosphäre*, 61:23–29, 1988. ISSN 0005-8173.
- Lohmann, S., Riihimäki, L., Vignola, F., and Meyer, R. Trends in direct normal irradiance in Oregon: Comparison of surface measurements and ISCCP-derived irradiance. *Geophysical Research Letters*, 34(2):L02705, 2007.
- Los, S. O., Collatz, G. J., Sellers, P. J., Malmström, C. M., Pollack, N. H., de Fries, R. S., Bounoua, L., Parris, M. T., Tucker, C. J., and Dazlich, D. A. A global 9-year biophysical land surface dataset from NOAA AVHRR data. *Journal of Hydrometeorology*, 1:183–199, 2000.
- Loveland, T. R. and Belward, A. S. The International Geosphere Biosphere Programme Data and Information System global land cover data set (DISCover). *Acta Astronautica*, 41(4-10):681–689, 1997.
- Lucht, W., Schaaf, C. B., and Strahler, A. H. An algorithm for the retrieval of albedo from space using semiempirical BRDF models. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 38(2):977–998, 2000.
- Luo, Z., Kley, D., Johnson, R. H., and Smit, H. Ten years of measurements of tropical upper-tropospheric water vapor by MOZAIC. Part II: assessing the ECMWF humidity analysis. 21(7):1449–1466, 2008.

- Macke, A. and Großklaus, M. Light scattering by nonspherical raindrops: implications for lidar remote sensing of rainrates. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 60:355–363, 1998.
- Manney, G., Allen, D., Krüger, K., Sabutis, J., Pawson, S., Swinbank, R., Randall, C., Simmons, A., and Long, C. Diagnostic comparison of meteorological analyses during the 2002 Antarctic winter. *Monthly weather review*, 133:1261–1278, 2005.
- Marchuk, G., G., M., Nazaraliev, M., Darbinjan, R., Kargin, B., and Elepov, B. *The Monte Carlo method in atmospheric optics*. Springer Verlag, New York, 1980.
- Marenco, A., Thouret, V., Nédélec, P., Smit, H., Helten, M., Kley, D., Karcher, F., Simon, P., Law, K., Pyle, J., et al. Measurement of ozone and water vapor by Airbus in-service aircraft: The MOZAIC airborne program, An overview. *Journal of Geophysical Research*, 103(D19):25631–25642, 1998.
- Marks, C. J. Some features of the climatology of the middle atmosphere revealed by Nimbus 5 and 6. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 46(16):2485–2508, 1989.
- Marshak, A., Davis, A., Cahalan, R., and Wiscombe, W. Cloud properties and associated radiative heating rates in the tropical western Pacific. *Journal of Geophysical Research*, 112(5):D05201, 2007.
- Marshak, A., Davis, A., Wiscombe, W., and Cahalan, R. Radiative smoothing in fractal clouds. *Journal of Geophysical Research*, 100(D12):26247–26261, 1995.
- Marshak, A. and Davis, A. B. *3D radiative transfer in cloudy atmospheres*. Springer Verlag, 2005.
- Mayer, B. I3RC phase 1 results from the MYSTIC Monte Carlo model. In *Intercomparison of three-dimensional radiation codes: Abstracts of the first and second international workshops*. University of Arizona Press, 1999. ISBN 0-9709609-0-5.
- Mayer, B. I3RC phase 2 results from the MYSTIC Monte Carlo model. In *Intercomparison of three-dimensional radiation codes: Abstracts of the first and second international workshops*. University of Arizona Press, 2000. ISBN 0-9709609-0-5.
- Mayer, B. Radiative transfer in the cloudy atmosphere. *The European Physical Journal Conferences*, 1:DOI: 10.1140/epjconf/e2009-00912-1, 75–99, 2009.
- Mayer, B. and Kylling, A. The libRadtran software package for radiative transfer calculations: Description and examples of use. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 5(7):1855–1877, 2005.
- Mayer, B., Kylling, A., Madronich, S., and Seckmeyer, G. Enhanced absorption of UV radiation due to multiple scattering in clouds: experimental evidence and theoretical explanation. *Journal of Geophysical Research*, 103(D23):31241–31254, 1998.
- Mayer, B. and Madronich, S. Actinic flux and photolysis in water droplets: Mie calculations and geometrical optics limit. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 4(8):2241–2250, 2004.

- Mayer, B., Schröder, M., Preusker, R., and Schüller, L. Remote sensing of water cloud droplet size distributions using the backscatter glory: a case study. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 4(5):1255–1263, 2004a.
- Mayer, B., Schröder, M., Preusker, R., and Schüller, L. Remote sensing of water cloud droplet size distributions using the backscatter glory: a case study. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 4(5):1255–1263, 2004b.
- Mayer, B., Seckmeyer, G., and Kylling, A. Systematic long-term comparison of spectral UV measurements and UVSPEC modeling results. *Journal of Geophysical Research*, 102(D7): 8755–8767, 1997.
- McCormick, M. P., Winker, D. M., Browell, E. V., Coakley, J. A., Gardner, C. S., Hoff, R. M., Kent, G. S., Melfi, S. H., Menzies, R. T., Platt, C. M. R., Randall, D. A., and Reagan, J. A. Scientific Investigations Planned for the Lidar in-Space Technology Experiment (Lite). *Bulletin of the American Meteorological Society*, 74:205–214, 1993.
- Meijer, E. W., Bregman, B., Segers, A., and van Velthoven, P. F. J. The influence of data assimilation on the age of air calculated with a global chemistry-transport model using ECMWF wind fields. *Geophysical Research Letters*, 31(23):L23114, doi:10.1029/2004GL021158, 1–4, 2004.
- Meloni, D., di Sarra, A., DeLuisi, J., Di Iorio, T., Fiocco, G., Junkermann, W., and Pace, G. Tropospheric aerosols in the Mediterranean: 2. Radiative effects through model simulations and measurements. *Journal of Geophysical Research*, 108(D10):4317, 2003a.
- Meloni, D., di Sarra, A., Fiocco, G., and Junkermann, W. Tropospheric aerosols in the Mediterranean: 3. Measurements and modeling of actinic radiation profiles. *Journal of Geophysical Research*, 108(D10):4323, 2003b.
- Michalakes, J., Chen, S., Dudhia, J., Hart, L., Klemp, J., Middlecoff, J., and Skamarock, W. Development of a next generation regional weather research and forecast model. In *Developments in Teracomputing: Proceedings of the Ninth ECMWF Workshop on the Use of High Performance Computing in Meteorology*, pages 269–276, 2001.
- Michalakes, J., Dudhia, J., Gill, D., Henderson, T., Klemp, J., Skamarock, W., and Wang, W. The weather research and forecast model: Software architecture and performance. In *proceeding of the Eleventh ECMWF Workshop on the Use of High Performance Computing in Meteorology*, pages 25–29, 2004.
- Mie, G. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Annalen der Physik*, 25(3):377–445, 1908.
- Milne, E. A. Radiative equilibrium in the outer layers of a star. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 81:361–375, 1921.
- Mishchenko, M. I. Extinction of light by randomly-oriented non-spherical grains. *Astrophysics and Space Science*, 164(1):1–13, 1990.

- Mlawer, E. J., Taubman, S. J., Brown, P. D., Iacono, M. J., and Clough, S. A. Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres: RRTM, a validated correlated-k model for the longwave. *Journal of Geophysical Research*, 102(D14):16663–16682, 1997.
- Molina, M. J. and Rowland, F. S. Stratospheric sink for chlorofluoromethanes: chlorine atom catalysed destruction of ozone. *Nature*, 249(5460):810–812, 1974.
- Monge-Sanz, B. M., Chipperfield, M. P., Simmons, A. J., and Uppala, S. M. Mean age of air and transport in a CTM: Comparison of different ECMWF analyses. *Geophysical Research Letters*, 34(4):L04801, doi:10.1029/2006GL028515, 2007.
- Morcrette, J. J. Assessment of the ECMWF model cloudiness and surface radiation fields at the ARM SGP site. *Monthly weather review*, 130(2):257–277, 2002a.
- Morcrette, J. J. The surface downward longwave radiation in the ECMWF forecast system. 15(14):1875–1892, 2002b.
- Morcrette, J. J., Barker, H. W., Cole, J. N. S., Iacono, M. J., and Pincus, R. Impact of a new radiation package, McRad, in the ECMWF Integrated Forecasting System. *Monthly weather review*, 136(12):4773–4798, 2008.
- Morcrette, J. J. and Fouquart, Y. The overlapping of cloud layers in shortwave radiation parameterizations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 43(4):321–328, 1986.
- Morcrette, J. J. and Jakob, C. The response of the ECMWF model to changes in the cloud overlap assumption. *Monthly weather review*, 128(6):1707–1732, 2000.
- Morrison, H., Thompson, G., and Tatarskii, V. Impact of cloud microphysics on the development of trailing stratiform precipitation in a simulated squall line: Comparison of one- and two-moment schemes. *Monthly weather review*, 137(3):991–1007, 2009.
- Mote, P. W., Rosenlof, K. H., Holton, J. R., Harwood, R. S., and Waters, J. W. Seasonal variations of water vapor in the tropical lower stratosphere. *Geophysical Research Letters*, 22(9):1093–1096, 1995.
- Murgatroyd, R. J. and Singleton, F. Possible meridional circulations in the stratosphere and mesosphere. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 87:125–135, 1961.
- Murphy, D. M. and Koop, T. Review of the vapour pressures of ice and supercooled water for atmospheric applications. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 131(608):1539–1565, 2005.
- Nakajima, T. and Tanaka, M. Effect of wind-generated waves on the transfer of solar radiation in the atmosphere-ocean system. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 29:521–537, 1983.
- Nakajima, T. and Tanaka, M. Algorithms for radiative intensity calculations in moderately thick atmospheres using a truncation approximation. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 40(1):51–69, 1988.

- ncview Internetseite. Ncview: a netCDF visual browser.
http://meteora.ucsd.edu/~pierce/ncview_home_page.html.
- netcdf Internetseite. The NetCDF Users' Guide.
<http://www.unidata.ucar.edu/software/netcdf/docs/netcdf/>.
- Nissen, K. M., Matthes, K., Langematz, U., and Mayer, B. Towards a better representation of the solar cycle in general circulation models. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 7 (20):5391–5400, 2007.
- Nunez, M., Kuchinke, C., and Gies, P. Using broadband erythemal UV instruments to measure relative irradiance. *Journal of Geophysical Research*, 107(D24):4789, 2002.
- O'Hirok, W. and Gautier, C. The impact of model resolution on differences between independent column approximation and Monte Carlo estimates of shortwave surface irradiance and atmospheric heating rate. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 62(8):2939–2951, 2005.
- Oman, L., Waugh, D. W., Pawson, S., Stolarski, R. S., and Nielsen, J. E. Understanding the changes of stratospheric water vapor in coupled chemistry-climate model simulations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 65(10):3278–3291, 2008.
- Ou, S. C. and Liou, K.-N. Ice microphysics and climatic temperature feedback. *Atmospheric Research*, 35:127–138, 1995.
- panoply Internetseite. Panoply netCDF, HDF and GRIB Data Viewer.
<http://www.giss.nasa.gov/tools/panoply/>.
- Pierluissi, J. H. and Peng, G.-S. New molecular transmission band models for LOWTRAN. *Optical Engineering*, 24:541–547, 1985.
- Plumb, R. A. and Bell, R. C. A model of quasi-biennial oscillation on an equatorial beta-plane. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 108(456):335–352, 1981.
- Rahman, H., Pinty, B., and Verstraete, M. M. Coupled Surface-Atmosphere Reflectance (CSAR) Model, 2, Semiempirical Surface Model Usuable With NOAA Advanced Very High Resolution Radiometer Data. *Journal of Geophysical Research*, 98:20791–20801, 1993.
- Randel, W., Wu, F., and Gaffen, D. Interannual variability of the tropical tropopause derived from radiosonde data and NCEP reanalysis. *Journal of Geophysical Research*, 105:15509–15524, 2000.
- Randel, W. J., Wu, F., Vömel, H., Nedoluha, G. E., and Forster, P. Decreases in stratospheric water vapor after 2001: Links to Changes in the Tropical Tropopause and the Brewer-Dobson Circulation. *Journal of Geophysical Research*, 111(12):D12312, doi:10.1029/2005JD006744, 2006.
- Rayleigh, L. On the incidence of aerial and electric waves upon small obstacles in the form of ellipsoids or elliptic cylinders, and on the passage of electric waves through a circular aperture in a conducting screen. *Philosophical Magazine*, 44:28–52, 1897.

- Read, W. G., Schwartz, M. J., Lambert, A., Su, H., Livesey, N. J., Daffer, W. H., and Boone, C. D. The roles of convection, extratropical mixing, and in-situ freeze-drying in the tropical tropopause layer. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 8(20):6051–6067, 2008.
- Read, W. G., Wu, D. L., Waters, J. W., and Pumphrey, H. C. Dehydration in the tropical tropopause layer: Implications from the UARS Microwave Limb Sounder. *Journal of Geophysical Research*, 109(6):D06110, doi:10.1029/2003JD004056, 1–11, 2004.
- Reinart, A., Kikas, U., and Tamm, E. Investigation of aerosol components influencing atmospheric transfer of UV radiation in Baltic Sea region. *Journal of Geophysical Research*, 111(D2):D02205, 2006.
- Ricchiazzi, P., Yang, S., Gautier, C., and Sowle, D. SBDART: A research and teaching software tool for plane-parallel radiative transfer in the Earth's atmosphere. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 79:2101–2114, 1998.
- Roberts, G. A review of the application of BRDF models to infer land cover parameters at regional and global scales. *Progress in Physical Geography*, 25(4):483, 2001.
- Robinson, F. J. and Sherwood, S. C. Modeling the impact of convective entrainment on the tropical tropopause. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 63(3):1013–1027, 2006.
- Rodgers, C. D. and Walshaw, C. D. The computation of infrared cooling rate in planetary atmospheres. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 92:67–92, 1966.
- Roeckner, E., Arpe, K., Bengtsson, L., Christoph, M., Claussen, M., Dümenil, L., Esch, M., Giorgetta, M., Schlese, U., and Schulzweida, U. The atmospheric general circulation model ECHAM-4: Model description and simulation of present-day climate. *MPI report*, 218:90, 1996.
- Rosenlof, K. H. Seasonal cycle of the residual mean meridional circulation in the stratosphere. *Journal of Geophysical Research*, 100(D3):5173–5191, 1995.
- Rosenlof, K. H. and Holton, J. R. Estimates of the stratospheric residual circulation using the downward control principle. *Journal of Geophysical Research*, 98(D6):10 465 – 10 479, 1993.
- Rossow, W. B. and Schiffer, R. A. Advances in understanding clouds from ISCCP. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 80:2261–2287, 1999.
- Rothman, L. S., Barbe, A., Chris Benner, D., Brown, L. R., Camy-Peyret, C., Carleer, M. R., Chance, K., Clerbaux, C., Dana, V., Devi, V. M., et al. The HITRAN molecular spectroscopic database: edition of 2000 including updates through 2001. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 82(1-4):5–44, 2003.
- Rothman, L. S., Rinsland, C. P., Goldman, A., Massie, S. T., Edwards, D. P., Flaud, J. M., Perrin, A., Camy-Peyret, C., Dana, V., Mandin, J. Y., et al. The HITRAN molecular spectroscopic database and HAWKS (HITRAN atmospheric workstation): 1996 edition. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 60(5):665–710, 1998.

- Rowland, F. S. and Molina, M. J. Chlorofluoromethanes in the environment. *Reviews of Geophysics*, 13(1):1–35, 1975.
- Sagan, C. and Pollack, J. B. Anisotropic nonconservative scattering and the clouds of Venus. *Journal of Geophysical Research*, 72(2):469–477, 1967.
- Scheele, M. P., Siegmund, P. C., and van Velthoven, P. F. J. Stratospheric age of air computed with trajectories based on various 3D-Var and 4D-Var data sets. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 5:1–7, 2005.
- Schmidt, K. S., Venema, V., Giuseppe, F. D., Scheirer, R., Wendisch, M., and Pilewskie, P. Reproducing cloud microphysical and irradiance measurements using three 3D cloud generators. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 133(624):765–780, 2007.
- Schmidt, T., Wickert, J., Heise, S., Flechtner, F., Fagiolini, E., Schwarz, G., Zenner, L., and Gruber, T. Comparison of ECMWF analyses with GPS radio occultations from CHAMP. *Annales Geophysicae*, 26(11):3225–3234, 2008.
- Schoeberl, M. R., Douglass, A. R., Stolarski, R. S., Pawson, S., Strahan, S. E., and Read, W. Comparison of lower stratospheric tropical mean vertical velocities. *Journal of Geophysical Research*, 113:D24109, doi:10.1029/2008JD010221, 2008.
- Schuster, A. Radiation through a foggy atmosphere. *Astrophysical Journal*, 21(1):1–22, 1905.
- Schwarzschild, K. Über das Gleichgewicht der Sonnenatmosphäre. *Göttingen Nachrichten*, 41:1–24, 1906.
- Seckmeyer, G., Pissulla, D., Glandorf, M., Henriques, D., Johnsen, B., Webb, A., Siani, A. M., Bais, A., Kjeldstad, B., Brogniez, C., et al. Variability of UV irradiance in Europe. *Photochemistry and Photobiology*, 84(1):172–179, 2008.
- Seki, K., Elphic, R., Hirahara, M., Terasawa, T., and Mukai, T. On atmospheric loss of oxygen ions from Earth through magnetospheric processes. *Science*, 291(5510):1939–1941, 2001.
- Sellers, P. J., Los, S. O., Tucker, C. J., Justice, C. O., Dazlich, D. A., Collatz, G. J., and Randall, D. A. A revised land surface parameterization (SiB2) fro GCMs. Part II: The generation of global fields of terrestrial biophysical parameters from satellite data. *Journal of Climate*, 9:706–737, 1996.
- Sherwood, S. C. and Dessler, A. E. On the control of stratospheric humidity. *Geophysical Research Letters*, 27(16):2513–2516, 1996.
- Sherwood, S. C. and Dessler, A. E. On the control of stratospheric humidity. *Geophysical Research Letters*, 27(16):2513–2516, 2000.
- Sherwood, S. C. and Dessler, A. E. A model of transport across the tropical tropopause. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 58(7):765–779, 2001.
- Sherwood, S. C. and Dessler, A. E. Convective mixing near the tropical tropopause: Insights from seasonal variations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 60(21):2674–2685, 2003.

- Shetter, R. E., Junkermann, W., Swartz, W. H., Frost, G. J., Crawford, J. H., Lefer, B. L., Barrick, J. D., Hall, S. R., Hofzumahaus, A., Bais, A., et al. Photolysis frequency of NO₂: measurement and modeling during the International Photolysis Frequency Measurement and Modeling Intercomparison (IPMMI). *Journal of Geophysical Research*, 108:8544–8558, 2003.
- Shettle, E. Models of aerosols, clouds and precipitation for atmospheric propagation studies. In *AGARD Conference Proceedings, Atmospheric Propagation in the UV, Visible, IR, and MM-Wave Region and Related System Aspects*, volume 90, 1990.
- Simmons, A., Uppala, S., Dee, D., and Kobayashi, S. ERA-Interim: New ECMWF reanalysis products from 1989 onwards. *ECMWF Newsletter*, 110:25–35, 2006.
- Simmons, A. J., Untch, A., Jakob, C., Kallberg, P., and Uden, P. Stratospheric water vapour and tropical tropopause temperatures in ECMWF analyses and multi-year simulations. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 125(553):353–386, 1999.
- Skamarock, W. C., Klemp, J. B., Dudhia, J., Gill, D. O., Barker, D. M., Wang, W., and Powers, J. G. A description of the Advanced Research WRF Version 2. *NCAR Tech Notes-468+ STR*, 2005.
- Slingo, A., Pamment, J. A., and Webb, M. J. A 15-year simulation of the clear-sky greenhouse effect using the ECMWF reanalyses: Fluxes and comparisons with ERBE. 11(4):690–708, 1998.
- Smith, J. A., Ackerman, A. S., Jensen, E. J., and Toon, O. B. Role of Deep Convection in Establishing the Isotopic Composition of Water Vapor in the Tropical Transition Layer. *Geophysical Research Letters*, 33(6):L06812, doi:10.1029/2005GL024078, 2006.
- Solomon, S., Qin, D., Manning, M., Chen, M. Z., Marquis, M., Averyt, K. B., Tignor, M., and Miller, H. L. *IPCC, 2007 Climate Change 2007: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Cambridge University Press, Cambridge, 2007.
- Spencer, J. W. Fourier series representation of the position of the sun. *Search*, 2(5):172, 1971.
- Stamnes, K., Tsay, S. C., Wiscombe, W., and Jayaweera, K. A numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media. *Applied Optics*, 27(12):2502–2509, 1988.
- Tegtmeier, S. *Variationen der stratosphärischen Residualzirkulation und ihr Einfluss auf die Ozonverteilung*. Dissertation, Alfred-Wegener-Institut, Forschungsstelle Potsdam, 2007.
- Thompson, A. M., Witte, J. C., Oltmans, S. J., and Schmidlin, F. J. SHADOZ: A tropical ozonesonde-radiosonde network for the atmospheric community. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 85(10):1549–1564, 2004.

- Thompson, A. M., Witte, J. C., Oltmans, S. J., Schmidlin, F. J., Logan, J. A., Fujiwara, M., Kirchhoff, V. W. J. H., Posny, F., Coetzee, G. J. R., Hoegger, B., et al. Southern Hemisphere Additional Ozonesondes (SHADOZ) 1998–2000 tropical ozone climatology 2. Tropospheric variability and the zonal wave-one. *Journal of Geophysical Research*, 108 (D2):8241, 2003.
- Thorseth, T. M., Kjeldstad, B., and Johnsen, B. Comparison of solar UV measurements performed with spectroradiometer and moderate bandwidth multichannel radiometer for different cloud conditions. *Journal of Geophysical Research*, 105(D4):4809–4820, 2000.
- Tian, L. and Curry, J. Cloud overlap statistics. *Journal of Geophysical Research*, 94(D7): 9925–9935, 1989.
- Tompkins, A. M., Gierens, K., and Rädcl, G. Ice supersaturation in the ECMWF integrated forecast system. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 133(622):53–63, 2007.
- Uppala, S. M., Kallberg, P. W., Simmons, A. J., Andrae, U., Bechtold, V. D. C., Fiorino, M., Gibson, J. K., Haseler, J., Hernandez, A., Kelly, G. A., et al. The ERA-40 re-analysis. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 131(612):2961–3012, 2005.
- Vallis, G. *Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics*. Cambridge University Press, Cambridge, 2006.
- Van Weele, M., Martin, T. J., Blumthaler, M., Brogniez, C., Den Outer, P. N., Engelsen, O., Lenoble, J., Mayer, B., Pfister, G., Ruggaber, A., et al. From model intercomparison toward benchmark UV spectra for six real atmospheric cases. *Journal of Geophysical Research*, 105(D4):4915–4925, 2000.
- Wagner, T., Burrows, J. P., Deutschmann, T., Dix, B., Von Friedeburg, C., Frieß, U., Hendrick, F., Heue, K. P., Irie, H., Iwabuchi, H., et al. Comparison of box-air-mass-factors and radiances for Multiple-Axis Differential Optical Absorption Spectroscopy (MAX-DOAS) geometries calculated from different UV/visible radiative transfer models. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 7(7):1809–1833, 2007.
- Warren, S., Hahn, C., and London, J. Simultaneous occurrence of different cloud types. *Journal of Climate and Applied Meteorology*, 24(7):658–667, 1985.
- Weaver, C. J., Douglass, A. R., and Rood, R. B. Thermodynamic balance of three-dimensional stratospheric winds derived from a data assimilation procedure. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 50(17):2987–2993, 1993.
- Webb, M., Senior, C., Bony, S., and Morcrette, J.-J. Combining ERBE and ISCCP data to assess clouds in the Hadley Centre, ECMWF and LMD atmospheric climate models. *Climate Dynamics*, 17(12):905–922, 2001.
- Webster, C. R. and Heymsfield, A. J. Water isotope ratios D/H, 18O/16O, 17O/16O in and out of clouds reveal dehydration pathways and the origin of cirrus. *Science*, 302:1742–1745, 2003.

- Wick, G. C. Über ebene Diffusionsprobleme. *Zeitschrift für Physik A*, 121(11-12): 10.1007/BF01339167, 702–718, 1943.
- Wilber, A. C., Kratz, D. P., and Gupta, S. K. Surface Emissivity Maps for Use of Satellite Retrievals of Longwave Radiation. *NASA Technical Publications*, TP-99-209362, 1999.
- Wild, M., Ohmura, A., Gilgen, H., and Morcrette, J.-J. The distribution of Solar Energy at the Earth Surface as Calculated in the ECMWF Re-analysis. *Geophysical Research Letters*, 25:4373–4376, 1998.
- Wilkinson, J. M., Hogan, R. J., Illingworth, A. J., and Benedetti, A. Use of a lidar forward model for global comparisons of cloud fraction between the ICESat lidar and the ECMWF model. *Monthly weather review*, 136(10):3742–3759, 2008.
- Winker, D. M., Couch, R. H., and McCormick, M. P. An overview of LITE: NASA's lidar in-space technology experiment. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 84(2):164–180, 1996.
- Wiscombe, W. J. Improved Mie scattering algorithms. *Applied Optics*, 19(9):1505–1509, 1980.
- Wiscombe, W. J. and Grams, G. W. The backscattered fraction in two-stream approximations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 33(12):2440–2451, 1976.
- Wiscombe, W. J. and Joseph, J. H. The range of validity of the Eddington approximation. *Icarus*, 32(3):362–377, 1977.
- Wohltmann, I. and Rex, M. Improvement of vertical and residual velocities in pressure or hybrid sigma-pressure coordinates in analysis data in the stratosphere. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 8(2):265–272, 2008.
- Wuttke, S. and Seckmeyer, G. Spectral radiance and sky luminance in Antarctica: a case study. *Theoretical and Applied Climatology*, 85(3):131–148, 2006.
- Zhou, X., Geller, M., and Zhang, M. Tropical cold point tropopause characteristics from ECMWF reanalyses and soundings. *Journal of Climate*, 14(8):1823–1838, 2001.
- Zhou, X., Geller, M., and Zhang, M. Temperature fields in the tropical tropopause transition layer. *Journal of Climate*, 17(15):2901–2908, 2004.
- Zinner, T. Fernerkundung inhomogener Bewölkung und deren Einfluss auf die solare Strahlungsbilanz. DLR Forschungsbericht 2005-03, 2005. ISSN 1434-8454.

Index

Symbols

Kirchhoffsches Gesetz, 20
Lambert-Beersches Gesetz, 19
Plancksche Wirkungsquantum, 20
extratropical suction pump, 25
line-by-line-Verfahren, 16
libRadtran, 40

A

A-Train Satellitenkonstellation, 164
Absorption, 15
Asymmetrieparameter, 17
Azimutwinkel, 13

B

Bestrahlungsstärke, 13
bidirektionale Reflexionsverteilungsfunktion,
21

C

Chapman-Schichten, 168

D

discrete-ordinate Verfahren, 42

E

Effektivradius, 19
Einfachstreueralbedo, 17
Emission, 12, 20
Emissivität, 20
Extinktion, 19
Extinktionseffizienz, 17

I

independent column approximation, 42

K

k-Verteilung, 16

M

Mie-Streuung, 17
MYSTIC, 43

O

optische Dicke, 20
optischen Dicke
effektive, 52

P

Phasenfunktion, 15
Plancksches Gesetz, 20
potentielle Temperatur, 21

R

Rayleigh-Streuung, 15
Regentropfen, 18

S

SHADOZ, 66
Solarkonstante, 21
Spektralbereich
solarer, 12
thermischer, 12
spektrale Erwärmungsrate, 46
Strahldichte, 13
strahlungs-konvektives Gleichgewicht, 173
Strahlungsenergie, 12
Strahlungsfluss, 12
Strahlungstransfergleichung
Lösung der, 40
Strahlungstransportgleichung, 19

Streuungsfunktion, 20

Streuung, 12

 an Aerosol, 18

 an Eisteilchen, 18

 an Wolkentröpfchen, 18

Streuungswinkel, 20

W

Wellenlänge, 12

Wellenzahl, 12

worldloop, 56

Z

Zenitwinkel, 13

Abbildungsverzeichnis

1.1	Die tropische Erwärmungsrate (Modellvergleich)	3
1.2	Bedeutung der Erwärmungsrate für die Dynamik	4
2.1	Zenit- und Azimutwinkels	13
2.2	Einfluss der Streuung und Absorption	15
2.3	Phasenfunktionen von verschiedenen Partikeln	17
2.4	Meridionale Zirkulation	24
2.5	mittleres Temperaturprofil über Java	28
2.6	Temperaturprofile in den Tropen	28
2.7	Jahresgang der Temperatur an der Kaltpunkttropopause	29
2.8	Profil der tropischen Wasserdampfkonzentration und der relativen Feuchte .	31
2.9	Mittleres Wolkenprofile in den Tropen	33
2.10	Der <i>tape recorder</i>	35
2.11	Mittleres Profil der Ozonkonzentration in den Tropen	36
2.12	Vertikaler Transport in den Tropen	38
3.1	Illustration des drei-dimensionalen und ein-dimensionalen Strahlungstransfers	43
3.2	solare spektrale Erwärmungsrate	47
3.3	Effektiver Zenitwinkel	49
3.4	Methoden des Wolkenüberlapps	51
3.5	ncview Beispiel	55
3.6	Exemplarisches Ergebnis von <i>worldloop</i> im globalen Modus	57
3.7	Exemplarisches Ergebnis von <i>worldloop</i> im Satellitenmodus	57
3.8	Parallelisierter Programmaufruf von <i>worldloop</i>	59

3.9	Größen mit Einfluss auf die Erwärmungsrate	60
3.10	Der effektive Durchmesser von Eiskristallen	63
3.11	Die Boden-Albedo	64
3.12	Die Oberflächenklassen	65
3.13	Emissivität verschiedener Oberflächenklassen	65
3.14	Temperaturprofil in der TTL	67
3.15	Ozone in der TTL	68
3.16	Effekt des verwendeten Ozondatensatzes auf die Erwärmungsrate	70
3.17	Vergleich der spezifische Feuchte von MOZAIC und ECMWF	71
3.18	Häufigkeitsverteilung der relativen Feuchte	72
3.19	Bedeckungsgrad von Wolken, Vergleich ERA-40 und ISCCP	73
3.20	Partieller Bedeckungsgrad und Bewölkungswahrscheinlichkeit in den Tropen	74
3.21	Änderung des Bedeckungsgrads durch das Übersättigungsschemas im IFS . .	75
4.1	Validierung der solaren k-Verteilung	77
4.2	Validierung der thermischen correlated-k Methoden	77
4.3	Drei-dimensionaler von WRF simulierter Wolken Datensatz	80
4.4	Erwärmungsrate mit verschiedenen Wolkenüberlapp-Schema	81
4.5	Validierung des Wolkenüberlapp-Schemas	82
4.6	Eingangsdaten des ECMWF-Archivs für den 01. Oktober 2006	86
4.7	Bilanz der thermischen Bestrahlungsstärke bei wolkenlosen Himmel	88
4.8	Bilanz der solaren Bestrahlungsstärke bei wolkenlosen Himmel	91
4.9	Wolkeneffekt auf die Bilanz der thermischen Bestrahlungsstärke	93
4.10	Wolkeneffekt auf die Bilanz der solaren Bestrahlungsstärke	95
5.1	Line-by-line Berechnung der Erwärmungsrate bei 1818 nm	99
5.2	Die spektrale solare Erwärmungsrate	100
5.3	Die spektrale thermische Erwärmungsrate	101
5.4	Effekt der optischen Dicke auf die Erwärmungsrate	102
5.5	Effekt der Zirrushöhe auf die Erwärmungsrate	103
5.6	Effekt der Absorption und Streuung der Eiskristalle	104

5.7	Effekt von Wolken auf die Erwärmungsrate	105
5.8	Effekt der optischen Zirrushöhe auf die Erwärmungsrate	108
5.9	Effekt des Wolkenüberlapps auf die Erwärmungsrate	109
5.10	Profil der mittleren tropischen Erwärmungsrate	111
5.11	Profil der mittleren tropischen Erwärmungsrate	113
5.12	Regionale Struktur des LZH	114
5.13	Regionen mit speziellen Charakteristika des LZH	115
5.14	Erwärmungsratenprofile verschiedener Regionen bei wolkenlosem Himmel . .	116
5.15	Erwärmungsratenprofile verschiedener Regionen bei bewölktem Himmel . . .	117
5.16	Monatliche Anomalie der mittleren tropischen Erwärmungsrate	118
5.17	Zeitliche Variation der Erwärmungsrate bei wolkenlosem Himmel	120
5.18	Zeitliche Änderung des Wolkeneffekts auf die Erwärmungsrate	124
5.19	Zonales Mittel des Wolkeneffekts auf die Erwärmungsrate	126
5.20	Saisonale Variation der zonal gemittelten Erwärmungsrate	128
5.21	Hofmüllerdiagramm des LZH und des atmosphärischen Zustandes	130
5.22	Der Tagesgang von Atmosphäre und Wolken	132
5.23	Der Tagesgang der Erwärmungsrate	133
6.1	Bestimmung einer Abweichung nach dem <i>Monte-Carlo</i> -Prinzip	137
6.2	Unsicherheit der Erwärmungsrate	138
6.3	Erwärmungsrate bei wolkenlosem Himmel, Vergleich zu anderen Veröffentlichungen	141
6.4	Abhängigkeit der Erwärmungsrate vom Ozonatensatz	142
6.5	Der Effekt der Bewölkung auf die Erwärmungsrate, Vergleich zu anderen Veröffentlichungen	144
6.6	Das LZH, Vergleich zu anderen Veröffentlichungen	147
6.7	Zonale und longitudinale Struktur der Erwärmungsrate	149
6.8	Das LZH basierend auf Calipso und ECMWF	150
6.9	Erwärmungsraten durch Strahlung, Konvektion und Turbulenz	151
6.10	strahlungsgetriebene, vertikale Geschwindigkeit und Massenfluss	152
6.11	Das Alter der stratosphärischen Luft	155

8.1	A-Train Wolken	164
8.2	Bewölkungswahrscheinlichkeit nach ECMWF, CloudSat und Calipso	165
8.3	Exemplarische Aerosolszene nach dem GEMS-Datensatz	166
9.1	Chapman-Schichten	169
9.2	Reaktion auf eine idealisierte Wellenanregung	172
9.3	Antrieb und Wechselwirkungen der stratosphärischen Zirkulation	173
9.4	Globale Energiebilanz	174
9.5	Dehydrierungsmechanismen in der TTL	176
9.6	Das Alter der stratosphärischen Luft	178
9.7	Simulation eines Satellitenbildes	179

Danksagung

Diese Arbeit wurde am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR), am Institut für Physik der Atmosphäre (IPA) in der Abteilung Fernerkundung der Atmosphäre erstellt. Herzlich bedanken möchte ich mich bei einer Reihe von Personen für ihre Unterstützung, ohne die die vorliegende Arbeit in dieser Form nicht möglich gewesen wäre.

Meinem Doktorvätern und Betreuern Herrn Prof. Schumann und Herrn Prof. Mayer danke ich für die Möglichkeit, diese Dissertation am DLR anfertigen zu können, für ihre steti-ge Unterstützung meiner Arbeit und viele wertvolle Anregungen. Mein Dank gilt Andreas Dörnbrack, der für mich das Amt des Mentors übernommen hat, der zu meiner Entscheidung Meteorologie zu studieren während meines Praktikums beim DLR im Jahr 2000 beigetragen hat.

Bei allen Kollegen der Abteilung Fernerkundung der Atmosphäre möchte ich mich für die angenehme Zusammenarbeit bedanken, die Bereitschaft aller, sich immer Zeit zur gegensei-tigen Hilfe und anregenden Diskussionen zu nehmen und nicht zuletzt auch für die vielen Geburtstagskuchen. Des Weiteren möchte ich den zahlreichen Kolleginnen und Kollegen der anderen Abteilungen für eine nette Arbeitsatmosphäre, Gespräche über das Doktoranten sein und den Rest des Universums sowie für viele gesellige Abende meinen Dank aussprechen, durch die die Zeit der Dissertation wesentlich angenehmer wurde.

Mein Dank geht an meinen Vater, Frau Samel, Stephan Kox, Tini Samel, meinem Bruder, Tini Gruber, Claudia Emde, Tobias Zinner und wiederum Herrn Prof. Schumann und Herrn Prof. Mayer für die kritische und konstruktive Durchsicht dieser Arbeit und für eine Reihe wertvoller Anmerkungen.

Bei meinen Freunden möchte ich mich für die moralische Unterstützung während der Durch-führung meiner Dissertation bedanken und mich gleichzeitig für etwas knappen Kontakt während dieser Zeit entschuldigen.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name	Ulrich Hamann
Geburtsdatum	29.05.1978
Geburtsort	Hannover
Anschrift	Etterschlagstraße 2 82237 Wörthsee

Schulbesuch

Aug. 1984 - Juni 1988	Grundschule Hannover-Ahlem
Aug. 1989 - Juni 1990	Orientierungsstufe Hannover-Ahlem
Aug. 1990 - Juni 1997	Georg-Büchner-Gymnasium Seelze-Letter (Abitur)

Sept. 1997 - Juni 1998	Grundwehrdienst
------------------------	-----------------

Studium

Okt. 1998 - März 1999	Grundstudium der Physik an der Universität Hannover
Okt. 2000	Vordiplom in Physik an der Universität Hannover
Juli 2000 - Aug. 2000	Praktikum am DLR Oberpfaffenhofen
Okt. 2000 - Aug. 2002	Hauptstudium der Meteorologie an der Universität Hannover
Aug. 2002 - Juli 2003	Auslandsstudium in Spitzbergen (Norwegen)
Nov. 2003 - Feb. 2005	Diplomarbeit zum Thema Entwicklung des Monte-Carlo-Strahlungstransfermodells PROMT
März 2005	Diplomprüfung, Erlangen des Titels Diplom-Meteorologe
seit April 2005	Doktorand am Institut für Physik der Atmosphäre, DLR Oberpfaffenhofen