Kapitel 3

Das Berliner Modell

Das „Freie Universität Berlin Climate Middle Atmosphere Model (FUB-CMAM)“, welches in der Stratosphärengruppe am Institut für Meteorologie verwendet wurde, ist ein globales dreidimensionales Klimamodell der Atmosphäre (GCM). Es basiert auf dem Wettervorhersagemodell des ECMWF[1)] in Reading (UK) und wurde in Hamburg zum ECHAM[2)] Modell weiterentwickelt (Roeckner et al., 1992). In Berlin wurden das ECHAM Modell von 19 auf 34 Flächen in der Vertikalen erweitert und die Modellobergrenze von 10 hPa (ca. 32 km) auf 0,0068 hPa (83 km) angehoben (Langematz und Pawson, 1997; Pawson et al., 1998). Das FUB-CMAM beinhaltet also sowohl die Troposphäre als auch die Mittlere Atmosphäre (Strato- und Mesosphäre). Im Moment enthält das FUB-CMAM die zweite Version des Hamburger Modelles (ECHAM2) bzw. das Strahlungsschema von ECHAM4, welches modifiziert wurde (Langematz, 2000).
Ein GCM simuliert die zeitliche Entwicklung großräumiger atmospärischer Strukturen durch die numerische Integration der primitiven Gleichungen, auf die im Folgenden eingegangen wird.

3.1 Die primitiven Gleichungen

Um das dynamische und thermische Verhalten der Erdatmosphäre, die eine dünne, kompressible Gashülle an der Oberfläche einer Kugel darstellt, zu beschreiben, bedient man sich der hydrodynamischen Grundgleichungen. Diese basieren auf den grundlegenden Mechanismen des 2. Newtonschen Axioms (Aktionsprinzip), sowie der Energie- und Massenerhaltung und lauten für ein mit der Erde rotierendes kartesisches Koordinatensystem:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p - 2\mathbf{\Omega} \times \mathbf{v} + \mathbf{g} + \mathbf{F}_R, \tag{3.1}$$

$$c_p\frac{dT}{dt} - \frac{1}{\rho}\frac{dp}{dt} = Q, \tag{3.2}$$

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho\nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \tag{3.3}$$

$$p = \rho RT. \tag{3.4}$$

Die Gleichungen 3.1-3.4 dienen als Ausgangspunkt für die Modellierung atmosphärischer Prozesse. Die **erste Gleichung** wird auch Bewegungsgleichung genannt, da sie die zur Bewegung

[1)] **E**uropean **C**enter for **M**edium Range **W**eather **F**orecasts
[2)] ECMWF+HAMburg

der Luft beitragenden Kräfte pro Einheitsmasse beschreibt, wobei $\mathbf{v}$ der Geschwindigkeitsvektor[3], t die Zeit, ρ die Dichte der Luft, p der Luftdruck, $\mathbf{\Omega}$ der Vektor der Winkelgeschwindigkeit der Erde, g der Vektor der Schwerkraft und $\mathbf{F}_R$ eine Reibungskraft sind. Diese Kräfte sind im einzelnen die Druckkraft $(-1/\rho\nabla p)$, die durch räumliche Druckgradienten hervorgerufen wird, die sich aufgrund der Rotation ergebende Corioliskraft $(\mathbf{\Omega} \times \mathbf{v})$, die sich aus der gravitations- und rotationsbedingten Zentrifugalkraft zusammensetzende Schwerkraft (g) und eine Reibungskraft $(\mathbf{F}_R)$. Die **zweite Gleichung** beschreibt die Energieerhaltung (1. Hauptsatz der Thermodynamik), wobei c_p die spezifische Wärme bei konstantem Druck, T die Temperatur und Q die diabatische Nettoerwärmungsrate pro Einheitsmasse ist, die sich durch strahlungsbedingte Effekte (siehe Abschnitt 3.2.1) oder das Freisetzen latenter Wärme ergibt. Die **dritte Gleichung** wird Kontinuitätsgleichung genannt und beschreibt die zeitliche Erhaltung der Gesamtmasse in einem Volumen. Die totale zeitliche Ableitung einer Größe an einem festen Punkt im Raum (Gleichungen 3.1-3.4) setzt sich zusammen aus ihrer lokal zeitlichen Änderung und ihrer Advektion durch das (atmosphärische) Windfeld: $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla$. Die **vierte Gleichung** ist die Zustandsgleichung idealer Gase (R ist die Gaskonstante für Luft), die zu einer vollständigen Beschreibung des Systems benötigt wird. Diese ursprünglichen Gleichungen werden auch „primitive Gleichungen" genannt und lassen eine Beschreibung von Strömungen jeder räumlichen und zeitlichen Größenordnung zu. Für adiabatische Prozesse (Q=0) erhält man eine Beziehung zwischen Druck und Temperatur, in der man die Dichte mithilfe der idealen Gasgleichung eliminieren und so die potentielle Temperatur definieren kann:

$$\Theta = T\left(\frac{p_{00}}{p}\right)^{\kappa}, \tag{3.5}$$

wobei $p_{00} = 1000\ hPa$ ist und $\kappa = \frac{R}{c_p}$ der „meteorologische Adiabatenexponent" genannt wird.
Um ein der Geometrie der Erdoberfläche angemesseneres Koordinatensystem zu verwenden, werden die kartesischen Koordinaten in Gleichungen 3.1-3.4 durch Kugelkoordinaten ersetzt, wobei die nach Osten zunehmende geographische Länge λ, die nach Norden zunehmende geographische Breite ϕ und z die Höhe ist. Die Zonalgeschwindigkeit ist demnach
$u = r\cos\phi d\lambda/dt$, die Meridionalgeschwindigkeit $v = rd\phi/dt$ und die Vertikalgeschwindigkeit $w = dz/dt$, wobei $r = a + z$ (a: Erdradius) ist. Um das vollständige, komplizierte Gleichungssystem (3.1-3.4) für die Beschreibung großräumiger atmosphärischer Prozesse zu vereinfachen, wird eine sogenannte Skalenanalyse durchgeführt, welche zu folgenden Vereinfachungen führt:

- Die Vertikalkomponente der Bewegungsgleichung wird durch die hydrostatische Balance ersetzt:

$$g = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}. \tag{3.6}$$

  Für den Fall großräumiger Vertikalbewegungen gleichen sich die Schwerkraft und die Auftriebskraft also nahezu aus. Zusätzlich wird als Vertikalkoordinate oft das log-p System eingeführt:

$$z_p = -Hln(\frac{p}{p_0}), \tag{3.7}$$

[3] Vektoren werden im Folgenden immer dick gedruckt dargestellt.

wobei die Skalenhöhe $H = RT/g$ aus der hydrostatischen Grundgleichung in Verbindung mit der idealen Gasgleichung folgt. In den Modellen wird oft die für die Verhältnisse in der mittleren Atmosphäre repräsentative Skalenhöhe $H = 7km$ verwendet, wobei eine mit der Höhe konstante Temperatur von 239 K angenommen wird. In einer isothermen Atmosphäre mit T = 239 K wären die geometrische Höhe z und die approximierte Höhe z_p also nahezu identisch. Im log-p System ist die Dichte dann nur noch eine Funktion der Höhe:

$$\rho_0(z_p) \equiv \rho_s e^{\frac{-z_p}{H}}, \tag{3.8}$$

mit $\rho_s = p_s/RT_s$; ρ_s und T_s sind die Referenzbodenwerte der Dichte und der Temperatur. Führt man außerdem noch das sogenannte Geopotential ein, welches definiert ist als die Arbeit, die man benötigt, um eine Einheitsmasse von der Erdoberfläche in eine Höhe z anzuheben:

$$\Phi(z) = \int_0^z g dz, \tag{3.9}$$

und verwendet die hydrostatische Approximation (Gl. 3.6) sowie die ideale Gasgleichung, so erhält man: $d\Phi = gdz = RT/Hdz$.

- Der durch die Horizonatalkomponente des Erdrotationsvektors verursachte Anteil der Corioliskraft ist vernachlässigbar im Vergleich zu dem von der Vertikalkompente verursachten Anteil.

- Einführung des Erdradius für den Abstand eines Punktes in der Atmosphäre vom Erdmittelpunkt ($r \approx a$).

Die primitiven Gleichungen lassen sich nach diesen Approximationen und mit der Einführung des Operators d/dt:

$$\frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{a\cos\phi}\frac{\partial}{\partial\lambda} + \frac{v}{a}\frac{\partial}{\partial\phi} + w\frac{\partial}{\partial z}, \tag{3.10}$$

folgendermaßen in Kugelkoordinaten schreiben (vgl. z. B. Andrews et al., 1987):

$$\frac{du}{dt} - \left(f + \frac{u\tan\phi}{a}\right)v + \frac{1}{a\cos\phi}\frac{\partial\Phi}{\partial\lambda} = X, \tag{3.11}$$

$$\frac{dv}{dt} + \left(f + \frac{u\tan\phi}{a}\right)u + \frac{1}{a}\frac{\partial\Phi}{\partial\phi} = Y, \tag{3.12}$$

$$\frac{\partial\Phi}{\partial z} = \frac{R\Theta}{H}e^{\frac{-\kappa z}{H}}, \tag{3.13}$$

$$\frac{1}{a\cos\phi}\left[\frac{\partial u}{\partial\lambda} + \frac{\partial}{\partial\phi}(v\cos\phi)\right] + \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial z}(\rho_0 w) = 0, \tag{3.14}$$

$$\frac{d\Theta}{dt} = Q. \tag{3.15}$$

$f = 2\Omega\sin\phi$ ($\Omega = 7.292\times10^{-5}\mathrm{s}^{-1}$: Winkelgeschwindigkeit der Erde) ist der Coriolisparameter (Vertikalkomponente des Vektors der Erdrotation), (X,Y) sind die horizontalen Komponenten der Reibung oder anderer nichtkonservativer mechanischer Antriebe, Q ist die diabatische Erwärmung: $Q \equiv (\frac{J}{c_p})e^{\frac{\kappa z}{H}}$, wobei J die diabatische Erwärmungsrate pro Einheitsmasse ist, die in der Mittleren Atmosphäre der Netto-Strahlungserwärmungsrate ($-1/\rho_o\partial F_n/\partial z$) entspricht (vgl. Gl. 3.42). $\frac{J}{c_p}$ wird oft in Kelvin pro Tag angegeben.

Dieses Grundgleichungssystems 3.11-3.15, welches nichtlineare partielle Differentialgleichungen beinhaltet, kann nur numerisch gelöst werden und ermöglicht unter Vorgabe von geeigneten Anfangs- und Randbedingungen die Bestimmung von räumlichen und zeitlichen Entwicklungen atmosphärischer Prozesse. Da die primitiven Gleichungen nur wenige Approximationen enthalten, sind sie auf viele atmosphärische Prozesse anwendbar und sehr rechenzeitintensiv. Um die Integration von Modellen kostengünstiger zu gestalten, wird mit einem sogenannten quasigeostrophischen Gleichungssystem gearbeitet, welches die grundlegenden dynamischen Prozesse in der mittleren Atmosphäre ausreichend beschreibt. Unter der Annahme, dass bei großräumigen Bewegungen in der freien Atmosphäre ein Gleichgewicht zwischen der Coriolis- und Druckgradientkraft herrscht, da Trägheits- und Reibungskräfte vernachlässigbar klein sind, reduziert sich die horizontale Bewegungsgleichung zu einer rein diagnostischen Beziehung zwischen dem horizontalen Windvektor $\mathbf{v_h}$ und dem Geopotentialfeld:

$$\mathbf{v_h} \equiv \mathbf{v_{hg}} = \frac{1}{f}\mathbf{k} \times \nabla_h \Phi. \tag{3.16}$$

Für die Komponenten des geostrophischen Windes gilt:

$$u_g = -\frac{1}{f_0}\frac{\partial \Phi}{\partial y} \qquad \text{und} \qquad v_g = \frac{1}{f_0}\frac{\partial \Phi}{\partial x}. \tag{3.17}$$

Mit der Einführung der Stromfunktion Ψ:

$$\Psi = \frac{1}{f_0}(\Phi - \Phi_0), \tag{3.18}$$

ergibt sich folgende Beziehung zwischen den Komponenten des geostrophischen Windes und der Stromfunktion: $(u_g, v_g) = (-\partial\Psi/\partial y, \partial\Psi/\partial x)$. Durch einige Umformungen (vgl. z. B. Andrews et al., 1987) erhält man folgende Beziehung zwischen der vertikalen Scherung der geostrophischen Windkomponenten und dem horizontalen (potentiellen) Temperaturgradienten (thermische Windrelation):

$$\frac{\partial u_g}{\partial z} = -\frac{R}{Hf_0}e^{-\frac{\kappa z}{H}}\frac{\partial \theta}{\partial y} = -\frac{R}{Hf_0}\frac{\partial T}{\partial y}, \tag{3.19}$$

$$\frac{\partial v_g}{\partial z} = -\frac{R}{Hf_0}e^{-\frac{\kappa z}{H}}\frac{\partial \theta}{\partial x} = -\frac{R}{Hf_0}\frac{\partial T}{\partial x}. \tag{3.20}$$

Der geostrophische Wind weht parallel zu den Isobaren und die Strömung ist divergenzfrei. Ohne Divergenzen oder Konvergenzen können jedoch keine Vertikalbewegungen beschrieben werden, weswegen man sich der quasigeostrophischen Gleichungen bedient, welche in der horizontalen Bewegungsgleichung Abweichungen vom geostrophischen Gleichgewicht in Form von ageostrophischen Windkomponenten $u_a = u - u_g$ und $v_a = v - v_g$ zulassen. Die Breitenabhängigkeit des Coriolisparamters wird außerdem durch die Einführung einer sogenannten „β-Ebene“ approximiert. Eine β-Ebene ist eine Tangentialebene an die gekrümmte Oberfläche, die im Zentrum des Untersuchungsgebietes mit der geographischen Länge und Breite (λ_0, ϕ_0) angebracht wird. Mit der Annahme einer Periodizität in x-Richtung wird eine geschlossene Strömung entlang eines Breitenkreises vorgetäuscht. Den vertikalen Coriolisparameter f kann man nach einer Taylor-Reihe entwickeln und für mittlere Breiten nach dem linearen Glied abbrechen: $f = f_0 + \beta f$ mit $f_0 = 2\Omega \sin\phi_0$ und $\beta = \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)_0 = 2\Omega a^{-1}\cos\phi_0$. Setzt man

nun den variablen Wert für f in die Bewegungsgleichungen für die Tangentialebene ein, so beschreiben diese Gleichungen approximativ die großräumigen globalen Bewegungen, obwohl sie rein formal betrachtet, Bewegungen in einem tangentialen kartesischen Koordinatensystem darstellen. Eine Skalenanalyse der Bewegungsgleichung liefert dann die quasigeostrophischen Gleichungen (vgl. z. B. Andrews et al., 1987).

3.2 Modellbeschreibung

Unter geeigneten Anfangs– und Randbedingungen liefert die Modellintegration der approximierten primitiven Gleichungen die räumliche und zeitliche Entwicklung der prognostischen Modellvariablen Divergenz, Vorticity, Temperatur, Bodendruck, spezifische Feuchte und Flüssigwassergehalt der Wolken. Kleinräumige Prozesse, wie z. B. die Schwerewellenausbreitung, konvektive Prozesse oder die Strahlungsübertragung (Abschnitt 3.2.2) werden parametrisiert. Das FUB-CMAM ist ein spektrales Modell, d.h. die Modellvariablen werden in endliche Reihen von Kugelflächenfunktionen, die der Geometrie der Erde Rechnung tragen, entwickelt. In zonaler Richtung erfolgt diese Entwicklung nach Fourier-Reihen und in meridionaler Richtung nach Legendre-Reihen. Die horizontale Auflösung beträgt in zonaler Richtung k=21 Wellenzahlen. Die meridionale Auflösung N(k) ist von der zonalen Wellenzahl und von der gewählten Beziehung zwischen maximal aufgelöster zonaler und meridionaler Wellenzahl abhängig, die im Modell durch eine dreieckige Trunkation gegeben ist. Die Berechnung von nichtlinearen dynamischen Termen und verschiedener Parametrisierungen findet im Gitterpunktsraum auf einem sogenannten Gaußgitter statt, welches 32 Breiten und 64 Längen besitzt, was einer Auflösung von ca. $5,625° \times 5,625°$ entspricht. Am Äquator beträgt der Abstand zwischen zwei Gitterpunkten in etwa 625 Kilometer. Während einer Modellintegration findet ständig eine Transformation vom Gitterpunkts- in den Spektralraum und umgekehrt statt. In der L34-Version beträgt der Abstand zwischen zwei Flächen im Tropopausenniveau 2 km und in der mittleren Atmosphäre 3,5 km. Neben der T21-Version des Modelles existiert auch eine Version mit doppelter horizontaler Auflösung (T42: 2,8° $\times 2,8°$) (Krüger, 2002) sowie eine L70-Version mit erhöhter vertikaler Auflösung (Abstand zweier Flächen bis zu 1,1 km) (Braesicke, 1998; Nissen, 1998), die allerdings sehr rechenzeitaufwendig sind.
Das FUB-CMAM besitzt ein sogenanntes hybrides Koordinatensystem, bei dem man in der unteren Troposphäre der Orographie angepasste σ–Flächen hat, die allmählich in isobare Flächen in der mittleren Atmosphäre übergehen (Simmons und Strüfing, 1983).
Ein semi–implizites Zeitschrittschema nach Robert (1982) wird verwendet. Der Zeitschritt beträgt 15 Minuten und nicht 40 Minuten, wie im ursprünglichen ECHAM1 Modell, um numerische Stabilität in der Stratosphäre und Mesosphäre zu gewährleisten. Dort treten sehr viel größere Windgeschwindigkeiten als in der Troposphäre auf und der Zeitschritt muss dem Courant–Friedrichs–Lewy–Kriterium[4)] entsprechend angepasst werden. Die horizontale Diffusion wird durch ein Schema von Laursen und Eliasen (1989) repräsentiert, welches Wellenzahlen größer als 15 durch einen Faktor proportional zu $(k\text{-}15)^2$ dämpft. Die vertikale Diffusion wird nach Louis (1979) berechnet. Die Parametrisierungen in der Troposphäre entsprechen ungefähr denen in ECHAM1: der hydrologische Zyklus wird für hochreichende, konvektive Kumuluswolken mit einer modifizierten Version des Schemas von Kuo (1974), für flache,

[4)] Courant–Friedrichs–Lewy–Kriterium: der Zeitschritt muss kleiner als die Zeit sein, die eine Welle braucht, um von einem zum nächsten Gitterpunkt zu gelangen.

konvektive Kumuluswolken mit einem Schema von Tiedtke et al. (1988) und für stratiforme Bewölkung mit dem prognostischen Schema von Roeckner und Schlese (1985) berechnet. Die H_2O-Werte und die Flüssigwasserverteilungen werden im Modell prognostiziert, alle weiteren Felder für die Konzentrationen der restlichen Gase, welche im Strahlungsschema verwendet werden, extern vorgegeben. O_2 (20.95%) und CO_2 (330 parts per million by volume (ppmv)) werden als homogen durchmischt vorgegeben. Die Ozonwerte wurden für die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente als zonale Monatsmittel einer Ozonklimatologie vorgegeben (aktualisierte Version von: Fortuin und Langematz, 1994), da das Modell zu Beginn der Untersuchungen noch kein interaktives Chemiemodul besaß. Inzwischen existiert eine Version des FUB-CMAM mit interaktiver Chemie (FUB-CMAM-CHEM), bei der sowohl eine Modifikation des Transportschemas nach Böttcher (1996) als auch der Einbau von orographischen und nicht-orographischen Schwerewellen notwendig wurde (Mieth et al., 2003). Der Vorteil eines interaktiven Chemiemoduls ist, dass die Wechselwirkungen zwischen Strahlung, Dynamik und Chemie sehr viel besser repräsentiert werden können. Die Entwicklung dieser „Chemistry Climate Models (CCMs)“ ist allerdings noch im Anfangsstadium, so dass die Unterschiede zwischen den verschiedenen Modellen im Moment so groß sind, dass man noch keine verlässlichen Aussagen über den Zeitpunkt der zukünftigen Erholung der Ozonschicht treffen kann (z. B. Austin et al., 2002; WMO, 2003).
Die Meeresoberflächentemperaturen gehen als klimatologische Monatsmittel (1979-1994) ein und sind während der Läufe von Jahr zu Jahr konstant.
In der Mesosphäre wird ein schwacher linearer Rayleigh-Reibungsansatz (Holton und Wehrbein, 1980) verwendet, um den Windstrahlstrom zu schließen und somit grob den Effekt von Schwerewellen zu simulieren.
Das Modell wurde mit einem Jahres- und Tagesgang der solaren Einstrahlung integriert. Der Wert der Solarkonstanten beträgt 1367 W/m^2 (vgl. Abb. 1.17).

Bevor das Strahlungsmodul des FUB-CMAM näher beschrieben wird, werden kurz einige theoretische Aspekte der Strahlungsübertragung sowie der thermische Effekt der Strahlung beschrieben.

3.2.1 Strahlungstheorie

Wie bereits in Abschnitt 1.6 beschrieben, gibt es ein Gleichgewicht zwischen der kurzwelligen ($\lambda < 4\mu$m) Sonneneinstrahlung und der terrestrischen, langwelligen ($\lambda > 4\mu$m) Ausstrahlung. Die sich im Mittel einstellende Strahlungsgleichgewichtstemperatur der Atmosphäre wird allerdings nicht beobachtet, da neben dem Strahlungsantrieb der atmosphärischen Zirkulation, der im Folgenden näher beschrieben wird, auch dynamische Prozesse eine wichtige Rolle spielen (siehe Abschnitt 5.2.2).

Strahlungsübertragung

Die Berechnung der Verteilung von Strahlungsquellen und -senken erfordert die Lösung des Strahlungsübertragungsproblems (vgl. z. B. Andrews et al., 1987). Der Energiefluss pro Flächenelement einer Fläche A in einem Raumwinkelelement dΩ der Richtung $\mathbf{\Omega}$ beträgt L($\mathbf{\Omega}$)dΩ, wobei L($\mathbf{\Omega}$) die fundamentale Strahlungsübertragungsgröße (vgl. auch Anhang Tab. A.1) ist. Die Energieflussdichte F ist der über alle Raumwinkelelemente dΩ des oberen Halbraumes

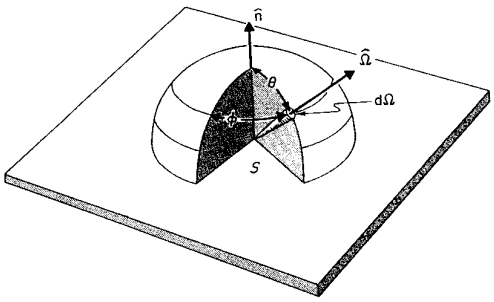

Abbildung 3.1: Geometrie der Strahlung, die eine planparallele Oberfläche S=A$_{Text}$ mit dem Normalenvektor $\widehat{n} = \mathbf{n}_{Text}$ überquert. Die Strahldichte im infinitesimalen Winkelelement dΩ in Richtung des Einheitsvektors $\widehat{\Omega} = \mathbf{\Omega}_{Text}$ wird mit Hilfe der Kugelkoordinaten θ und ϕ beschrieben (Andrews et al., 1987). Im Text werden die Vektoren aber dick gedruckt und Flächen mit „A“ bezeichnet.

integrierte und in Normalenrichtung $\mathbf{n}$ wirkende Anteil des Energieflusses:

$$F = \int_{2\pi} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{\Omega}) L(\mathbf{\Omega}) d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} L(\phi, \theta) \cos\theta \sin\theta d\theta d\phi, \tag{3.21}$$

mit dem Azimutwinkel ϕ und dem Zenitwinkel θ (vgl. Abb. 3.1).
Die Nettoenergieflussdichte F$_n$ durch die Fläche A entspricht der Differenz zwischen der Energieflussdichte in Richtung der Flächennormalen $\mathbf{n}$ und der aus entgegengesetzter Richtung -$\mathbf{n}$. Für eine horizontal orientierte Fläche A ergibt sich:

$$F_n = F_\uparrow - F_\downarrow, \tag{3.22}$$

wobei $F_\uparrow$ und $F_\downarrow$ die nach oben und unten gerichteten Energieflussdichten sind. Da die Strahlung wellenlängen- bzw. frequenzabhängig ist und mit Materie wechselwirkt, werden die monochromatische Strahl- und Energieflussdichte betrachtet (vgl. auch Tab. A.1): L$_\nu$ = dL/dν (in Wm$^{-2}sr^{-1}(s^{-1})^{-1}$ wobei ν = Frequenz in s^{-1}) und F$_\nu$ = dF/dν (in Wm$^{-2}(s^{-1})^{-1}$).
Die Strahlungsübertragungsgleichung (SÜG) für die monochromatische Strahldichte lautet allgemein:

$$\frac{dL_\nu(\mathbf{\Omega})}{ds} = -k_\nu \rho_a [L_\nu(\mathbf{\Omega}) - J_\nu(\mathbf{\Omega})]. \tag{3.23}$$

Die SÜG gibt an, dass die Änderung der monochromatischen Strahldichte dL_ν entlang eines Wegelementes ds in Richtung von $\mathbf{\Omega}$ von der Dichte des durchstrahlten Mediums ρ_a sowie von seinen lokalen Eigenschaften k$_\nu$ und J$_\nu$ abhängt. Der Extinktionskoeffizient k$_\nu$ (Einheit: m^{2}kg^{-1}) beschreibt die Abschwächung der Strahldichte beim Durchgang durch das Medium, die durch Absorption und/oder Streuung[5)] erfolgen kann. Der Extinktionskoeffizient k$_\nu$ kann daher als Summe aus Absorptionskoeffizient a$_\nu$ und Streuungskoeffizient s$_\nu$ dargestellt werden (k$_\nu$ = a$_\nu$ + s$_\nu$). Der allein durch Streuung verursachte Anteil der Extinktion (engl. „single scattering albedo“) $\overline{\omega_\nu}$ beträgt also $\overline{\omega_\nu} = s_\nu / k_\nu$ und der allein durch Absorption verursachte dementsprechend $a_\nu / k_\nu = (1 - \overline{\omega_\nu})$.

[5)] Bei der Absorption wird die Strahlung in andere Energieformen, insbesondere Wärme umgewandelt, im Gegensatz zur Streuung, bei der die Strahlung nur ihre Ausbreitungsrichtung ändert. Die Rayleigh-Streuung folgt relativ einfachen, während die Mie-Streuung an größeren Luftpartikeln und Wolkentröpfchen sehr viel komplizierteren Gesetzmäßigkeiten folgt (z. B. Brasseur und Solomon, 1984).

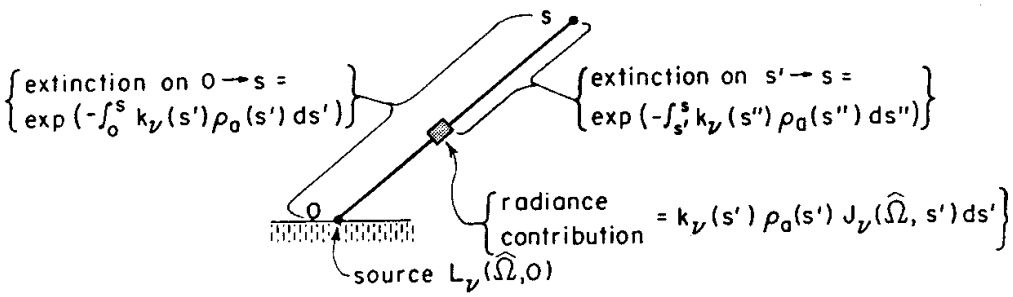

Abbildung 3.2: Beitrag zu der Strahldichte am Punkt s für den Weg 0 bis s (Andrews et al., 1987).

Die Quellfunktion J_ν beschreibt die Prozesse, die zu einer Verstärkung der Strahldichte beim Durchgang durch das Medium führen. Das ist zum einen die thermische Emission eines Volumenelementes und zum anderen die durch Streuung von Photonen in Richtung $\mathbf{\Omega}$ des Raumwinkels $d\Omega$ (Streustrahlung aus anderen Richtungen) zustandekommende Strahldichte.
Die Integration der SÜG (Gl. 3.23) an einem Ort s entlang eines Weges in Richtung von $\mathbf{\Omega}$ liefert die formale Lösung (vgl. auch Abb. 3.2) (Andrews et al., 1987):

$$L_\nu(\mathbf{\Omega}, s) = L_\nu(\mathbf{\Omega}, 0)e^{-\int_0^s k_\nu(s')\rho_a(s')ds'} + \int_0^s k_\nu(s')\rho_a(s')J_\nu(\mathbf{\Omega}, s')e^{-\int_{s'}^s k_\nu(s'')\rho_a(s'')ds''}ds'. \tag{3.24}$$

Die Strahldichte $L_\nu(\mathbf{\Omega}, s)$ eines Weges s in Richtung von $\mathbf{\Omega}$ setzt sich zusammen aus einer Anfangsstrahldichte $L_\nu(\mathbf{\Omega}, 0)$, welche exponentiell auf dem optischen Weg zwischen 0 und s durch Absorption und Streuung geschwächt wird (1. Summand von Gl. 3.24), und dem Strahldichteanteil, der durch die Integration von Volumenelementen am Ort s' entlang des Weges durch Emission und Streuung in Richtung $\mathbf{\Omega}$ entsteht, und ebenfalls auf der restlichen Strecke zwischen s' und s exponentiell abgeschwächt wird (2. Summand in Gl. 3.24).
Für den Fall eines nichtemittierenden Mediums ist die Quellfunktion $J_\nu = 0$, so dass in Gl. 3.24 der zweite Summand wegfällt und man bei der Annahme eines homogenen Mediums, d.h. der Extinktionskoeffizient ist wegunabhängig, und der Definition der optischen Pfadlänge $u = \int_0^s \rho_a(s')ds'$ das sogenannte Beer-Bouget-Lambert[6] Gesetz erhält:

$$L_\nu(\mathbf{\Omega}, s) = L_\nu(\mathbf{\Omega}, 0)e^{-k_\nu u} = L_\nu(\mathbf{\Omega}, 0)t_\nu. \tag{3.25}$$

Wobei t_ν die monochromatische Transmissivität (engl. „transmissivity“) ist. Für jeden Absorber gilt, dass die Summe aus Transmissions-, Absorptions- und Reflexionsgrad stets eins ist.
Für den Fall, dass man die SÜG unter Berücksichtigung thermischer Emission lösen will, muss man zwischen lokalem thermischen Gleichgewicht (engl. „local thermodynamic equilibrium (LTE)“)[7] und nicht-lokalem thermodynamischen Gleichgewicht (engl. „non-LTE“) unterscheiden. Die meisten strahlungsaktiven Gase befinden sich für Drücke größer als 0,1 mb im LTE, für niedrigere Drücke ist dies allerdings nicht mehr der Fall.

[6] Benannt nach Johann Lambert (1728-77) und August Beer (1825-63).

[7] Befindet sich ein Gas im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht, so sind Kollisionen zwischen den Teilchen recht häufig und die Energieniveaus lassen sich nach einer Boltzmann Verteilung anordnen, die durch eine kinetische Temperatur bestimmt wird (Brasseur und Solomon, 1984). Zu größeren Höhen hin wird die Dichte der Luft geringer, so dass die Gasmoleküle immer seltener zusammenstoßen und ihre Abstrahlung

Unter LTE Bedingungen ohne Streuung ($\overline{\omega_\nu} = 0$) ist die Quellfunktion J_ν gleich der Planck Funktion B_ν, während man für LTE-Bedingungen mit Streuung ($\overline{\omega_\nu} \neq 0$) folgende allgemeine Form des Kirchhoffschen Gesetzes (siehe Anhang A.3) erhält:

$$J_\nu(\mathbf{\Omega}) = (1 - \overline{\omega_\nu})B_\nu + \frac{\overline{\omega_\nu}}{4\pi}\int_{4\pi} L_\nu(\mathbf{\Omega}')P_\nu(\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}')d\mathbf{\Omega}', \tag{3.26}$$

wobei $P_\nu(\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}')$ die Phasenfunktion ist, die die Verteilung der gestreuten Strahlung über alle Winkel angibt und sowohl wellenlängen- bzw. frequenz- als auch materieabhängig ist. Die Quellfunktion für non-LTE Bedingungen wird im Folgenden nicht weiter diskutiert, da diese Bedingungen für die Betrachtungen dieser Arbeit vernachlässigbar sind.
Eine Approximation der Strahlungsübertragung geht von einer plan-parallelen Atmosphäre aus[8], d.h. die Krümmung der Koordinatenflächen aufgrund der Kugelgestalt der Erde wird vernachlässigt und die Eigenschaften des Mediums (Dichte) sowie das Strahlungsfeld sind nur von der Vertikalkoordinate abhängig. Unter diesen Voraussetzungen ist der Netto-Strahlungsflussdichtevektor nur abhängig von der Vertikalkoordinate und für eine Höhe z^* ergibt sich die aufwärts gerichtete Strahlungsflussdichte zu:

$$F_\uparrow(z^*) = 2\pi\int_0^{\pi/2} L(\theta, z^*)\cos\theta\sin\theta d\theta = 2\pi\int_0^1 L(\mu, z^*)\mu d\mu, \tag{3.27}$$

mit $\mu \equiv \cos\theta$. Entsprechend ist die nach unten gerichtete Strahlungsflussdichte, angedeutet durch -μ gegeben durch:

$$F_\downarrow(z^*) = 2\pi\int_0^{\pi/2} L(\theta, z^*)\cos\theta\sin\theta d\theta = 2\pi\int_0^1 L(-\mu, z^*)\mu d\mu. \tag{3.28}$$

Für monochromatische Strahlungsübertragung in einer plan-parallelen Atmosphäre ist es üblich, die Vertikalkoordinate z^* durch die optische Dicke $\tau_\nu(z^*)$ zu ersetzen:

$$\tau_\nu(z^*) = \int_{z^*}^\infty k_\nu(z^{*'})\rho_a(z^{*'})dz^{*'}. \tag{3.29}$$

Das Integral gibt den optischen Weg in der Vertikalen zwischen der Höhe z^* und dem Oberrand der Atmosphäre an, der genau wie der Extinktionskoeffizient k_ν frequenzabhängig ist. Der optische Weg kann auch mit der logarithmischen Druck-Vertikalkoordinate z geschrieben werden:

$$\tau_\nu(z) = \int_z^\infty k_\nu(z')\rho_{a0}(z')dz', \tag{3.30}$$

wobei $\rho_{a0}(z) = \rho_a(z)[T(z)/T_s] = \rho_a(z)[\rho_0(z)/\rho(z)]$ die Dichte des Hauptabsorbers ist, die mit der Referenztemperatur T_s skaliert zur Definition des Skalenhöhe H benutzt wird. Die von der Sonne kommende Strahlung kann für eine plan-parallele Atmosphäre in direkte (Strahlung im Sonnenstrahl) und diffuse (von der Atmosphäre gestreute) Solarstrahlung unterteilt werden. Das Integral der monochromatischen Energieflussdichte $S_{0\nu}$, die am Oberrand der Atmosphäre auf einer Fläche senkrecht zur Richtung der Solarstrahlung $\mathbf{\Omega}_0$ auftrifft, wird Solarkonstante

unabhängig von der lokalen Temperatur wird (non-LTE).

[8] Die Bedingungen für diese Approximation sind im allgemeinen in der Mittleren Atmosphäre erfüllt mit einer Ausnahme, nämlich für direkte Solarstrahlung mit großen Zenitwinkeln ($\theta \geq 80°$). In der Troposphäre existieren große horizontale Inhomogenitäten, so dass die Bedingungen für die plan-paralle Approximation nicht gut erfüllt sind.

genannt und ist, wie bereits erwähnt wurde (siehe Abschnitt 1.5), gar keine Konstante. Der monochromatische Fluss der direkten Solarstrahlung durch eine Fläche in der Höhe z und einem Zenitwinkel von $\theta_0 = \cos^{-1}\mu_0$ sieht folgendermaßen aus:

$$S_\nu(z) = \mu_0 S_{0\nu} e^{-\tau_\nu(z)/\mu_0}. \tag{3.31}$$

Für große Zenitwinkel ($\theta_0 \geq 80°$) muss eine Korrektur eingeführt werden, die der Krümmung der Erdoberfläche/Atmosphäre Rechnung trägt (z. B. Andrews et al., 1987). Nun kann die Quellfunktion aus Gl. 3.26 umgeschrieben werden, um die Beiträge von direkter und diffuser Sonnenstrahlung zur gestreuten Strahlung explizit zu beschreiben (vgl. Andrews et al., 1987). Für die meisten Anwendungen kann man die Strahlungsübertragung getrennt für solare ($\lambda < 4\ \mu m$) und terrestrische ($\lambda > 4\ \mu m$) Strahlung beschreiben (vgl. Abschnitt 1.4.1). Die diffuse monochromatische Strahlung in einer plan-parallelen Atmosphäre kann bei der Wahl geeigneter Randbedingungen in der SÜG (Gl. 3.24) für den Oberrand der Atmosphäre und für den Boden bestimmt werden, wobei die Strahldichte am unteren Rand von der monochromatischen Emissivität ε_ν des Erdbodens abhängt, die definiert ist als das Verhältnis von der spektralen Ausstrahlung eines Körpers zur spektralen Ausstrahlung eines schwarzen Körpers bei gleicher Temperatur[9].

Der thermische Effekt der Strahlung

Die thermischen Effekte der absorbierten und emittierten Strahlung auf die Erdatmosphäre lassen sich aus der vertikalen Divergenz des Strahlungsflusses F bestimmen. Die Nettoerwärmungsraten sowie die Beiträge der einzelnen strahlungsaktiven Gase zu den global gemittelten Abkühlungs- und Erwärmungsraten von der Erdoberfläche bis in eine Höhe von 100 km wurden mit verschiedenen Modellrechnungen bestimmt (siehe London, 1980) und sind in Abb. 3.3 dargestellt. In den verschiedenen Höhenbereichen der Atmosphäre führt die Absorption und Emission (vgl. auch Anhang A.1) verschiedenster Gase zu einer Erwärmung bzw. Abkühlung. Die Wellenlängenabhängigkeit dieser Absorption und Transmission ist in Abb. 3.4a für Wellenlängen von 0 bis 16 μm und in Abb. 3.4b noch einmal vergrößert für den UV-Bereich dargestellt. Diese starke Wellenlängenabhängigkeit der Eindringtiefe von solarer UV-Strahlung in die Stratosphäre wurde bereits von Herzberg (1965) bemerkt. An dieser Stelle soll kurz auf die chemischen Eigenschaften von Sauerstoff und Ozon eingegangen werden, welche eine entscheidende Rolle für die Erwärmung der Mittleren Atmosphäre spielen (vgl. Abb. 3.3b).

Die Charakteristika von Sauerstoff und Ozon

Das Sauerstoffmolekül besitzt die Eigenschaft, UV-Strahlung zu absorbieren (Abb. 3.4b und 3.5) und durch Photolyse in zwei Sauerstoffatome aufzuspalten (z. B. Brasseur und Solomon, 1984):

$$O_2 + h\nu(\lambda < 242\ nm) \rightarrow O + O. \tag{3.32}$$

Die absorbierte Energie wird als kinetische Energie der beiden Dissoziationsprodukte abgeführt und in der Luft als Wärme dissipiert. Der atomare Sauerstoff kann wieder zu einem Sauerstoffmolekül rekombinieren, allerdings ist hierfür ein Stoßpartner (M) notwendig, der die überschüssige Energie aufnimmt:

[9] Für einen schwarzen Körper ist die Emissivität genau wie die Absorption stets eins. Für dicke Wolken und die meisten Oberflächenmaterialien ist $\varepsilon_\nu \approx 1$ für infrarote Wellenlängen.

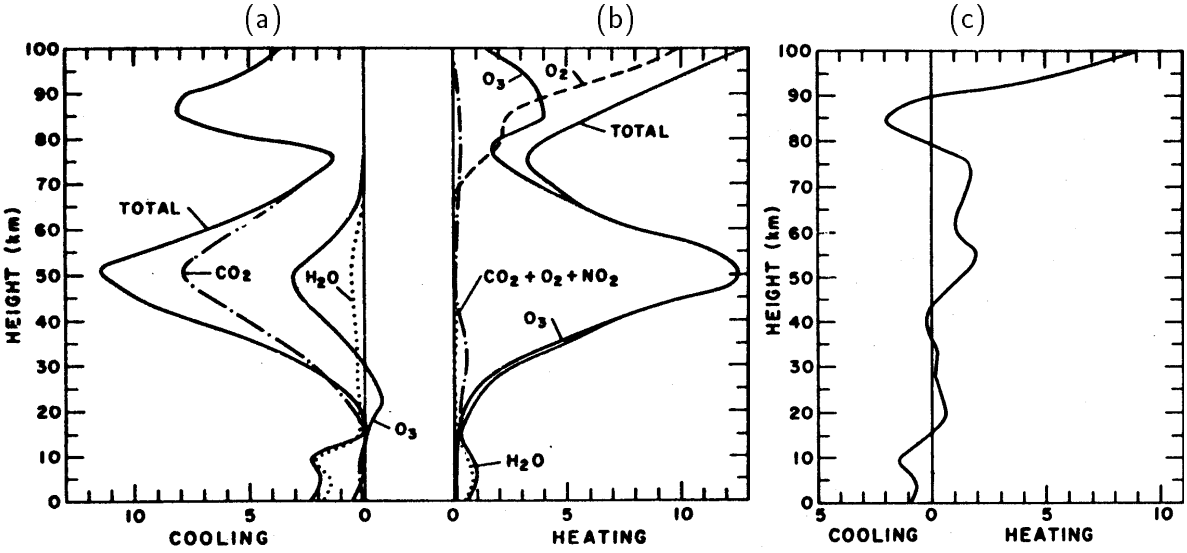

Abbildung 3.3: (a) Global gemittelte Abkühlungs- und (b) Erwärmungsraten (K/d) für einzelne strahlungsaktive Gase; (c) Nettoerwärmungsrate (K/d) (London, 1980).

$$O + O + M \rightarrow O_2 + M. \tag{3.33}$$

Atomarer Sauerstoff kann aber auch mit molekularen Sauerstoff zu einer Ozonproduktion führen:

$$O + O_2 + M \rightarrow O_3 + M, \tag{3.34}$$

$$Netto: \quad 3O_2 \rightarrow 2O_3. \tag{3.35}$$

Wie das Sauerstoffmolekül besitzt auch das Ozonmolekül die Eigenschaft, die solare UV-Strahlung und sogar die sichtbare Strahlung zu absorbieren (Abb. 3.4b und 3.5) und durch Photolyse ein Sauerstoffatom abzuspalten. Dieses Sauerstoffatom befindet sich nach der Abspaltung durch UVB-Strahlung (280-315 nm; vgl. Abschnitt 1.4.1) in einem elektronisch angeregten Zustand $O(^1D)$ und nach der Abspaltung durch sichtbares Licht im Grundzustand $O(^3P)$ (z. B. Brönnimann, 2002):

$$O_3 + h\nu(\lambda < 1140\ nm) \rightarrow O_2 + O(^3P), \tag{3.36}$$

$$O_3 + h\nu(\lambda < 310\ nm) \rightarrow O_2 + O(^1D). \tag{3.37}$$

Maximale Ozonabsorption tritt bei 255 nm in der Hartley-Bande (siehe Abb. 3.5 und Tab. 3.1) auf. Im Grundzustand kann der atomare Sauerstoff wieder mit einem Sauerstoffmolekül zu Ozon rekombinieren. Befindet sich das Sauerstoffatom in einem angeregten Zustand, kann es durch die Kollisionen mit unreaktiven Molekülen (M) wieder den Grundzustand erreichen und danach ebenfalls mit einem Sauerstoffmolekül zu Ozon rekombinieren (vgl. auch Gl. 3.34):

$$O_2 + O(^3P) + M \rightarrow O_3 + M, \tag{3.38}$$

$$O(^1D) + M \rightarrow O(^3P) + M. \tag{3.39}$$

In der Summe stellt die Photolyse und die anschließende Rekombination also keinen Verlustmechanismus für das Ozon dar, obwohl die solare UV-Strahlung durch diese Reaktionssequenz maßgeblich reduziert wird.

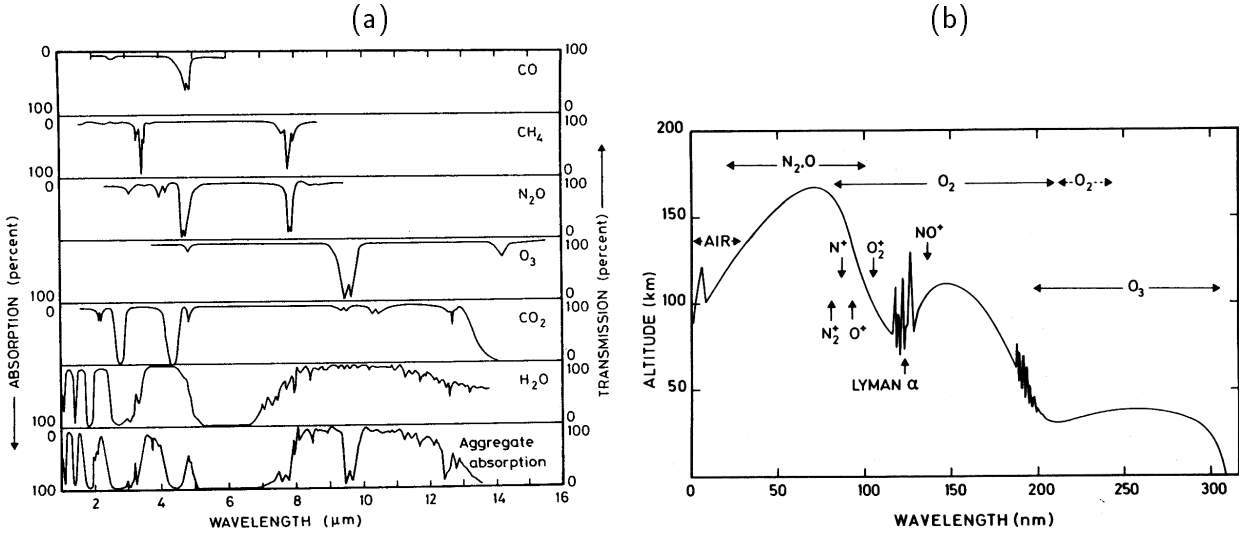

Abbildung 3.4: (a) Spektrale Verteilung der Absorption verschiedener atmosphärischer Gase von der Erdoberfläche bis Unendlich. Untere Abbildung: gemeinsamer Effekt aller Gase. (b) Eindringtiefe der solaren UV-Strahlung in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Die angegebene Höhe entspricht einer Abschwächung um 1/e. Die Hauptabsorber und Ionisierungsgrenzen sind ebenfalls angegeben. (Brasseur und Solomon, 1984)

Durch die Stoßreaktion zwischen einem Sauerstoffatom und einem Ozonmolekül kommt es zur Ozonzerstörung:

$$O + O_3 \rightarrow 2O_2, \tag{3.40}$$

$$Netto: \quad 2O_3 \rightarrow 3O_2. \tag{3.41}$$

In der Stratosphäre stellt sich ein photochemisches Gleichgewicht zwischen Ozonbildung (Gl. 3.35) und Ozonzerstörung (Gl. 3.41) ein. Dieser Zyklus wird nach seinem Entdecker Chapman-Zyklus genannt (Chapman, 1930), ist höhenabhängig und in der mittleren Stratosphäre am wichtigsten. Ozon ist wie fast alle drei- und mehratomigen Moleküle, auch ohne Beteiligung von chemischen Reaktionen „strahlungsaktiv". Es absorbiert und emittiert IR-Strahlung im Bereich von 9,6 und 14,1 μm. Dieser Effekt wird durch bestimmte Vibrationszustände des Moleküls verursacht. Ozon emittiert außerdem, genau wie andere Spurengase, elektromagnetische Strahlung im Mikrowellenbereich. Dies ist auf Übergänge zwischen Rotationszuständen des Moleküls zurückzuführen (vgl. auch Abb. A.2). Auf die katalytischen Ozonzerstörungsprozesse, welche vielfältiger und komplexer als die Bildungsprozesse sind, wird hier nicht eingegangen.

Die stärkste Erwärmung (im Mittel ca. 12 Kelvin pro Tag (K/d)) findet man aufgrund der Absorption von Ozon in Stratopausenhöhe (50 km) (siehe Abb. 3.3b). Die Ozonabsorption von UV-Strahlung in den Hartley (243.902-277.778 nm) und Huggins (277.778-362.500 nm) Bändern stellt die Hauptwärmequelle der Stratosphäre und Mesosphäre dar (Brasseur und Solomon, 1984) (vgl. auch Abb. 3.4b und 3.5) und führt zu einer maximalen Erwärmung von 18 K/d in der Nähe des Sommerpols. Die Absorption von molekularem Sauerstoff und Ozon im Herzberg Kontinuum (206.186-243.902 nm) trägt nur geringfügig zur Erwärmung der Stratosphäre bei, genauso wie die schwache Absorption von Sauerstoff in der Mesosphäre. Oberhalb von 75-80 km Höhe trägt die Absorption durch molekularen Sauerstoff (vgl. auch Abb. 3.4 und 3.5) in den Schumann-Runge Bändern (175-205 nm) und im Schumann-Runge Kontinuum

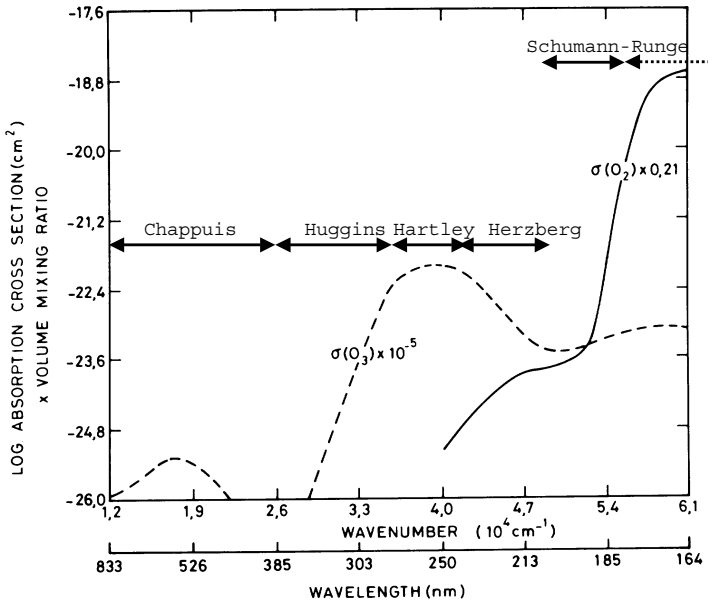

Abbildung 3.5: Relativer Beitrag von Ozon und Sauerstoff zur atmosphärischen Absorption für Wellenlängen zwischen 164 und 833 nm (Brasseur und Solomon, 1984). Die Abbildung wurde durch die Kennzeichnung der einzelnen Absorptionsbanden ergänzt.

(125-175 nm) zur Erwärmung bei und spielt eine bedeutende Rolle für den atmosphärischen Wärmehaushalt in der unteren Thermosphäre (Abb. 3.3b,c). Die starke Erwärmung durch Ozonabsorption im Stratopausenbereich wird ausgeglichen durch eine maximale Abkühlungsrate in derselben Höhe aufgrund von IR-Emission (15 μm Strahlungsbande[10]) von Kohlenstoffdioxid (Abb. 3.3a und Abb. 3.4). Die IR-Emission von Ozon im 9,6 μm Band liefert einen weiteren Beitrag zur IR-Abkühlung in der Mittleren Atmosphäre. Im Mittel befindet sich die Stratosphäre also im Strahlungsgleichgewicht (Abb. 3.3c). In der Troposphäre hingegen dominiert Wasserdampf[11] und trägt durch die Emission langwelliger Strahlung (im 6,3 μm Band) zu einer Nettoabkühlung von 1 K/d bei, während in der unteren Stratosphäre eine geringfügige Erwärmung durch Ozonabsorption im IR-Bereich zu erkennen ist (Abb. 3.3a). In der unteren Stratosphäre wird die Absorption von sichtbarem Licht durch Ozon in den Huggins und Chappuis (362.500-852.500 nm) Banden wichtig (vgl. auch Abb. 3.5) genauso wie die Ozonabsorption im Chappuis Band in der Troposphäre, die sogar zu Photodissoziation am Erdboden führt.

In der Mesosphäre und unteren Thermosphäre ergeben sich mit Ausnahme der Mesopausenregion, in der die CO_2-Emission dominiert und zu einer Nettoabkühlung führt, im globalen Mittel Nettoerwärmungsraten aufgrund der Absorption von solarer Strahlung durch O_3 und O_2 (Abb. 3.3c). Ob die Mesosphäre tatsächlich vom Strahlungsgleichgewichtszustand abweicht oder ob die berechneten Nettoerwärmungsraten auf ungenügende Approximationen oder Unsicherheiten, wie z. B. die verwendeten spektroskopischen Daten, die Temperaturverteilung oder die Bestimmung der Absorbermenge, in den Strahlungsmodulen zurückzuführen ist, lässt sich auch im Hinblick auf die Größenordnung der Ergebnisse nicht eindeutig sagen (vgl. Andrews et al., 1987).

[10] Da CO_2 ein linear symmetrisches Molekül ist, hat es keine Rotationsbande und absorbiert maximal im Bereich von 2, 3 und 4 μm und im Bereich von 13-17 μm (Peixoto und Oort, 1992).

[11] Wasserdampf hat eine einzige Rotationsbande, die bei 14 μm anfängt und ein Maximum bei 65 μm hat, sowie einige Schwingungs-Rotationsbanden im Bereich von 1-8 μm (Peixoto und Oort, 1992).

Die Temperaturänderung mit der Zeit aufgrund von Absorptionprozessen (diabatische Heizrate Q_{diab}[12]), engl. „heating rate“) erhält man durch Integration der vertikalen Strahlungsflussdivergenz über alle Frequenzen (Brasseur und Solomon, 1984):

$$Q_{diab} = \frac{dT}{dt} = \frac{\cos\theta}{\rho c_p} \int_\nu \frac{dF_{s,\nu}}{dz} d\nu. \tag{3.42}$$

Der ankommende solare Fluss, bei dem nur die Effekte der Absorption von O_3 und O_2 berücksichtigt sind, ist gegeben durch:

$$F_{s,\nu} = F_{s,\nu}(\infty) e^{-\sigma(O_3)\int_z^\infty n(O_3)dz' + \sigma(O_2)\int_z^\infty n(O_2)dz'} \sec\theta, \tag{3.43}$$

und damit abhängig von der Absorberkonzentration n, dem Absorptionsquerschnitt σ und dem Sonnenzenitwinkel θ. Für die Erwärmungsrate (Gl. 3.42) ergibt sich also:

$$Q_{diab} = \frac{dT}{dt} = \frac{1}{\rho c_p}[n(O_3)\int_\nu \sigma(O_3)F_{s,\nu}d\nu + n(O_2)\int_\nu \sigma(O_2)F_{s,\nu}d\nu]. \tag{3.44}$$

Bei einer Parametrisierung der atmosphärischen Heizraten, die im Folgenden für das Strahlungsmodul des FUB-CMAM beschrieben wird, ist insbesondere auch die starke Wellenlängenabhängigkeit der Absorptionsquerschnitte (vgl. Abb. 3.5) zu berücksichtigen. Diese spektroskopischen Daten sind allerdings mit Unsicherheiten behaftet, die wiederum die Genauigkeit der Strahlungsparametrisierung beeinflussen.

3.2.2 Strahlungsmodul

Das FUB-CMAM enthält eine umfassende Strahlungsparametrisierung in der Troposphäre und Mittleren Atmosphäre, die im Vergleich zum ECHAM Modell besonders in der Mittleren Atmosphäre eine verfeinerte Auflösung der Spektralbereiche, die für größere Höhen wichtig sind, enthält (z. B. Langematz, 2000) (siehe Tab. 3.1). Im langwelligen Spektralbereich wird für die Absorption und Emission durch O_3, CO_2 und H_2O das Morcrette–Schema (Morcrette, 1991) unterhalb von Modellfläche 7 verwendet (1. und 4. Strahl von rechts in Abb. 3.6). Im Morcrette Schema wird für die Berechnung der langwelligen Strahlungsflüsse eine Breitband-Fluss-Emissionsmethode mit sechs spektralen Intervallen für CO_2, H_2O, O_3 und Aerosole benutzt. Zusätzlich ist die Streuung und Absorption von Wolken eingeschlossen. In der Mesosphäre, oberhalb von 60 km Höhe (62,5 km $\equiv$ Fläche 6), wird die Abkühlung der Atmosphäre durch die Emission von IR-Strahlung durch einen „Newtonian Cooling“-Ansatz approximiert, der für numerische Stabilität sorgt[13] (linker Strahl in Abb. 3.6). Durch lineare Relaxation wird die Temperatur zu einem vorgegebenen Referenzprofil (im FUB-CMAM wird die CIRA-Klimatologie benutzt) hingezogen (Dickinson, 1973).

[12] Diabatische Prozesse sind durch eine lokale Änderung gekennzeichnet, wie z. B. die hier beschriebene Temperaturänderung aufgrund von Strahlungsabsorption. Ein anderes Beispiel ist die Freisetzung latenter Wärme in der Troposphäre. Adiabatische Temperaturänderungen findet man, wenn Divergenzen und/oder Konvergenzen auftreten, also bei Vertikal- bzw. Horizontalbewegungen von Luftmassen.

[13] Kleine Fehler in der Temperatur könnten bei der Verwendung der Approximation für die langwelligen Strahlungsflüsse (Gl. 3.45), die proportional zu T^4 ist, sehr groß werden.

Band	Gas	Wellenlänge (nm)	alte Spektral-intervalle	neue Spektral-intervalle
		Morcrette (1991)		
SW	O_3	250 - 4000	2	2
		WMO (1986)/ Shine&Rickaby(1989)		
Herzberg Kont.	O_2/O_3	206.186 - 243.902	2	15
Hartley Band	O_3	243.902 - 277.778	2	10
Huggins Band	O_3	277.778 - 362.500	3	18
Chappuis Band	O_3	362.500 - 852.500	1	1
		Strobel (1978)		
Schumann-Runge Kontinuum	O_2	125 - 175	3	3
SR Band	O_2	175 - 205	1	1

Tabelle 3.1: Übersicht der alten und neuen Spektralbanden im kurzwelligen Strahlungsschema des FUB-CMAM. Die für die durchgeführten Modellexperimente angepassten Strahlungsbereiche sind dick gedruckt (deutsche Version von Tab. 1 aus: Matthes et al., 2004).

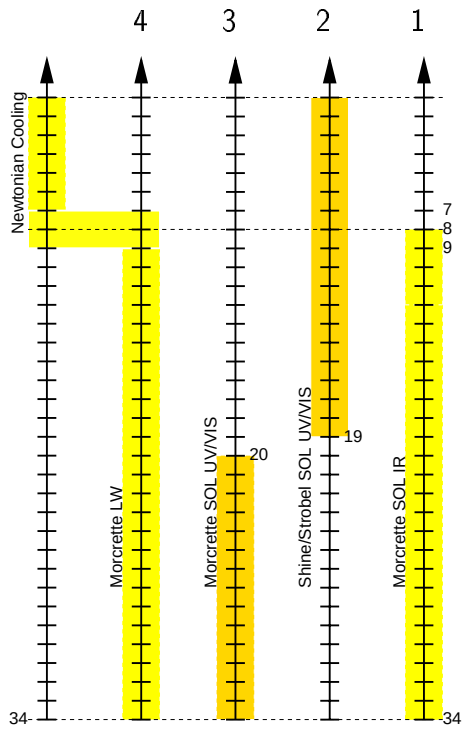

Abbildung 3.6: Schematische Übersicht des im FUB-CMAM verwendeten Strahlungsschemas. Modellschichten vom Oberrand des Modelles (Modellschicht 1) bis zum Erdboden (Modellschicht 34) mit der jeweils verwendeten Strahlungsroutine für die verschiedenen Höhen- und Wellenlängenbereiche.

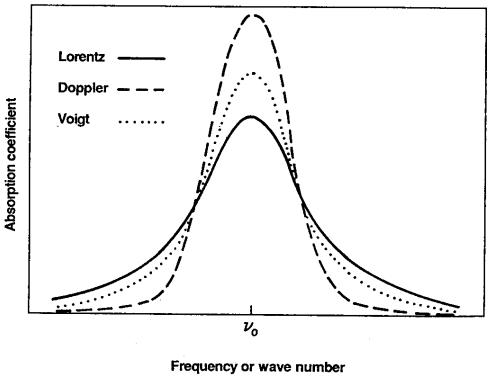

Abbildung 3.7: Lorentz-, Doppler- und Voigt-Linienprofile für gleiche Halbwertsbreiten und Linienstärken (Andrews et al., 1987).

Im kurzwelligen Spektralbereich wird in der Troposphäre und Stratosphäre unterhalb von 18 km ($p < 70$ hPa; Modellflächen 20-34) ebenfalls das Morcrette-Schema mit einem Zweistromverfahren von Fouquart und Bonnel (1980) verwendet, welches mit der Photonenweglängen-Methode die kurzwelligen Strahlungsflüsse in zwei Spektralbanden im UV/VIS (250-680 nm) und im nahen IR Bereich (680-4.000 nm) berechnet (3. Strahl von rechts in Abb. 3.6). Die Parametrisierung berücksichtigt die Absorption und Streuung durch die Gase CO_2, H_2O, O_3 und Aerosole. In der mittleren Atmosphäre oberhalb von 18 km werden die Temperaturtendenzen durch die Absorption solarer Einstrahlung an O_3 und O_2 in acht Spektralintervallen von 206,186–852,500 nm (siehe Tab. 3.1) mit der Parametrisierung von Shine und Rickaby (1989) und für Wellenlängenbereichen von 125–175 nm nach dem Modell von Strobel (1978) für O_2 berechnet (2. Strahl von rechts in Abb. 3.6). Beide genannten Verfahren berechnen die Schwächung des an der Atmosphärenobergrenze ankommenden spektralen solaren Strahlungsflusses in der Atmosphäre durch die Hauptabsorberbanden der Gase in Abhängigkeit von der Absorberkonzentration und dem Sonnenstand (vgl. Abschnitt 3.2.1). Die Strahlungsflüsse aus dem Shine und Rickaby (1989) (SR)-Schema werden in 70 hPa an das entsprechende spektrale Interval des Fouquart und Bonnel (1980) (FB)-Schemas übergeben und die rückgestreuten Strahlungsflüsse des FB-Schemas gehen wiederum als untere Randbedingung in das SR-Schema ein. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Sonnenexperimente wurde die Parametrisierung der kurzwelligen Strahlungsflüsse modifiziert (siehe Abschnitt 3.2.3).

Absorptionslinienbreite

Durch die Kollision von emittierenden und nichtemittierenden Molekülen oder den Dopplereffekt (engl. „Doppler broadening“)[14] kann es zu einer Verbreiterung der Spektrallinien von Emissions- und Absorptionsspektren kommen. Zur Beschreibung der Linienbreite unterhalb von 30 km wird das sogenannte Lorentz-Profil benutzt, bei dem die Halbwertsbreite der Spektrallinie direkt proportional zum Druck und indirekt proportional zur Wurzel aus der Temperatur ist. In der oberen Stratosphäre und Mesosphäre wird der Doppler Effekt allerdings so wichtig, dass beide Verbreiterungsprozesse (Druck- und Doppler-Verbreiterung) in Betracht

[14] Die Moleküle, die sich mit einer Geschwindigkeit v auf einen Beobachter zu oder von ihm wegbewegen, scheinen bei höheren bzw. niedrigeren Frequenzen zu emittieren (Peixoto und Oort, 1992).

gezogen werden müssen und das sogenannte Voigt-Profil seine Anwendung findet (siehe Abb. 3.7). Ein Vergleich von Lorentz- und Doppler-Linienprofil (Abb. 3.7) zeigt, dass bei gleicher Halbwertsbreite und Linienintensität die Doppler-Verbreiterung zu einer stärkeren Absorption in der Nähe des Linienzentrums führt, während die Absorption beim Lorentz-Profil in den Flügeln stärker ist. In einem Höhenbereich zwischen 50 und 70 km ist der Einfluss von Druck- und Doppler-Verbreiterung ungefähr gleichbedeutend, weshalb das Voigt-Linienprofil in der IR Morcrette-Strahlung des FUB-CMAM eingebaut worden ist.

Die strahlungsbedingte Erwärmungsrate Q_{diab} berechnet sich aus der vertikalen Strahlungsflussdivergenz (vgl. Gl. 3.42), wobei die Strahlungsflüsse aus der Lösung der SÜG (Abschnitt 3.2.1) gewonnen werden. Die Lösung der SÜG ist allerdings sehr rechenzeitintensiv und wird daher nicht für jeden Zeitschritt, sondern nur alle zwei Stunden in sogenannten „full-radiation steps“ an jedem Gitterpunkt durchgeführt. Um die Änderung der Temperatur und des Sonnenzenitwinkels für jeden Zeitschritt zu berücksichtigen, definiert man eine effektive Emissivität ϵ_e und Transmission τ_e, aus denen man den langwelligen Strahlungsfluss F_t und solaren Strahlungsfluss F_s zum aktuellen Zeitschritt erhält:

$$F_t = \epsilon_e \pi B(T), \tag{3.45}$$

$$F_s = \tau_e S_0, \tag{3.46}$$

wobei $B(T)$ die von der aktuellen Temperatur abhängige Planck Funktion ist und S_0 der mit dem Sonnenzenitwinkel variierende solare Fluss am Oberrand der Atmosphäre. Die kurzwelligen Strahlungsflüsse werden zu jedem Zeitschritt aus τ_e und dem aktuellen Sonnenzenitwinkel berechnet, die langwelligen Strahlungsflüsse aus ϵ_e und der aktuellen Temperatur. ϵ_e und τ_e werden nur alle zwei Stunden neu berechnet und zwischendurch konstant gehalten. Die Bestimmung der kurz- und langwelligen Strahlungsflüsse (F_s und F_t) erfolgt in jeder Modellschicht. Die vertikale Divergenz der Flüsse (vgl. auch Gl. 3.42) besagt, wieviel Strahlung in einer Schicht absorbiert wurde und ist proportional zur Erwärmungsrate $Q_{diab,z}$ in dieser Schicht:

$$Q_{diab,z} = \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial (F_s + F_t)}{\partial z}. \tag{3.47}$$

Die beschriebenen Modellparametrisierungen stellen eine Verbesserung der Modellklimatologie dar, die in Langematz und Pawson (1997) beschrieben wurde. Eine realistischere Berechnung der Strahlungsflüsse wurde durch die Einführung des Voigt-Linienprofiles und durch das Anheben der Newtonian-Cooling-Parametrisierung von vorher 30 km auf nun 60 km Höhe erzielt (Langematz, 2000). Durch die Verbesserung der zugrundeliegenden Physik konnte die Modellklimatologie verbessert werden, welche vorher zu hohe Temperaturen in der Polarregion im Winter aufwies („warm-bias“) und nun wie alle anderen GCMs, einen „cold-bias“ besitzt (z. B. Pawson et al., 2000) (vgl. auch Abschnitt 3.4).

Spektralbereich	alt (Shine und Rickaby, 1989)	neu (WMO, 1986) (nm)
Herzberg: 206,186–243,902 nm (WMO Band 18-32)	Q_{Hz}=F_1 $(\sigma(O_2)_1[O_2]+\sigma(O_3)_1[O_3])$ $\times$ $e^{-(\sigma(O_2)_1 N_2+\sigma(O_3)_1 N_3)}$ $+F_2(\sigma(O_2)_2[O_2]+\sigma(O_3)_2[O_3])$ $\times$ $e^{-(\sigma(O_2)_2 N_2+\sigma(O_3)_2 N_3)}$	1. 206,5–208,5 2. 208,5–210,5 3. 210,5–212,5 4. 212,5–215,5 5. 215,5–217,5 6. 217,5–219,5 7. 219,5–222,5 8. 222,5–224,5 9. 224,5–227,5 10. 227,5–229,5 11. 229,5–232,5 12. 232,5–235,5 13. 235,5–237,5 14. 237,5–240,5 15. 240,5–243,5
Hartley: 243,902–277,778 nm (WMO Band 33-42)	Q_{Ha}=$[O_3]$ $\Sigma_{i=1}^{2}$ σ_i F_i $e^{-\sigma_i N_3}$	1. 243,5–246,5 2. 246,5–249,5 3. 249,5–252,5 4. 252,5–256,5 5. 256,5–259,5 6. 259,5–262,5 7. 262,5–266,5 8. 266,5–270,5 9. 270,5–273,5 10. 273,5–277,5
Huggins: 277,778–362,5 nm (WMO 43-60)	Q_{Hu}=$[O_3]\Sigma_{i=1}^{3}$ σ_i F_i $e^{-\sigma_i N_3}$	1. 277,5–281,5 2. 281,5–285,5 3. 285,5–289,5 4. 289,5–294,5 5. 294,5–298,5 6. 298,5–302,5 7. 302,5–307,5 8. 307,5–312,5 9. 312,5–317,5 10. 317,5–322,5 11. 322,5–327,5 12. 327,5–332,5 13. 332,5–337,5 14. 337,5–342,5 15. 342,5–347,5 16. 347,5–352,5 17. 352,5–357,5 18. 357,5–362,5
Chappuis: 407,5–852,5 nm (WMO Band 70-158)	Q_{Ch}=$[O_3]$ σ F $e^{-\sigma N_3}$	–

Tabelle 3.2: Vergleich der alten Shine und Rickaby (1989) und der neuen Strahlungsparametrisierung nach WMO (1986).

3.2.3 Weiterentwicklung des Strahlungsmoduls

Für die Simulation des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus mit dem FUB-CMAM ist eine Anpassung der kurzwelligen Strahlungsflüsse notwendig. Prinzipiell müsste der solare Fluss am Oberrand der Atmosphäre für Sonnenfleckenmaximum- und -minimumbedingungen dafür nur über die entsprechenden Wellenlängenintervalle des Strahlungsschemas integriert und zu den Flüssen dazuaddiert bzw. von diesen subtrahiert werden. Wie man anhand von Tab. 3.1 sieht, gibt es beispielsweise für die Herzberg- und Hartley-Bande zwei und für die Hugginsbande sogar drei Unterintervalle. Die Rekonstruktion dieser Unterintervalle war nicht möglich und führte gemeinsam mit der Notwendigkeit bei der Berechnung von Strahlungsflüssen eine hohe spektrale Auflösung zu verwenden zu einer neuen Parametrisierung der Wellenlängenbereiche für die Herzberg-, Hartley- und Hugginsbanden unter Verwendung der optischen Parameter aus WMO (1986). Die ursprüngliche Parametrisierung von Shine und Rickaby (1989) stützte sich ebenfalls auf die im WMO-Bericht angegebenen Werte. Da die Absorptionsquerschnitte von O_2 und O_3 sehr stark wellenlängenabhängig sind (vgl. Abb. 3.5), wurden die Unterintervalle des WMO-Berichtes übernommen. Dies führte im kurzwelligen Bereich zu einer verfeinerten Auflösung von vorher 8 auf nun 44 Wellenlängenintervalle (siehe Tab. 3.1). Eine verfeinerte Auflösung für die Chappuis-Bande wurde ebenfalls getestet, allerdings nach einer Abwägung der benötigten Rechenzeit gegenüber der Effektivität der besseren Auflösung wieder verworfen. Bevor mit der Experimentengestaltung für die Sonnenexperimente angefangen wurde, wurde die verfeinerte Auflösung des kurzwelligen Spektralbereiches für die Herzberg-, Hartley-, Huggins- und Chappuis Bande implementiert und getestet. In Tab. 3.2 sind die alte und neue Parametrisierung gegenübergestellt. Den entsprechenden Spektralbereich erkennt man an der linken Spalte, zusätzlich ist die Nummerierung der Bandenbereiche aus dem WMO-Bericht angegeben. In der mittleren Spalte ist die Parametrisierung der Heizraten Q[15] mit den jeweiligen Unterintervallen nach Shine und Rickaby (1989) angegeben (vgl. auch Tab. 3.1). In die Berechnung der Heizraten gehen die Teilchenkonzentration von zweiatomigem Sauerstoff und Ozon in cm^{-3} ($[O_2]$, $[O_3]$) sowie die dazugehörigen totalen Säulendichten in cm^{-2} (N_2, N_3), der Absorptionsquerschnitt σ in cm^2/Molekül und der solare Fluss am Oberrand der Atmosphäre F in W/m^2 ein (vgl. Abschnitt 3.2.1). In der Herzbergbande sind die überlappenden Absorptionsbanden von Ozon und Sauerstoff berücksichtigt. Für die neue Parametrisierung nach WMO (1986) wurde die Anzahl der spektralen Unterintervalle für die einzelnen Banden erhöht, wobei die Grenzen der Unterintervalle in der rechten Spalte von Tab.3.2 angegeben sind. Der Rechenzeitverbrauch hat sich mit der verfeinerten Auflösung für einen Monat von vorher 4,7 cpuh auf 5,6 cpuh, also um ca. 20% gesteigert. Der Test mit einer verfeinerten Auflösung in der Chappuis-Bande sowie einer genaueren Parametrisierung der Strobel-Banden ergab einen Anstieg des Rechenzeitverbrauches auf fast 10 cpuh pro Modellmonat und wurde unter anderem (vgl. auch Abschnitt 3.3.1) deshalb wieder verworfen.
Mit der neuen Strahlungsparametrisierung wurden eine Reihe von kurzen Testintegrationen durchgeführt. Da sich die kurzwellige Erwärmungsrate schon nach einigen Zeitschritten eingestellt hat, war es ausreichend das Modell jeweils nur einen knappen Monat (20 Tage) zu integrieren. Abb. 3.8 gibt einen Überblick über die Genauigkeit der verfeinerten neuen Strahlungsparametrisierung im Vergleich zur ursprünglichen von Shine und Rickaby (1989). Die Abweichungen zwischen den beiden Parametrisierungen sind minimal ($\pm$0,02 bis 0,04 K) und

[15] Um die Heizrate in Kelvin pro Sekunde zu erhalten, werden die Werte von Q noch mit $10^2/(\rho c_p)$ multipliziert (Shine und Rickaby, 1989); ρ ist die Dichte der Luft und c_p die spezifische Wärme der Luft bei konstantem Druck; 10^2 sorgt für eine Konvertierung der Flussdivergenz von cm^{-1} in m^{-1}.

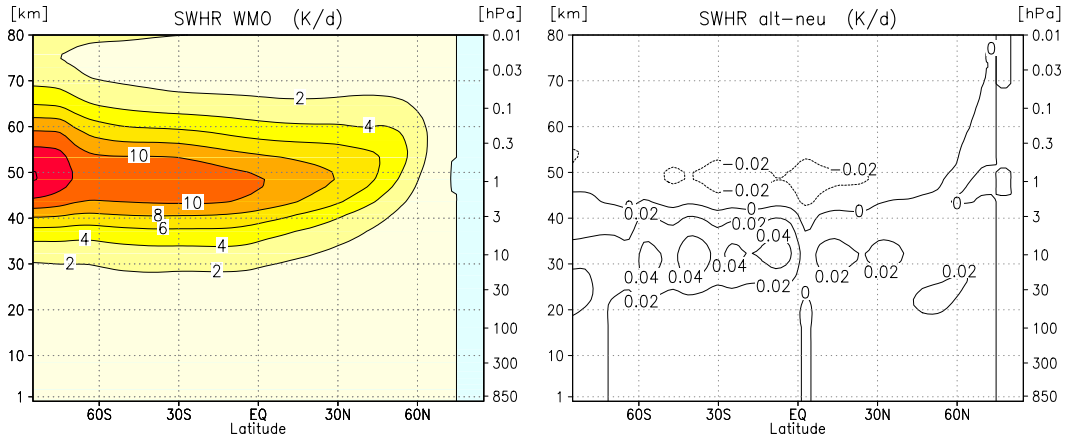

Abbildung 3.8: Links: Absolutwert der kurzwelligen Erwärmungsrate (SWHR) nach der neuen Parametrisierung (basierend auf WMO (1986)) für den Bereich der alten Shine und Rickaby (1989) Parametrisierung, Isolinienabstand: 2 K/d. Rechts: Differenz zwischen der alten und neuen Parametrisierung für diesen Bereich, Isolinienabstand: 0,002 K/d.

zeigen, dass die neue, verfeinerte Parametrisierung richtig eingebaut wurde und daher ohne Probleme für die geplanten Sonnenexperimente benutzt werden kann. Shine und Rickaby (1989) geben in ihrer Veröffentlichung einen Vergleich zwischen der WMO (1986) Referenzberechnung und ihrer Parametrisierung an, der im Bereich von +0,02 und +0,04 K in der tropischen und subtropischen oberen Stratosphäre und unteren Mesosphäre liegt und damit vergleichbar zu den Differenzen in Abb. 3.8 ist. In den hohen Breiten der Sommerhemisphäre treten Unterschiede zwischen +0,04 und -0,08 K auf. Für das Strobel-Schema wurde ebenfalls ein Test mit einer feiner aufgelösten Parametrisierung gemacht, um die Änderungen der Strahlungsflüsse für den 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus auch für diese Wellenlängenbereiche einbauen zu können. Dieser Test ergab jedoch einen größeren Unterschied zwischen alter und neuer (feiner aufgelöster) Parametrisierung als die Änderung, die man zwischen Sonnenfleckenmaximum und -minimum bekommen würde. Deswegen wurde auf eine verfeinerte Auflösung in diesen Wellenlängenbereichen verzichtet. Bereits Strobel (1978) weist in seiner Veröffentlichung der Strahlungsparametrisierung daraufhin, dass die Genauigkeit der Parametrisierung um ± 20% schwankt und somit größer ist als die Variabilität des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus (vgl. Abschnitt 1.5.2).
Die Verfeinerung der kurzwelligen Strahlungsparametrisierung stellt eine wesentliche Verbesserung für die Repräsentation des Strahlungstransfers in der Mittleren Atmosphäre dar und wird in solcher Form in anderen GCMs wegen des hohen Rechenzeitverbrauches nicht verwendet. Für das FUB-CMAM wurde ein Kompromiss zwischen Rechenzeit und Genauigkeit der Parametrisierung gewählt, um die notwendige Verfeinerung einbauen zu können.
Nachdem einige Teile des kurzwelligen Strahlungsschemas für die Durchführung der Sonnenexperimente nachvollzogen, erweitert und getestet wurden, konnte mit der eigentlichen Vorbereitung der Sonnenexperimente begonnen werden.

3.3 Experimentbeschreibung

Um den 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus im FUB-CMAM simulieren zu können, wurden sowohl die kurzwelligen Strahlungsflüsse (und damit die kurzwelligen Erwärmungsraten) als auch die Ozonverteilung für Sonnenfleckenmaximum und -minimum Bedingungen angepasst. Es wurde eine Reihe von verschiedenen Gleichgewichtsläufen, d.h. Integrationen unter konstanten Sonnenfleckenmaximum bzw. -minimum Bedingungen durchgeführt, die in Tab.3.3 aufgelistet sind. Ein realistischer, sich zeitlich ändernder 11-jähriger Sonnenfleckenzyklus ist im Moment aufgrund von immer noch begrenzten Computerkapazitäten nicht möglich, da man mindestens 100 Modelljahre für eine statistische Auswertung bräuchte. Alle Experimente wurden mit einem Jahres- und Tagesgang integriert und benutzten klimatologische Monatsmittel der Meeresoberflächentemperaturen (AMIP I: 1979-1994), so dass variable Phänomene wie ENSO hier keine Berücksichtigung finden.
Alle in Tabelle 3.3 genannten Modellexperimente wurden auf einem Vektorrechner (Cray J932, crassus), die Auswertungen zum Teil auf dessen Vorrechner (SUN SPARCstation Ultra-60, ufer), und ein anderer Teil auf dem neuen Parallelrechner des Höchstleistungs-Rechnerverbundes Nord (HLRN) am Konrad–Zuse–Zentrum für Informationstechnik Berlin (ZIB) durchgeführt. Da der Vektorrechner des ZIBs im Juli 2002 außer Betrieb genommen und durch einen Parallelrechner ersetzt wurde, konnten die letzten vier Experimente leider nur 15 Jahre integriert werden. Das FUB-CMAM ist in Cray-Fortran programmiert und damit zur Zeit auf keiner anderen als einer Cray-Maschine lauffähig. Die beiden ersten Experimentenpaare sind im Rahmen des EU-Projektes SOLICE (Solar Influences on Climate and the Environment) entstanden, während sich die vier letzten Experimente als Folgearbeit aus den ersten Simulationen ergaben.

Experimentname	Wind in äquatorialer unterer Stratosphäre	Strahlung und Ozon	Länge der Integration (Jahre)
kwsomax	schwach Ost	Maximum	20
kwsomin	schwach Ost	Minimum	20
kwqbomax	künstlich West	Maximum	20
kwqbomin	künstlich West	Minimum	20
kwmawqbof	West	Maximum	15
kwmiwqbof	West	Minimum	15
kwmaeqbof	Ost	Maximum	15
kwmieqbof	Ost	Minimum	15

Tabelle 3.3: Übersicht der verschiedenen ausgewerteten Experimentenpaare (jeweils Sonnenfleckenmaximum und -minimum) mit dem FUB-CMAM (Version: T21L34). Die Anordnung der Experimente von oben nach unten kennzeichnet gleichzeitig die zeitliche Abfolge ihrer Durchführung.

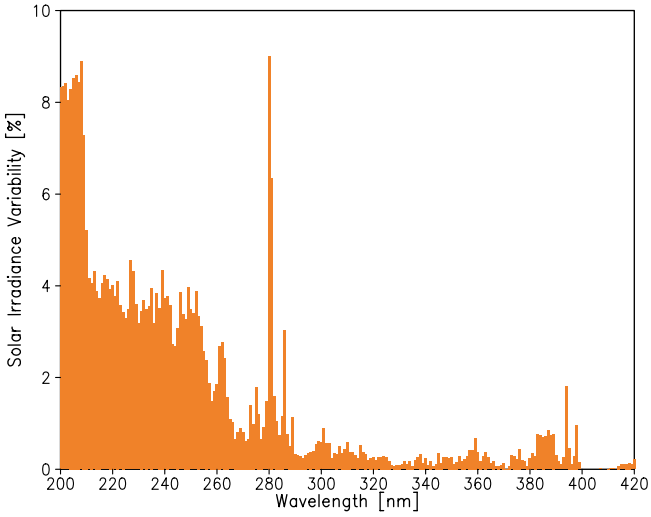

Abbildung 3.9: Prozentuale Strahlungsänderungen während eines 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus für den Wellenlängenbereich von 200 bis 420 nm, der bei den Modellexperimenten geändert wurde (Daten von Lean et al., 1997) (Fig. 3 aus Labitzke und Matthes, 2003).

3.3.1 Strahlungsflussänderungen

Erst seit kurzer Zeit kann man den 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus realistischer in GCMs modellieren, da man seit der Satellitenära genauere und wellenlängenabhängige Messungen der solaren Einstrahlung hat (siehe auch Abschnitt 1.5.2 sowie Tab. 1.5). Basierend auf Satellitenbeobachtungen für September 1986 (Sonnenfleckenminimum) und November 1989 (Sonnenfleckenmaximum), wurden die Variationen der spektralen Einstrahlung im Wellenlängenbereich von 119,5 bis 419,5 nm abgeschätzt (Auflösung von 1 nm) und von J. Lean zur Verfügung gestellt (vgl. auch Abschnitt 1.5.2). Die spektralen Flüsse für Sonnenfleckenmaximum und -minimum Bedingungen wurden für die entsprechenden Wellenlängenintervalle der neuen Strahlungsparametrisierung (vgl. Tab. 3.2) integriert und jeweils die Hälfte ihrer absoluten Differenzen zu den ursprünglichen Flüssen addiert für Maximum- bzw. subtrahiert für Minimumbedingungen. Die vorgegebenen Änderungen sind in Abb. 3.9 prozentual dargestellt. Es wurden zwei separate Experimente für das Sonnenfleckenmaximum und -minimum durchgeführt (Tab. 3.3), um ein zusätzliches Kontrollexperiment mit der neuen Strahlungsparametrisierung zu vermeiden. Andere Modellgruppen nahmen oft einen bereits existierenden Kontrolllauf als Minimumexperiment und führten eine Simulation für Maximumbedingungen durch. Für die weitere Auswertung der Experimente spielt das aber keine Rolle, da man sich nur für die Differenzen zwischen dem Maximum- und dem Minimumexperiment interessiert und die hier durchgeführten Experimente gut mit Simulationen von anderen Gruppen übereinstimmen (Matthes et al., 2003). Für die Wellenlängen von 200 bis 420 nm wurden die solaren Strahlungsflussänderungen nach Lean et al. (1997) eingebaut und damit die für die kurzwelligen Erwärmungsraten der Stratosphäre besonders wichtigen Spektralbereiche berücksichtigt[16]. Änderungen in der Absorption des sichtbaren Lichtes an der Erdoberfläche wurden somit vernachlässigt, da die festen Meeresoberflächentemperaturen sowieso eine realistische

[16] Für die Chappuis-Bande konnten die Strahlungsflussänderungen nur für die ersten beiden Banden berechnet werden, so dass der solare Fluss in der Chappuis-Bande nur geringfügig geändert wurde.

Simulation dieses Effektes überdecken. Für kürzere Wellenlängen (<200 nm) wurden keine Strahlungsflussänderungen eingebaut, da sich beim Test des Strobel-Schemas, mit welchem diese Wellenlängen parametrisiert sind, keine signifikanten Unterschiede ergaben. Außerdem ist die Absorption von molekularem Sauerstoff im Bereich der Modelldomäne nicht ganz so wichtig wie weiter oben. Im SW-Morcrette Schema wurden keine Änderungen eingebaut, da die geänderten Strahlungsflüsse aus dem Shine und Rickaby (1989)-Schema dort einfließen. Die Lyman-alpha Linie, in der die solare Variabilität mit dem 11-jährigen Zyklus bis zu 60% betragen kann, ist nicht im Strahlungsmodul enthalten, da diese Effekte nur für die Mesosphäre und Thermosphäre von Bedeutung sind und bei einem Modellbereich bis 83 km Höhe vernachlässigt werden können. Um konsistent zu den spektralen Änderungen des solaren Flusses zu sein, wurde der Wert der Solarkonstanten im Modell (1367 W/m^2) ebenfalls für Sonnenfleckenmaximum und -minimum Bedingungen angepasst (vgl. auch Abschnitt 1.5.2).

3.3.2 Ozonänderungen

Die hier benutzte Version des FUB-CMAM verlangt die Vorgabe einer Ozonklimatologie (aktualisierte Version von: Fortuin und Langematz, 1994), welche für die Sonnenexperimente entsprechend angepasst wurde. Die prozentualen Ozonänderungen aufgrund der geänderten Sonneneinstrahlung im Sonnenfleckenmaximum und -minimum nach Lean et al. (1997) wurden offline mit einem voll interaktiven zwei-dimensionalen Strahlungs-Chemie-Transport Modell am Imperial College in London berechnet und von J. Haigh zur Verfügung gestellt (Haigh, 1994) (siehe Abb. 2.11). Diese prozentualen Ozonänderungsfelder wurden auf das Gitter des FUB-CMAM interpoliert und auf das klimatologische Ozonfeld addiert bzw. von diesem subtrahiert, um eine Ozonklimatologie für Sonnenfleckenmaximum und eine weitere für Sonnenfleckenminimum Bedingungen zu konstruieren. Die Problematik dieser berechneten Ozonänderungsverteilung im Vergleich zu anderen Modellen und Beobachtungen wurde bereits in Abschnitt 2.4.2 erläutert.

Die hier verwendeten Strahlungsfluss- und Ozonänderungsdaten sind identisch zu denen, die im Rahmen eines internationalen Modellvergleiches GCM-Reality Intercomparison Project for SPARC (GRIPS) von verschiedenen Modellierungsgruppen benutzt wurden (z. B. Matthes et al., 2003).

3.3.3 Anpassung der äquatorialen Winde

Im klimatologischen Mittel ist das FUB-CMAM, genau wie andere GCMs (z. B. Pawson, 1992; Pawson et al., 2000), nicht in der Lage, eine realistische quasi-zweijährige Schwingung des äquatorialen Windes (QBO) zu reproduzieren, sondern zeigt im Mittel schwache Ostwinde in der äquatorialen unteren Stratosphäre (Abb. 3.10). Eine Erhöhung der Standardauflösung T21L34 entweder in der Vertikalen (L70) oder der Horizontalen (T42) reichte noch nicht aus, um eine interne QBO im FUB-CMAM zu erzeugen (Nissen, 1998; Krüger, 2002). Neuere Arbeiten zeigen, dass für eine spontane Entwicklung einer Modell-QBO eine Schwerewellenparametrisierung, eine ausreichende räumliche Auflösung sowie eine realistische Simulation tropischer Konvektion notwendig sind (z. B. Scaife et al., 2000a; Giorgetta et al., 2002). Trotz einer fehlenden Modell-QBO ist das FUB-CMAM in der Lage, die stratosphärische halbjährliche Schwingung des äquatorialen Windes (SAO) zu simulieren (Müller et al., 1997), wie in Abb. 3.10 zu sehen ist. Bei einem Vergleich der Abb. 3.10 (Modell) mit den Beobachtungen

(Abb. 3.11) fallen einige Unterschiede auf. Als allererstes sieht man deutlich, dass in der unteren Stratosphäre im Modell Ostwinde vorherrschen, während man in Beobachtungen einen Wechsel von Ost- und Westwinden, die QBO, erkennen kann. In der oberen Stratosphäre erkennt man sowohl in Beobachtungen als auch im Modell die SAO. Die Charakteristika der SAO werden im Modell gut wiedergegeben: maximale SAO-Ostwindphasen findet man im Januar und Juli, wobei die stärkere Phase im Januar auftritt, maximale SAO-Westwindphasen treten im Oktober und April/Mai auf, wobei die letztere ebenfalls geringfügig stärker ist. Die Absolutwerte der SAO sind im Modell für die Ostwindphasen allerdings zu stark (im Modell werden −50 bis −60 m/s erreicht, in Beobachtungen im Vergleich dazu nur −40 m/s) und für die Westwindphasen zu schwach (+10 m/s im Vergleich zu den beobachteten Werten von bis zu 20 m/s und mehr).

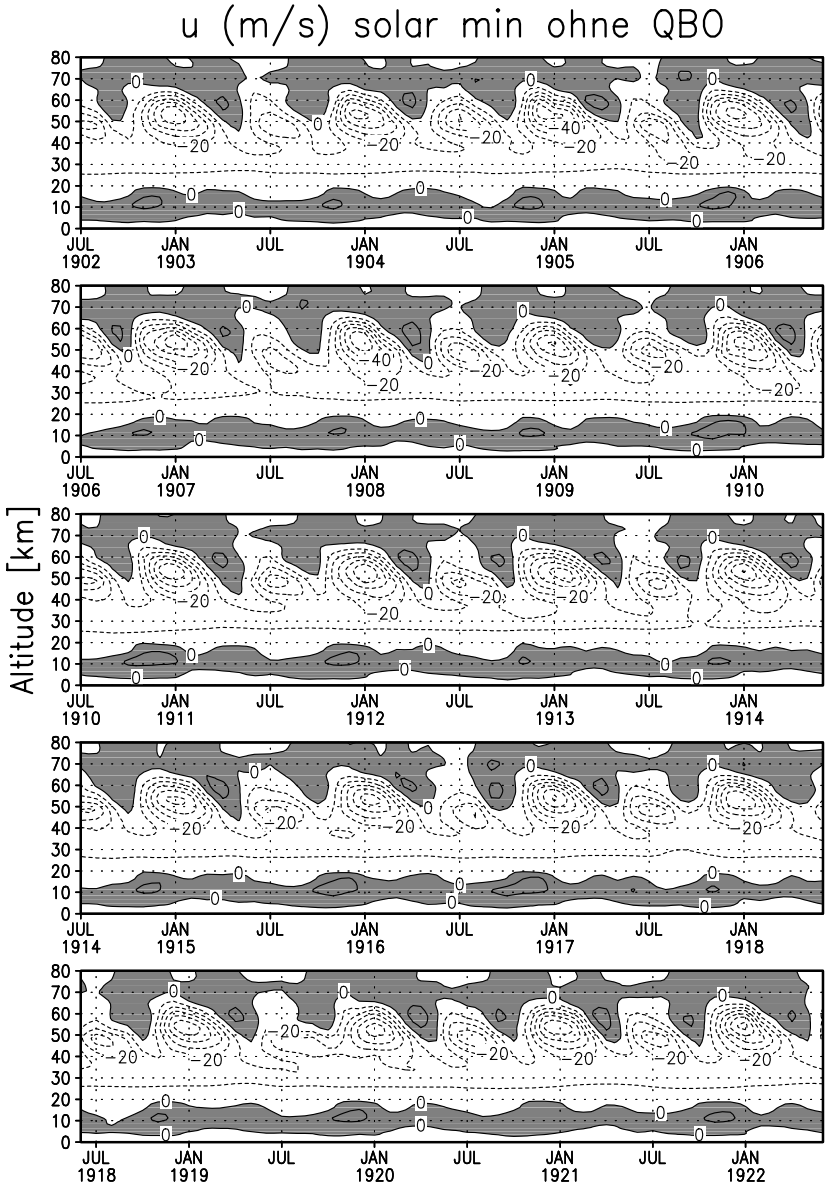

Abbildung 3.10: Zeitreihe der Monatsmittel des zonal gemittelten zonalen Windes am Äquator (gemittelt von 2,8°S bis 2,8°N) von 0-80 km (1000-0,01 hPa) für die 20 Jahre des kwsomin-Experimentes, Isolinienabstand: 10 m/s, Westwinde sind grau gefärbt.

Um die beobachtete Wechselwirkung zwischen QBO/SAO und dem Sonnenfleckenzyklus im Modell nachzuvollziehen, wurde eine systematische Reihe von Modellexperimenten (vgl. Tab.3.3) durchgeführt. Im ersten Experimentenpaar (kwsomax und kwsomin) wurden nur die Strahlungs- und Ozonänderungen eingebaut, im Mittel stellt sich ein schwacher Ostwind in der äquatorialen unteren Stratosphäre ein. Diese Experimente können als Experimente ohne QBO angesehen werden. In einem weiteren Schritt wurde das Modell mit einer künstlichen QBO-Westphase nur in der unteren Stratosphäre (24-28 km) mit einer Stärke von +25 m/s nach Balachandran und Rind (1995) für Sonnenfleckenmaximum und -minimum Bedingungen integriert (kwqbomax und kwqbomin). Mit dieser künstlichen QBO, die von Nissen (1998) implementiert wurde, ist bereits der „Holton und Tan Mechanismus" im FUB-CMAM untersucht worden (Weber, 2000). Da die beiden ersten Experimentenpaare gewisse Diskrepanzen zu Beobachtungen zeigten, wie im Folgenden noch eingehend diskutiert wird, wurde in einem letzten Schritt eine Anpassung an realistischere Windprofile aus Raketendaten (Gray et al., 2001b) (Abb. 3.11) über die gesamte Höhe der Stratosphäre implementiert und getestet (kwmaeqbof/kwmieqbof, kwmawqbof/kwmiwqbof).

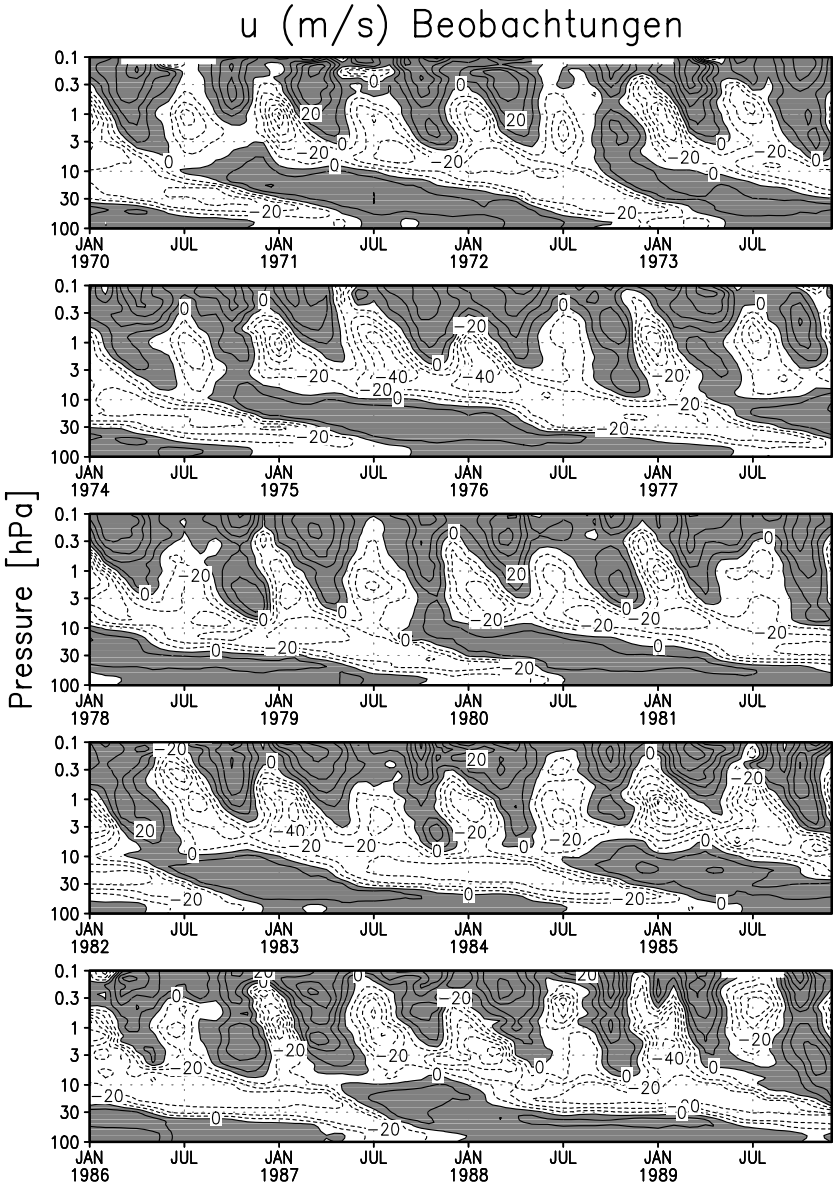

Abbildung 3.11: Zeitreihe der Monatsmittel des zonalen Windes am Äquator von 100 bis 0,1 hPa (16-64 km) von 1970-1989. Die Messungen basieren auf Radiosonden- und Raketenmessungen, Isolinienabstand: 10 m/s, Westwinde sind grau gefärbt Gray et al. (2001a).

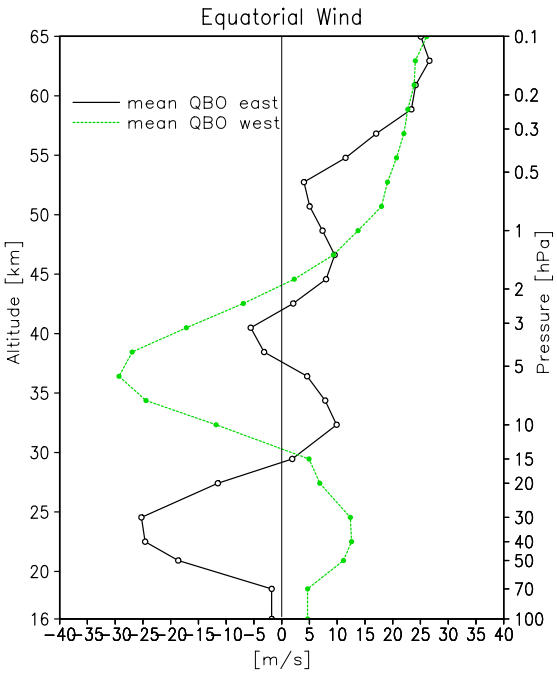

Abbildung 3.12: Mittleres QBO-Ost- und -Westprofil aus Raketendaten (Fig. 1 aus Matthes et al., 2004).

Bei der Auswahl der Radiosondenprofile wurde auf folgende Dinge besonders Wert gelegt:

1. Stark ausgeprägte QBO (Ost- bzw. Westphase) in unterer Stratosphäre zwischen 30 und 50 hPa,

2. Zonaler Wind in 70 hPa hat die gleiche Richtung wie in 50 und 30 hPa, aber entgegengesetzte Richtung in 10 hPa, dies gewährleistet das Vorhandensein einer Scherzone, die sich im Mittel bei 10 hPa befindet (Naujokat, 1986).

   Diese beiden Kriterien wurden in Anlehnung an Giorgetta (1996) ausgewählt.

3. Ausgeprägte SAO-Westphase in oberer Stratosphäre,

4. Je zwei Jahre im Sonnenfleckenminimum (QBO Ost: 1974, 1984; QBO West: 1975, 1985).

Die je zwei[17)] Radiosondenprofile für QBO-Ost- (-West-) Bedingungen in der unteren Stratosphäre wurden zuerst über den drei Monatszeitraum von September bis November gemittelt, um kleinskalige Schwankungen zu glätten und eine Beeinflussung der äquatorialen Stratosphäre durch den nordhemisphärischen Winter auszuschließen. Danach wurde noch einmal über die jeweils ausgewählten Profile für QBO Ost und West gemittelt, um ein mittleres Windprofil für QBO-Ost- (-West-) Bedingungen in der unteren Stratosphäre und einer SAO-Westphase in der oberen Stratosphäre zu erhalten (Abb. 3.12).
Es wurde besonders darauf geachtet, dass beide idealisierten QBO-Profile eine SAO-Westphase in der oberen Stratosphäre haben, um bei einer Relaxation eine Abschwächung der zu starken

[17)] Die Auswahl von je zwei Profilen pro QBO-Phase erfolgte nach gründlicher Durchsicht der Daten, um sich nicht nur auf ein einziges zufällig ausgewähltes Jahr zu beziehen.

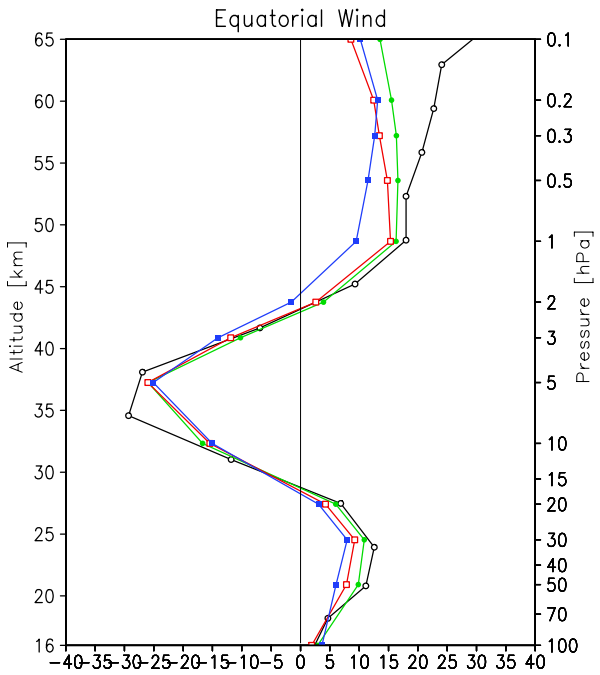

Abbildung 3.13: Äquatoriale QBO-West-Windprofile für die Originaldaten (schwarz) und verschiedene getestete Zeitkonstanten für ein April-Monatsmittel verschiedener einjähriger Testintegrationen: 10 (grün), 20 (rot) und 30 Tage (blau).

SAO-Ostphasen und eine Verstärkung der SAO-Westphasen im Modell zu erreichen. Es wurden nur Jahre im Sonnenfleckenminimum ausgewählt, um eine solare Vorkonditionierung zu verhindern. Die Anpassung des zonal gemittelten zonalen Windes an die beiden konstruierten idealisierten Windprofilen wurde durch eine Erweiterung der vorhandenen Relaxation, die auf Balachandran und Rind (1995) basiert, realisiert. Dazu wurde die ursprüngliche Relaxation in der Vertikalen von 18,4 bis 34,5 km auf nun 66,0 km Höhe erweitert und der feste Windwert (+25 m/s für kwqbomax/kwqbomin) durch einen höhenabhängigen Windwert (Abb. 3.12) ersetzt. An der Breitenabhängigkeit der Relaxation, die über dem Äquator zentriert ist und zu beiden Seiten von $24.9°$N bis $24.9°$S mit einer Gauss-Verteilung abnimmt, wurden keine Änderungen vorgenommen. Die ursprüngliche Zeitkonstante von 30 Tagen wurde nach ausgiebigen Tests mit Zeitkonstanten von 10, 20 und 30 Tagen sowie einer höhenabhängigen Zeitkonstanten (Abb. 3.13) durch eine Zeitkonstante von 20 Tagen ersetzt. Die ausgewählte Zeitkonstante ist zwar relativ langsam, sorgt aber dafür, dass die äquatorialen Winde (nur das zonale Mittel) zu realistischeren Werten hingezogen werden, um aufgelösten äquatorialen Wellen (z. B. Nissen et al., 2000) weiterhin die Möglichkeit der Ausbreitung zu gewährleisten. Abb. 3.13 macht deutlich, warum die 20-tägige Zeitkonstante ausgewählt wurde. Der mit 20 Tagen relaxierte Wind liegt zwischen dem mit 10 Tagen (Originalprofil am ähnlichsten) und dem mit 30 Tagen relaxierten. In der oberen Stratosphäre weichen die Profile mit den getesten Zeitkonstanten stärker voneinander ab als in der unteren Stratosphäre und als Kompromiss wurde die 20-tägige Zeitkonstante ausgewählt. Die Testintegration mit der 10-tägigen Zeitkonstante zeigte eine ungewöhnlich hohe Variabilität in der Nordpoltemperatur der unteren Stratosphäre (eine starke Erwärmung im ersten Monat der Integration), die zu unrealistisch erschien.
Beide idealisierten Windprofile führten zu einer Abschwächung der starken SAO-Ostwinde und einer Verstärkung der zu schwachen SAO-Westwinde und somit zu einer realistischeren SAO.

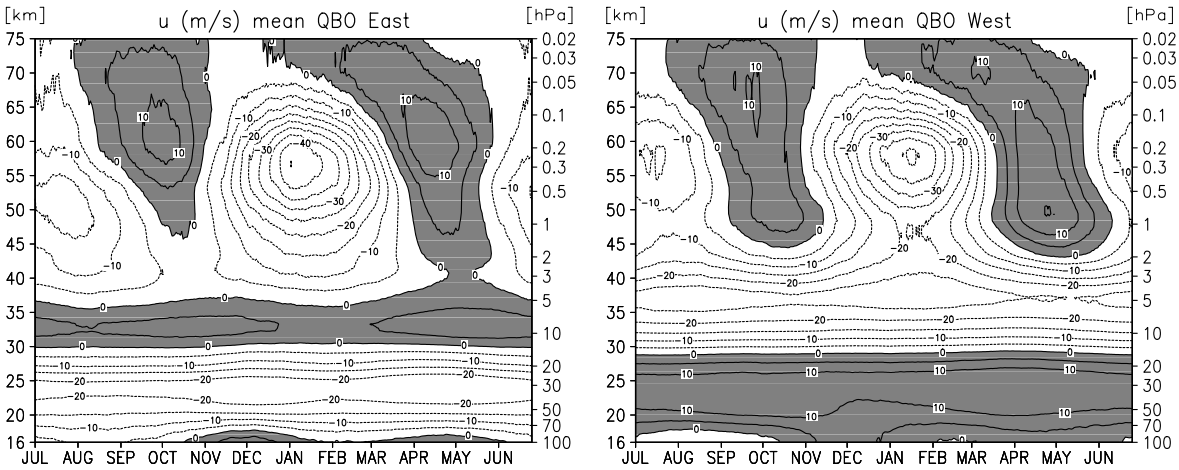

Abbildung 3.14: Klimatologischer äquatorialer Wind für eine mittlere QBO-Ostphase in der unteren Stratosphäre (links) und eine mittlere QBO-Westphase (rechts), Westwinde sind grau gefärbt (Fig. 2 aus Matthes et al., 2004).

Die Zeitserie der klimatologischen äquatorialen Winde nach der Anpassung an die QBO-Ost- und -Westprofile ist in Abb. 3.14 gezeigt. Deutlich zu erkennen ist, dass sich die Westwindphasen verstärkt (>10 m/s) und die Ostwindphasen abgeschwächt haben (maximal ca. –40 m/s). Damit ist eine realistischere Repräsentation der Modell-SAO gelungen.
Natürlich sind auch diese Experimente immer noch sehr idealisiert, indem sie weder einen realistischen Phasenwechsel der QBO noch ein zeitliches Absinken der verschiedenen Windregime berücksichtigen. Mit der beschriebenen Struktur der Modellexperimente kann also hauptsächlich der Einfluss der tropischen auf die hohen Breiten untersucht werden. Denn die Anpassung an feste äquatoriale Windprofile führt zu einer geringeren Variabilität in der tropischen Stratosphäre und einer künstlichen Unterdrückung von eventuell durch Zirkulationsänderungen auf der Winterhemisphäre entstehenden Signalen. Um die Wechselwirkung zwischen tropischen und hohen Breiten und eine mögliche Modulation der QBO durch den Sonnenfleckenzyklus (vgl. Abschnitt 2.4.1) genauer untersuchen zu können, ist eine sich im Modell selbstständig einstellende QBO notwendig. Dafür könnte man anstelle der Relaxation zu einem bestimmten Wert oder Profil eine aus Beobachtungsdaten realistisch assimilierte QBO implementieren (z. B. Giorgetta, 1996). Bisher wurde diese Assimilation allerdings nur bis in eine Höhe von 10 hPa in Klimamodelle eingebaut[18)] und die SAO damit nicht berücksichtigt. Wie in den folgenden Kapiteln gezeigt werden wird, führt die für diese Arbeit implementierte Anpassung an beobachtete tropische Windprofile zu entscheidenen Simulationsverbesserungen des Sonnensignales in den hohen Breiten der Nordhemisphäre, die in dieser Form mit einem GCM bisher noch nicht erzielt werden konnten.

[18)] Am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Oberpfaffenhofen wird z. B. gerade eine transiente Simulation für die Zeit von 1960 bis 2000 durchgeführt, in der sowohl die Änderungen beobachteter Spurengaskonzentrationen als auch die Variabilität der Solarstrahlung sowie eine Assimilation zu einer QBO berücksichtigt werden. Die 39-Flächenversion von ECHAM4 endet allerdings in 10 hPa (32 km), so dass wichtige Prozesse in der Stratosphäre und Mesosphäre nicht berücksichtigt werden.

3.4 Stärken und Schwächen des Modelles

Das Berliner Modell ist in der Lage, verschiedene Aspekte der natürlichen Variabilität zu simulieren (z. B. Langematz und Pawson, 1997; Braesicke, 1998; Nissen, 1998; Nissen et al., 2000; Weber, 2000; Krüger, 2002; Langematz, 2002). Es enthält zum Beispiel Kelvin-Wellen, Rossby-Schwerewellen und Schwerewellen in der tropischen Stratosphäre (Nissen, 1998; Amodei et al., 2001). Wellen, deren vertikale Wellenlänge kleiner als 14 km ist, können allerdings in der hier verwendeten L34–Version nicht aufgelöst werden. Das bedeutet, dass kleinskalige Schwerewellen, die sehr wichtig für die stratosphärischen und mesosphärischen Schwingungen (QBO und SAO) sind, nicht dargestellt werden (Nissen, 1998). Stratosphärenerwärmungen können mit dem Modell ebenfalls simuliert werden (Erlebach et al., 1996; Braesicke und Langematz, 2000; Yoden et al., 1999; Weber, 2000; Krüger, 2002). Mit dem FUB-CMAM wurden unter anderem auch Studien zum Ozonloch sowie des Beitrages von stratosphärischem Ozonverlust und Anstieg der Treibhausgase, insbesondere CO_2 untersucht (Langematz, 2002; Langematz et al., 2003c). Dabei stellte sich heraus, dass das FUB-CMAM im Vergleich mit anderen Modellen sehr sensibel auf die geänderten Spurengaskonzentrationen reagiert und damit den Beobachtungen am nächsten kommt (Shine et al., 2003).

Im Folgenden werden die Klimatologien der Sonnenfleckenminimum-Experimente ohne QBO (kwsomin) und mit einer relaxierten QBO-Ostphase (kwmieqbof) untereinander sowie mit Beobachtungen verglichen. Wie bereits kurz erwähnt wurde, besitzt das FUB-CMAM wie die meisten anderen GCMs einen „cold-bias“ in den polaren Wintertemperaturen (rechte Abb. 3.15). Der Polarnachtstrahlstrom auf der jeweiligen Winterhemisphäre ist dementsprechend stark ausgeprägt und weist zudem nicht die beobachtete äquatorwärtige Neigung auf (linke Abb. 3.15). Die größte Variabilität, erkennbar an der Standardabweichung, ist dadurch auf die mittleren bis hohen Breiten konzentriert. Der Ostwindstrahlstrom auf der jeweiligen Sommerhemisphäre ist nur geringfügig stärker als in Beobachtungen. Der größte Unterschied tritt in der Lage des Windmaximums auf: während das Ostwindmaximum im Model in den Subtropen der Sommerhemisphäre in etwa 55 km Höhe (0,3 hPa) zu finden ist, befindet sich das Maximum in den Beobachtungen in den mittleren Breiten und einer Höhe von 75 km (0,03 hPa); ein zweites kleineres Maximum ist in etwa in der Höhe des Modellmaximums zu finden. Ein weiterer Unterschied zu Beobachtungen wird in Abb. 3.16 für den Oktober deutlich. Während sich der Westwindstrahlstrom auf der Nordhemisphäre in Beobachtungen gerade aufzubauen beginnt, existiert für das Modell bereits ein sehr starker Strahlstrom. Der Übergang zur Winterzirkulation findet also im Modell früher als in den Beobachtungen statt. Sehr schön zu erkennen ist sowohl in Beobachtungen als auch im Modell die Ostphase der äquatorialen SAO, welche im Januar stärker ausgeprägt ist als im Juli (hier nicht gezeigt), sowie die SAO-Westphase im Oktober, welche im Modell sehr viel geringer als in den Beobachtungen ausfällt[19] (vgl. auch Abb. 3.10 und 3.14 mit Abb. 3.11). Auf der Südhemisphäre ist der Westwindstrahlstrom noch viel stärker als auf der Nordhemisphäre ausgeprägt und erreicht sehr hohe Werte von bis zu 190 m/s im Juli (nicht gezeigt). Der Übergang zur Sommerzirkulation findet sehr spät statt (z. B. Abb. 3.16), so dass der südhemisphärische Sommer relativ kurz ist. Es sollte an dieser Stelle betont werden, dass der starke südhemisphärische Westwindstrahlstrom und die späte Umstellung zur Sommerzirkulation allgemeine Probleme heutiger GCMs sind und sich

[19] Dies hängt vermutlich mit dem fehlenden Impuls durch kleinskalige Schwerewellen zusammen, welche im Modell nicht aufgelöst werden (vgl. Nissen, 1998).

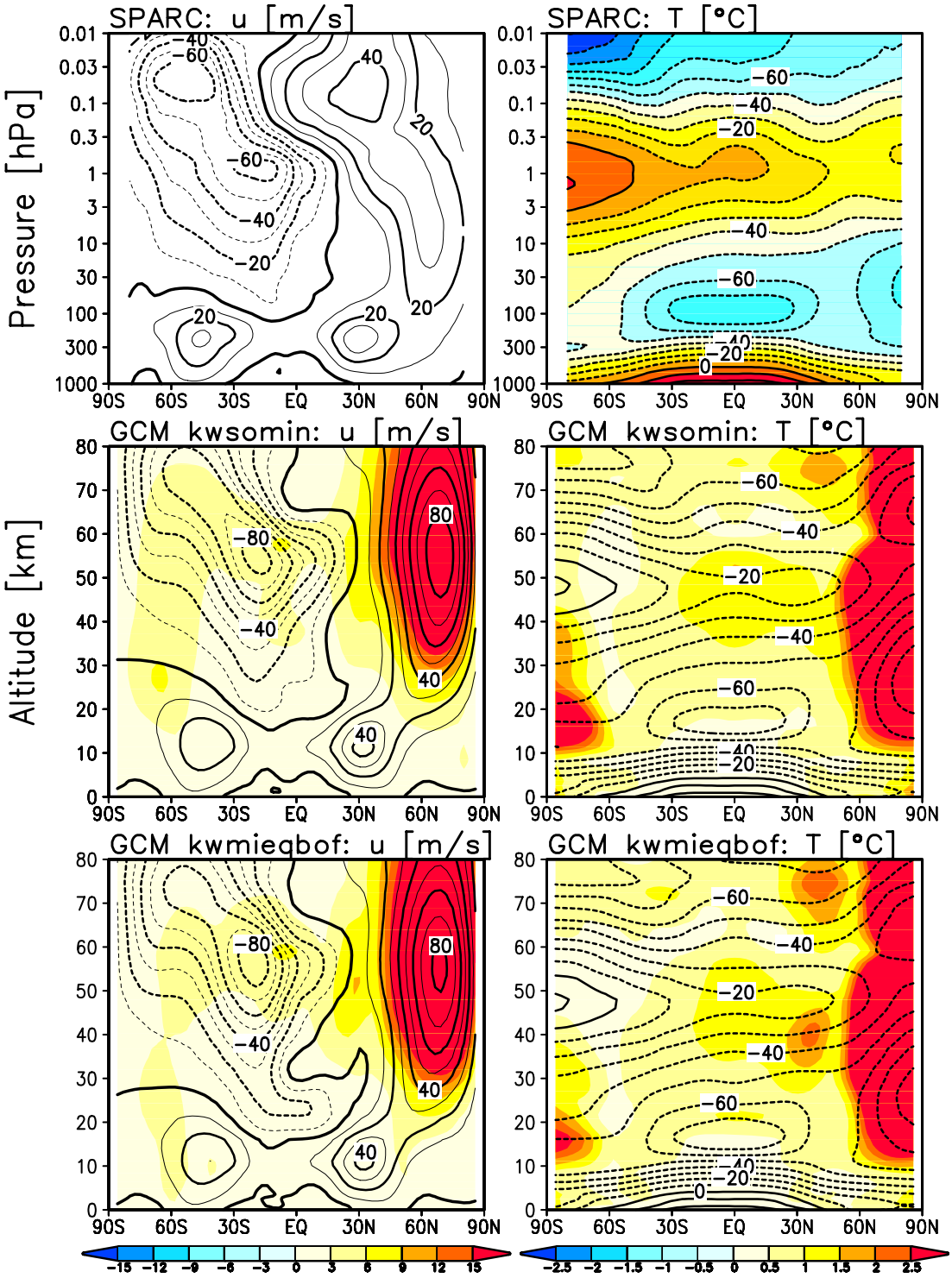

Abbildung 3.15: Langjähriges klimatologisches Mittel des zonal gemittelten zonalen Windes (links, Isolinienabstand: 10 m/s, farbig schattiert: Standardabweichung) und der zonal gemittelten zonalen Temperatur (rechts, Isolinienabstand: 10 °C, farbig schattiert: Standardabweichung) für den Januar des kwsomin-Experimentes (Mitte) und des kwmieqbof-Experimentes (unten) im Vergleich zur SPARC-Klimatologie (oben) (1992-1997) (Randel et al., 2002b). Die Daten wurden freundlicherweise von Bill Russell zur Verfügung gestellt (persönliche Mitteilung, 2003).

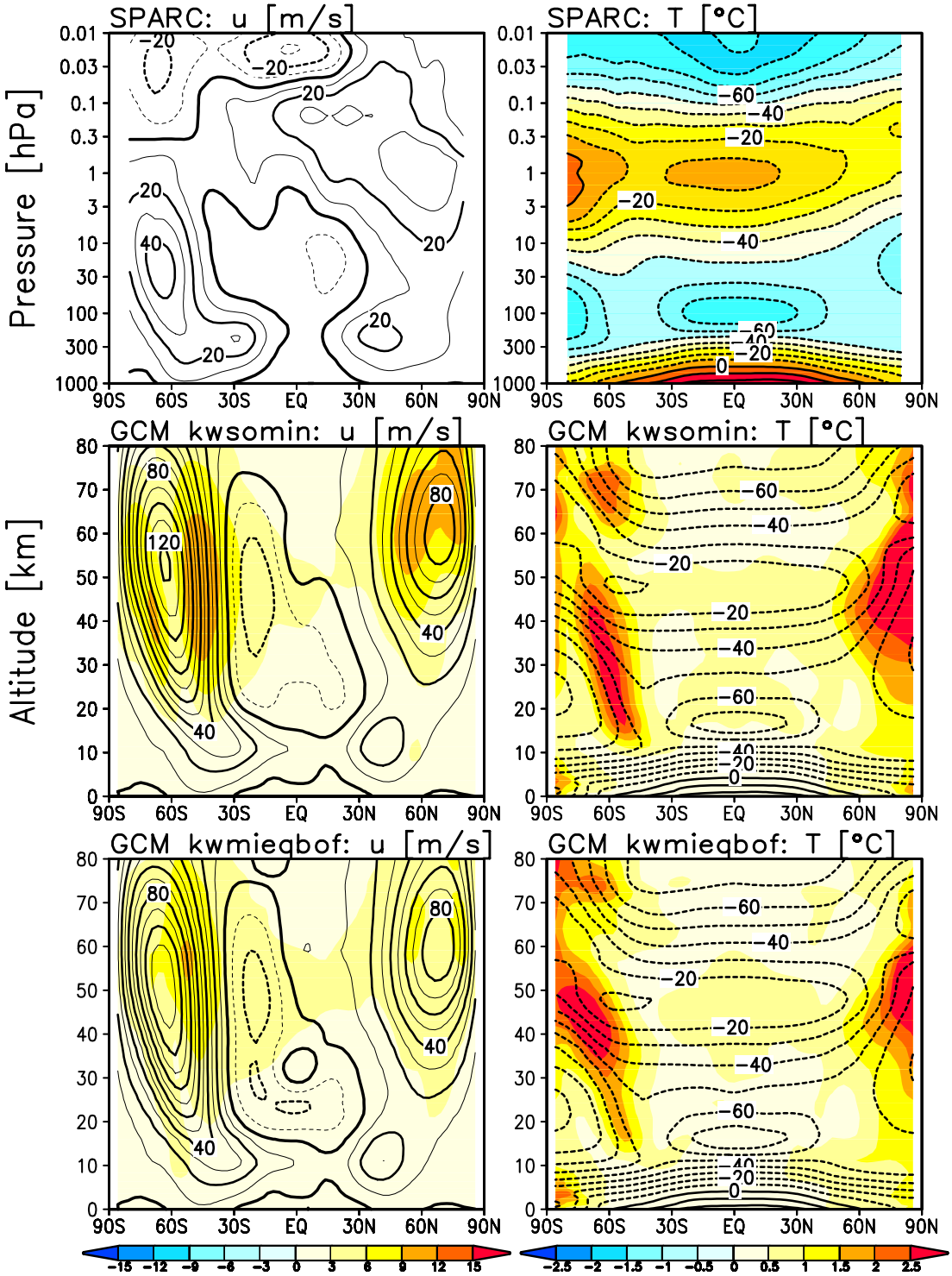

Abbildung 3.16: Wie Abb. 3.15 nur für den Oktober.

auch durch die Hinzunahme einer Schwerewellenparametrisierung nicht deutlich verbessern (z. B. Pawson et al., 2000). Die Hinzunahme einer Schwerewellenparametrisierung wurde für das FUB-CMAM bei dem Einbau des interaktiven Chemiemoduls getestet (z. B. Mieth et al., 2003) und führte tatsächlich zu einer Verbesserung des starken nordhemisphärischen Westwindstrahlstromes, der allerdings immer noch einige Diskrepanzen zu Beobachtungen aufweist. Diese Diskrepanzen sind auf die Probleme der unterschiedlichen Schwerewellenparametrisierungs-Schemata zurückzuführen (z. B. McLandress, 1998), welche sich durch eine geringe Anzahl von Schwerewellenbeobachtungsdaten erklären lassen (z. B. Schöllhammer, 2002). Da für die Südhemisphäre aufgrund der geringen Anzahl von (Land-)Stationen noch viel weniger Daten als für die Nordhemisphäre existieren, sind besonders die Schwerewellenparametrisierungen für diese Hemisphäre noch im Anfangsstadium. Die hier vorgestellten Experimente wurden ohne eine Schwerewellenparametrisierung durchgeführt, sondern mit einem schwachen linearen Rayleigh-Reibungsansatz, der den Effekt von Schwerewellen grob simuliert, weswegen im Folgenden nicht weiter auf diese Problematik eingegangen wird.

3.4.1 Veränderung der Windklimatologie

Die Anpassung an realistischere Windprofile (Abschnitt 3.3.3) führte zu einer sichtbaren Verbesserung der vorhandenen Modell-SAO (vgl. Abb. 3.10 mit Abb. 3.14) und damit zu einer besseren Repräsentation der klimatologischen Winde im Äquatorialbereich. Diese Verbesserungen der äquatorialen Windstruktur sowie die Auswirkungen auf andere Breiten sind in Abb. 3.17 für die Nordhemisphäre für den Oktober (Frühwinter), in dem sich die SAO in einer Westphase befindet und die Atmosphäre sehr sensitiv auf Störungen reagiert (vgl. Abschnitt 2.5.3), und für den Januar, in dem sich die SAO in einer Ostphase befindet, dargestellt. Anhand der Winddifferenzen (Isolinien) zwischen dem Minimum-Experiment mit einer QBO-Ostphase (kwmieqbof) und dem Minimum-Experiment ohne QBO (kwsomin), erkennt man die Änderung der vertikalen Windstruktur am Äquator. Durch die Relaxation wird eine QBO-Ostphase in der unteren Stratosphäre, eine Scherzone mit Westwinden darüber sowie eine Verstärkung der SAO-Westphase im Oktober bzw. eine Abschwächung der SAO-Ostphase im Januar erreicht. Die Änderung des äquatorialen Windprofiles führt aber auch zu Änderungen in den anderen Breiten der Winterhemisphäre (vgl. auch Abb. 3.15 und 3.16). Im Oktober (Abb. 3.16) führt die Anpassung im Äquatorialbereich zu einer Ausdehnung der Westwindzone oberhalb von etwa 40 km und einer Verlagerung der Nullwindlinie, wodurch sich planetarische Wellen im kwmieqbof-Experiment mehr in Richtung Äquator ausbreiten können als im kwsomin-Experiment. Dies führt zu einer Änderung der Variabilität des Westwindstrahlstromes: während man ein Gebiet maximaler Variabilität in den mittleren und hohen Breiten oberhalb des Strahlstrommaximums für das kwsomin-Experiment findet (Abb. 3.16), welches auf eine verstärkte Wellenaktivität in diesem Gebiet zurückzuführen ist (nicht gezeigt), ist die Variabilität im kwmieqbof-Experiment deutlich geringer und mehr in Richtung Äquator konzentriert (Abb. 3.16), da sich planetarische Wellen besser in diesen Bereich ausbreiten und dort die Variabilität beeinflussen können. Diese Verlagerung der Variabilitätsgebiete, die auf veränderte Ausbreitungsbedingungen für planetarische Wellen zurückzuführen sind, findet man auch im Januar (Abb. 3.15). Zusätzlich zu dem Hauptvariabilitätsgebiet in den mittleren und hohen Breiten im Bereich des Westwindmaximums, findet man ein kleineres zweites Variabilitätsmaximum für das kwmieqbof-Experiment in 30°N und 50 km Höhe, welches im kwsomin-Experiment nicht zu finden ist. Warum und wie diese Veränderungen der äquatorialen Windklimatologie zu einer veränderten Repräsentation des Sonnensignales im Modell geführt haben, wird in Kapitel 6 ausführlich diskutiert.

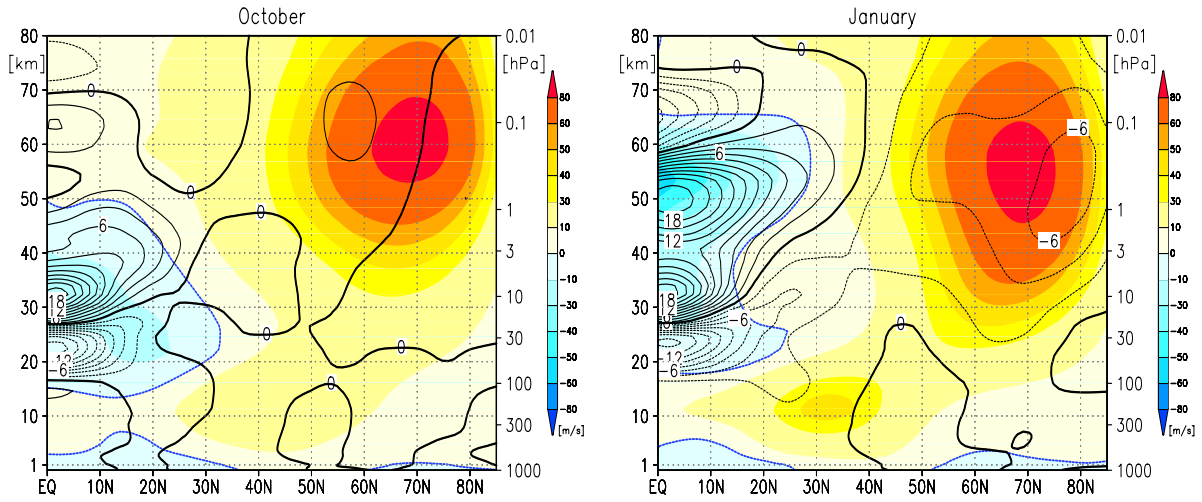

Abbildung 3.17: Langjähriges klimatologisches Mittel des zonal gemittelten zonalen Windes im Oktober (links) und Januar (rechts) für das kwsomin-Experiment (farbig; Nullwindlinie in blau hervorgehoben) sowie die Differenz zur Klimatologie des kwmieqbof-Experimentes (Isolinien, Intervall: 2 m/s) von 0 bis 80 km (1000 bis 0.01 hPa) für die Nordhemisphäre.

In den folgenden vier Kapiteln werden die Ergebnisse der verschiedenen in Tab. 3.3 aufgeführten Simulationen vorgestellt und diskutiert. In Kapitel 4 werden zuerst die Ergebnisse des FUB-CMAM für die Simulationen ohne QBO (kwsomin/kwsomax) im Vergleich zu anderen GCM-Simulationen dargestellt, welche an dem internationalen GRIPS-Vergleich beteiligt waren. Im Kapitel 5 werden schließlich die verschiedenen Teile des Mechanismus für den Einfluss des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus, wie sie in Abb. 2.15 dargestellt sind, mit den vier letzten Experimenten (kwmieqbof/kwmaeqbof und kwmiwqbof/kwmawqbof) nachgeprüft. Im Kapitel 6 wird dann die zusätzliche Rolle der QBO anhand dieser vier Experimente diskutiert. Der Einfluss auf troposphärische Zirkulationsmuster wird schließlich in Kapitel 7 diskutiert.