

UNIVERSITÄT ROSTOCK
FACHBEREICH PHYSIK

Diplomarbeit

Die Klimaveränderlichkeit in einem einfachen
globalen Zirkulationsmodell unter Berücksichtigung
der Orographie

angefertigt von Heiner Körnich

Rostock, Oktober 1998

Betreuer: Prof. Dr. G. Schmitz, Dr. E. Becker

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Grundlagen	8
2.1	Beschreibung des LIAP-SGCM	8
2.2	Grundlagen der <i>EOF</i> -Analyse	10
2.3	Die <i>EOF</i> -Analyse an einem Testlauf	12
3	Die Modellklimatologie	17
3.1	Zonal gemittelte Größen	18
3.1.1	Die allgemeine Zirkulation	18
3.1.2	Die Wellenflüsse	23
3.2	Die längenabhängige Struktur bei Orographie	28
4	Troposphärische Variabilität	32
4.1	Die <i>EOF</i> -Analyse der unteren Atmosphäre	32
4.1.1	Variabilität zonal gemittelter Größen	32
4.1.2	Die Wellen- <i>EOFs</i>	41
4.2	ZI-Phasenbetrachtung	42
4.3	Diskussion	50
4.3.1	Konsistenz im Eulerschen Bild	50
4.3.2	Welle-Grundstrom-Wechselwirkung	53
5	Stratosphärische Variabilität	56
5.1	Die <i>EOF</i> -Analyse der mittleren Atmosphäre	56
5.2	SZI-Phasenbetrachtung	61
5.3	Diskussion	64
5.3.1	Stratosphärische Welle-Grundstrom-Wechselwirkung	64
5.3.2	Kopplung zwischen tropo- und stratosphärischer Variabilität	64
5.3.3	Klimaanomalie und interne Variabilität	66
6	Zusammenfassung	69
A	Notation	71
B	Mathematischer Zusatz	73

Kapitel 1

Einleitung

Die Variabilität der Atmosphäre erstreckt sich über einen weiten Bereich von Zeitskalen: von *turbulenten* Luftströmungen mit Skalen von wenigen Minuten, über *synoptische* Vorgänge mit einer Dauer von einigen Tagen bis zu *niederfrequenten* Schwankungen mit Perioden von mehr als 10 Tagen. Es gibt eine Vielzahl von Beobachtungen für niederfrequente Variabilität. Beispiele sind unter anderem die El-Niño-Southern-Oscillation (ENSO), die quasi-biennale Oszillation (QBO), das Pazifik-Nord-Amerika-Muster (PNA) und die Nord-Atlantik-Oszillation (NAO). Dabei überspannen diese Schwankungen Perioden von einigen zehn Tagen bis zu mehreren Jahren.

Grundsätzlich können je nach Entstehung zwei Arten atmosphärischer Schwankungen unterschieden werden, nämlich *externe* und *interne*. Es liegt nahe, den niederfrequenten Anteil der atmosphärischen Variabilität mit externen *forcing*-Mechanismen zu interpretieren, d.h. eine Korrelation zwischen der Entstehung jener Variationen und externen Schwankungen ähnlicher Frequenz zu vermuten. Als externe Anregung könnte z.B. der Jahresgang oder die Variation der Sonnenaktivität (Periode: ca. 11 Jahre) dienen. Die resultierende atmosphärische Variabilität bezeichnet Lorenz (1979) als „getrieben“¹. Sie müßte sich über eine Diffusionsgleichung mit vorgegebener, externer Anregung beschreiben lassen. Lorenz zeigt jedoch am Beispiel des fühlbaren Wärmeflusses, daß diese Annahme nicht mit Beobachtungsdaten verträglich ist und man daher von „freier“² Variabilität auch auf langen Zeitskalen ausgehen muß. Diese Variation entsteht aus der systemeigenen Nichtlinearität und entspricht interner Variabilität. Zur Untersuchung dieser Art von niederfrequenter Variabilität wird versucht, jegliche externe Anregung, wie auch den Jahresgang, auszuschließen, so daß sich sämtliche Daten stets auf eine feste Jahreszeit, meist Winter, beziehen.

Im zonalen Mittel besteht die hauptsächliche troposphärische Variabilität in der Schwankung des Westwindjets und wird durch den zonalen Index (ZI) beschrieben. Nachdem Rossby diesen Index 1939 als Variation des Westwindes zwischen 35°N und 55°N in die Meteorologie eingeführt hatte, gab es eine Reihe von Untersuchungen zu diesem Thema. Namias (1950) entwickelte das Konzept eines Index-Kreislaufes,

¹*forced*

²*free*

in dem er die Zirkulation der Atmosphäre mit einem Kondensator verglich, der sich durch die Temperaturunterschiede zwischen Äquator und mittleren Breiten auflädt und nach einem geblockten Zustand entlädt. Kidson (1988) konnte den zonalen Index durch *EOF*-Analyse von 500-hPa-Winddaten auf der südlichen Hemisphäre nachweisen. Die *EOF*³-Analyse bietet eine sinnvolle Methode, Schwankungen aus Daten zu extrahieren. Dabei wird die Hauptkomponente der ersten *EOF* vom zonal gemittelten Zonalwind als ZI definiert. Kidson fand eine Zonalwindschwankung mit Extrema bei 40°S und bei 60°S, die entgegengesetzte Vorzeichen besitzen, so daß niedrigen Index-Werten ein verstärkter, äquatorwärts verschobener und hohen Index-Werten ein abgeschwächter, polwärts verschobener Subtropenjet entspricht. Dasselbe Phänomen wurde für die Nordhemisphäre durch *EOF*-Analysen von ECMWF- und NMC-Daten nachgewiesen [Nigam, 1990]. Als führendes Muster ergab sich hier eine barotrope Dipolstruktur. Die Wechselwirkung transienter Wellen mit den niederfrequenten zonalen Schwingungen wurde von Karoly (1990) anhand eines 15 Jahre langen Datensatzes der Südhemisphäre untersucht. Der Autor fand, daß in einer Phase mit einem in hohe Breiten verschobenen Jetkern auch ein erhöhter transienter Wellenimpulsfluß und eine Erwärmung in hohen Breiten auftritt.

Zur Erklärung des zonalen Index wurden verschiedene Untersuchungen mit vereinfachten allgemeinen Zirkulationsmodellen (SGCM⁴) durchgeführt. Für rotationsinvariante Dynamik (Aquaplanet) konnte die Dipolstruktur der führenden *EOF*s reproduziert werden [James, James, 1992, Robinson, 1991, Yu, Hartmann, 1993]. Der entscheidende Mechanismus für den zonalen Index ist dabei die nichtlineare Wechselwirkung der Wellen mit dem zonalen Grundstrom. Robinson (1991) stellte fest, daß beim Aquaplaneten die Schwankung des Jets durch Wellen der synoptischen Zeitskalen verursacht wird. Der Einfluß stationärer Wellen auf den troposphärischen Zonalwind wurde von Robinson (1993) sowie Yu und Hartmann (1993) anhand der Variabilität in einem SGCM mit idealisierter Orographie analysiert. Hierbei stand die längenabhängige Struktur der Windschwankungen im Vordergrund. Die Frage, wie die Schwankungen zonal gemittelter Größen sich im Vergleich zum Aquaplaneten verändern, wurde nicht behandelt.

In Beobachtungsdaten fand Nigam (1990) für die führenden *EOF*-Muster des stratosphärischen Zonalwindes zum einen eine Verstärkung bzw. Abschwächung des Polarnachtjets und zum anderen eine meridionale Verschiebung, so daß man analog zum ZI von einem stratosphärischen zonalen Index (SZI) sprechen kann. Die von Nigam (1990) gefundene, führende *EOF* des Zonalwindes konnten Pawson et al. (1995) anhand von Simulationen mit dem Berliner TSM-GCM⁵ bestätigen. Außerdem ergaben ihre Analysen für die erste *EOF* der zonal gemittelten Temperatur eine stratosphärische Dipolstruktur mit einer Erwärmung nördlich von 40°N und einer Abkühlung fast der gesamten restlichen Stratosphäre.

In der vorliegenden Arbeit wird die Variabilität bei permanenten Januarbedingungen in einem vereinfachten Troposphären-Stratosphären-Zirkulationsmodell für

³ *empirical orthogonal function*

⁴ *simple general circulation model*

⁵ *tropo-strato-mesosphere-general-circulation-model*

zwei Simulationen untersucht: eine Aquaplanet- und eine Orographie-Simulation, welche die Süd- bzw. Nordhemisphäre der Erde zu jeweiligen Winterbedingungen repräsentieren. Es steht eine deutlich höhere räumliche Auflösung als in den oben genannten Untersuchungen zur Verfügung, was für eine höhere Zuverlässigkeit der Ergebnisse spricht. Im Vordergrund befindet sich dabei die Frage nach der Änderung der Variabilität durch Berücksichtigung einer idealisierten orographischen Anregung. Ein entsprechender, konsistenter Vergleich konnte in der Literatur nicht gefunden werden.

Die tropo- und stratosphärische Variabilität wird getrennt untersucht. Diese Vorgehensweise wird gewählt, da es bei einer *EOF*-Analyse der gesamten Atmosphäre zu einer deutlichen Trennung der Variabilitätsschwerpunkte zwischen der unteren und mittleren Atmosphäre kommt, wobei die Schwankungen noch leicht über die Tropopause in den jeweilig anderen Höhenbereich eindringen. Ein solches Verhalten kennt man von dem meridionalen Wellenfluß der potentiellen Vorticity [Bartels et al., 1998]. Zusätzlich wird die Kopplung der Variationen beider Höhenbereiche betrachtet. Bei der stratosphärischen Variabilität interessiert besonders, ob eine Kompensation der Temperaturschwankung [Yulaeva et al., 1994] richtig wiedergegeben wird und ob die orographische Anregung ausreicht, um realistische Schwankungsmuster zu erzeugen. Außerdem wird die interne Variabilität mit den Klima-anomalien der Simulationen verglichen.

Das Zirkulationsmodell und die mathematischen Grundlagen der benutzten Analysetechniken werden in Kapitel 2 vorgestellt. Kapitel 3 befaßt sich mit den Klimatologien der beiden Simulationen. Die Variabilität der unteren Atmosphäre wird in Kapitel 4 und die der mittleren Atmosphäre in Kapitel 5 behandelt. Kapitel 6 gibt eine Zusammenfassung.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Beschreibung des LIAP-SGCM

In dieser Arbeit wird das einfache allgemeine Zirkulationsmodell des LIAP¹s (LIAP-SGCM) benutzt [Becker, Schmitz, 1998 A]. Es beschreibt die atmosphärische Zirkulation von trockener Luft unter physikalisch idealisierten Bedingungen. Die vertikale Diskretisierung geschieht mit Hybrid-Flächen, auf denen die Zustandsgrößen in Kugelfunktionen spektralzerlegt sind. Bei dieser Arbeit wird die Spektralzerlegung stets triangular bei der Wellenzahl $N_t = 29$ abgebrochen, und die vertikale Auflösung beträgt 24 Schichten. Der entsprechende Druck p auf den Hybridschichten bei einem Bodendruck von 1013 hPa ist in Tabelle 2.1 angegeben.

Index	p in hPa	Index	p in hPa	Index	p in hPa
1	0.31	9	49.15	17	356.82
2	0.93	10	68.48	18	425.58
3	1.86	11	92.32	19	502.66
4	3.71	12	121.16	20	588.52
5	7.43	13	155.46	21	683.66
6	13.51	14	195.70	22	788.54
7	22.14	15	242.36	23	902.50
8	33.86	16	295.91	24	987.26

Tabelle 2.1: Druck auf den Hybridschichten bei einem Bodendruck von 1013 hPa.

Auf einer Fläche l ergibt sich für jede Größe A die folgende Transformation von Gitterkoordinaten $A_l(\lambda, \varphi)$ zu Spektralamplituden A_{lnm} :

$$A_l(\lambda, \varphi) = \sum_{n=0}^{N_t} \sum_{m=-n}^n A_{lnm} Y_{nm}(\lambda, \varphi) . \quad (2.1)$$

Dabei bezeichnet n die totale und m die zonale Wellenzahl. Die Definition der Kugelfunktionen Y_{nm} erfolgt nach [Bronstein, Semendjajew, 1991].

¹Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik an der Universität Rostock e.V., Kühlungsborn

Der Zustandsvektor des Modells umfaßt die horizontale Vorticity ξ , die Divergenz D , die Temperatur T und den Bodendruck p_s . Für diese Größen können die prognostischen primitiven Gleichungen wie folgt geschrieben werden:

$$\partial_t \xi = (\nabla_h \times \vec{F}) \cdot \vec{e}_z \quad (2.2)$$

$$\partial_t D = \nabla_h \cdot \vec{F} - \nabla_h^2 \left(\frac{\vec{v}^2}{2} + \Phi \right) \quad (2.3)$$

$$d_t T = \frac{RT}{c_p p} \omega - \frac{T - T_e}{\tau} + q_{diss} \quad (2.4)$$

$$\partial_t p_s = - \int_0^1 \nabla_h \cdot (\partial_\eta p \vec{v}) d\eta . \quad (2.5)$$

\vec{F} enthält die Terme der Tendenz des horizontalen Windes \vec{v} , die sich nicht als Gradient schreiben lassen:

$$\vec{F} \equiv \{(f + \xi)v - \eta \partial_\eta u\} \vec{e}_\lambda + \{-(f + \xi)u - \eta \partial_\eta v\} \vec{e}_\varphi - \frac{RT}{p} \nabla_h p + \vec{R} . \quad (2.6)$$

Die weiteren Größen entsprechen den in der Meteorologie üblichen Bezeichnungen und werden im Anhang A aufgeführt.

Zu den primitiven Gleichungen gehören außerdem die hydrostatische Näherung

$$\partial_\eta \Phi = - \frac{RT}{p} \partial_\eta p \quad (2.7)$$

und die Kontinuitätsgleichung

$$\partial_t (\partial_\eta p) + \nabla_h \cdot (\partial_\eta p \vec{v}) \partial_\eta (\partial_\eta p \eta) = 0 \quad (2.8)$$

mit der kinematischen Randbedingung

$$\eta = 0 \text{ für } \begin{cases} \eta = 0 \\ \eta = 1 \end{cases} . \quad (2.9)$$

Der Strahlungshaushalt wird durch Newtonsche Relaxation parametrisiert. Die Relaxationstemperatur T_e (Abb. 2.1) ist zonalsymmetrisch und stellt durchgängige Januarbedingungen dar.

Der Reibungsterm \vec{R} bezeichnet die vertikale Diffusion von Impuls aufgrund turbulenter Bewegung:

$$\vec{R} = \frac{1}{\rho} \partial_z (\rho \nu \partial_z \vec{v}), \quad (2.10)$$

wobei die Dichte ρ durch die ideale Gasgleichung $\rho = RT/p$ bestimmt ist.

Als Energiedissipation ergibt sich daraus

$$q_{diss} = \frac{\nu (\partial_z \vec{v})^2}{c_p} . \quad (2.11)$$

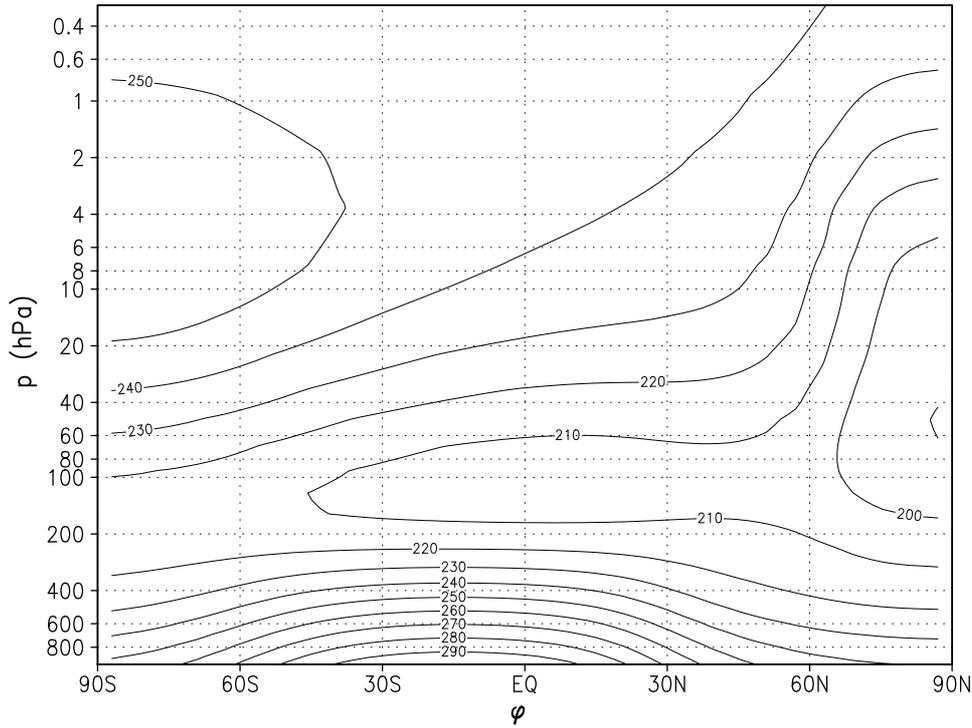


Abbildung 2.1: Relaxationsprofil der Temperatur. Das Konturintervall beträgt 10 K.

Die dynamische Randbedingung des Modells lautet

$$(\rho \partial_z \vec{v})_{\eta=1} = c(\rho \vec{v})_{l=24} \quad (2.12)$$

$$\text{mit} \quad c = 1 \cdot 10^{-3} |\vec{v}_{l=24}|. \quad (2.13)$$

Zusammen mit einem fest vorgegebenen Profil für die kinematische Zähigkeit γ ($10 \text{ m}^2/\text{s}$ in der planetaren Grenzschicht und $1 \text{ m}^2/\text{s}$ in der freien Atmosphäre) entspricht dies einer idealisierten Grenzschichtparametrisierung nach Hou (1993).

Als Parametrisierung der kleinskaligen Dissipation in der freien Atmosphäre wird eine gängige ∇^4 -Horizontaldiffusion auf Vorticity, Divergenz und Temperatur angewandt. Die Diffusionskonstanten wurden so gewählt, daß für totale Wellenzahl 29 die Dämpfungszeiten 2 Tage, 1 Tag und 2 Tage für ξ , D und T betragen. Dieses Zeiten werden in den obersten vier Schichten mit $1/4$, $1/8$, $1/12$ und $1/16$ multipliziert, um eine Wellenreflektion am oberen fiktiven Rand bei $p = 0$ zu unterdrücken.

Eine genauere Modellbeschreibung findet man bei Becker et al. (1997) sowie Becker und Schmitz (1998 B).

2.2 Grundlagen der *EOF*-Analyse

Die *EOF*-Analyse [Preisendorfer, 1988] ist eine statistische Methode, um die vorherrschenden Schwankungsmuster einer vieldimensionalen Zeitreihe zu extrahieren. Man nennt diese Muster auch empirische orthogonale Funktionen (*EOF*).

Dabei betrachtet man die Schwankung $\vec{z}(t)$ einer p-dimensionalen Zeitreihe $\vec{Z}(t)$ um ihren Mittelwert $\bar{\vec{Z}}$, so daß $\vec{z}(t) = \vec{Z}(t) - \bar{\vec{Z}}$ gilt. Die Zeitreihe bestehe aus n diskreten Zeitpunkten. Die Abweichung vom Mittelwert $\vec{z}(t)$ wird nun in eine Summe der EOFs und ihre Hauptkomponenten (PCs^2) zerlegt:

$$\vec{z}(t) = \sum_{j=1}^p PC_j(t) EOF_j \quad (2.14)$$

Zur Berechnung der EOFs wird von der Zeitreihe $\vec{z}(t)$ die Kovarianzmatrix \underline{S} gebildet:

$$\underline{S} \equiv \sum_{t=1}^n \vec{z}(t) \vec{z}^T(t) . \quad (2.15)$$

Die Minimierung der durch die p-dimensionalen Koordinatenachsen beschriebenen Varianz führt zu einem Eigenwertproblem für die Kovarianzmatrix

$$\underline{S} \vec{e}_j = \ell_j \vec{e}_j \quad \text{mit } j = 1 \dots p . \quad (2.16)$$

Die Eigenvektoren \vec{e}_j entsprechen den EOFs und werden nach der Größe der dazugehörigen Eigenwerte ℓ_j , die die beschriebenen Varianzen angeben, geordnet.

Die Hauptkomponenten berechnen sich aus der Projektion der EOFs auf den Datensatz:

$$PC_j(t) = \vec{z}(t) \cdot \vec{e}_j \quad \text{mit } j = 1 \dots p . \quad (2.17)$$

Sie beschreiben die zeitlichen Schwankungen des Datensatzes auf den jeweiligen EOF-Mustern.

In dieser Arbeit erfolgen die Berechnungen im Spektralraum, in dem kein geometrischer Korrekturfaktor nötig ist, wie es zum Beispiel bei einem Längen-Breiten-Gitter der Fall wäre. Dieser Faktor entsteht durch die engerliegenden, polnahen Punkte im Gitterraum, die zu einer höheren Gewichtung der hohen Breiten führen. Da die Koordinatentransformation von Gitter- zu Spektralkoordinaten nicht orthogonal ist, sind auch die EOFs, die man in den verschiedenen Systemen berechnen kann, nicht dieselben [von Storch, Zwiers, 1998]. Aber die Übereinstimmung für die ersten EOFs ist erfahrungsgemäß sehr groß.

Die Modellausgabe des Zustandsvektors $\vec{y} = (\xi, D, T, p_s)^T$ erfolgt in Spektralkoordinaten, was günstig für die EOF-Analyse ist. Die Varianz der unterschiedlichen Modellschichten werden massengewichtet, so daß eine Analyse über weite Höhenbereiche möglich ist. Wichtig ist die Frage, ob verschiedene Zustandsvektoren der Atmosphäre die gleichen EOFs ergeben. Speziell das Windfeld läßt sich mit drei verschiedenen Größenpaaren äquivalent darstellen:

1. $(u_l(\lambda, \varphi), v_l(\lambda, \varphi))$: zonaler und meridionaler Wind
2. (ξ_{lnm}, D_{lnm}) : horizontale Vorticity, Divergenz
3. (ψ_{lnm}, χ_{lnm}) : horizontale Stromfunktion, Geschwindigkeitspotential

²principal components

Die Aufteilung von (u, v) in Gitterkoordinaten und den anderen Größen in Spektralampplituden ergibt sich aus der Modellausgabe. Nun wird untersucht, ob es, wenn die *EOF*-Analyse an $[u]$, $[\xi]$ oder $[\psi]$ (die eckigen Klammern kennzeichnen die zonale Mittelung, s. Anhang A) durchgeführt wird, zu unterschiedlichen Ergebnissen kommt, obwohl die Felder dieselbe Information enthalten.

Die betrachteten Größen stehen in folgendem Zusammenhang:

$$[u_l](\varphi) = \sum_{n=1}^{N_T} -\psi_{ln0} \frac{\partial_\varphi}{a_e} Y_{n0} \quad (2.18)$$

$$[\psi_{ln0}] = \frac{-a_e^2}{n(n+1)} [\xi_{ln0}] . \quad (2.19)$$

Berechnet man nun die *EOF*-Analyse von $[\psi]$, werden die höheren zonalen Wellenzahlen im Vergleich zur Analyse von $[\xi]$ weniger stark berücksichtigt, da sie um den Faktor $1/(n(n+1))$ geschwächt sind.

Diese Zusammenhänge werden nun an dem wellenreduzierten Lauf aus Abschnitt 2.3 geprüft. In der Abbildung 2.2 sind die ersten zwei *EOFs* von $[u]$, $[\xi]$ und $[\psi]$ jeweils als zonal gemittelter Zonalwind $[u]$ dargestellt. Man kann eine große Übereinstimmung für alle drei Analysen erkennen, wobei nur die beschriebenen Varianzen deutlich voneinander abweichen. In der zweiten *EOF* von $[u]$ kann man zudem eine zu starke Gewichtung der hohen Breiten aufgrund des fehlenden geometrischen Faktors vermuten. Die führenden Muster sind jedoch nahezu identisch.

2.3 Die *EOF*-Analyse an einem Testlauf

Die *EOF*-Analyse wurde zunächst auf eine einfache rotationsinvariante Simulation angewandt. In diesem Modellauf wurden nur zonale Wellenzahlen 0, 6, 12 und 18 sowie totale Wellenzahlen von 0 bis 21 berücksichtigt. Die vertikale Auflösung wurde auf 15 Schichten reduziert und entspricht wie auch die Relaxationstemperatur der in Becker et al. (1997) gewählten Modellkonstellation. Für den wellenreduzierten Modellauf wurden außerdem die Diffusionsparameter folgendermaßen angepaßt. Die kinematische Zähigkeit beträgt $1 \text{ m}^2/\text{s}$ über den gesamten Höhenbereich, der Bodenreibungskoeffizient (Gl. 2.13) ist durch einen konstanten Wert von 0.005 m/s ersetzt, und die Horizontaldiffusion ist so eingestellt, daß ξ , D und T gleichermaßen mit 1 Tag für $n = 21$ gedämpft werden. Der betrachtete Lauf hat eine Länge von 2881 Tagen.

Im klimatologischen Mittel ergibt sich für $[u]$ auf beiden Hemisphären eine Jetstruktur in mittleren Breiten (Abb. 2.3 a). Der zonal und zeitlich gemittelte Meridionalwind $[\bar{v}]$ zeigt auf beiden Hemisphären deutlich die Hadley- und Ferrel-Zelle (Abb. 2.3 b). Eine wirklichkeitsgetreue Darstellung der Zirkulationszellen kann aufgrund des reduzierten Wellenspektrums und des idealisierten thermischen Antriebs nicht erwartet werden und ist in diesem Fall auch nicht von Interesse.

Gemäß der Theorie der baroklinen Lebenszyklen [James, 1994] weisen die zonale kinetische Energie, $zke = 1/2([u]^2 + [v]^2)$, und die turbulente kinetische Energie, $eke = 1/2((u^*)^2 + (v^*)^2)$, regelmäßige Schwingungen auf. Die Stern-Größen bezeichnen die Abweichung vom zonalen Mittel (s. Anhang A). In diesen Zyklen findet

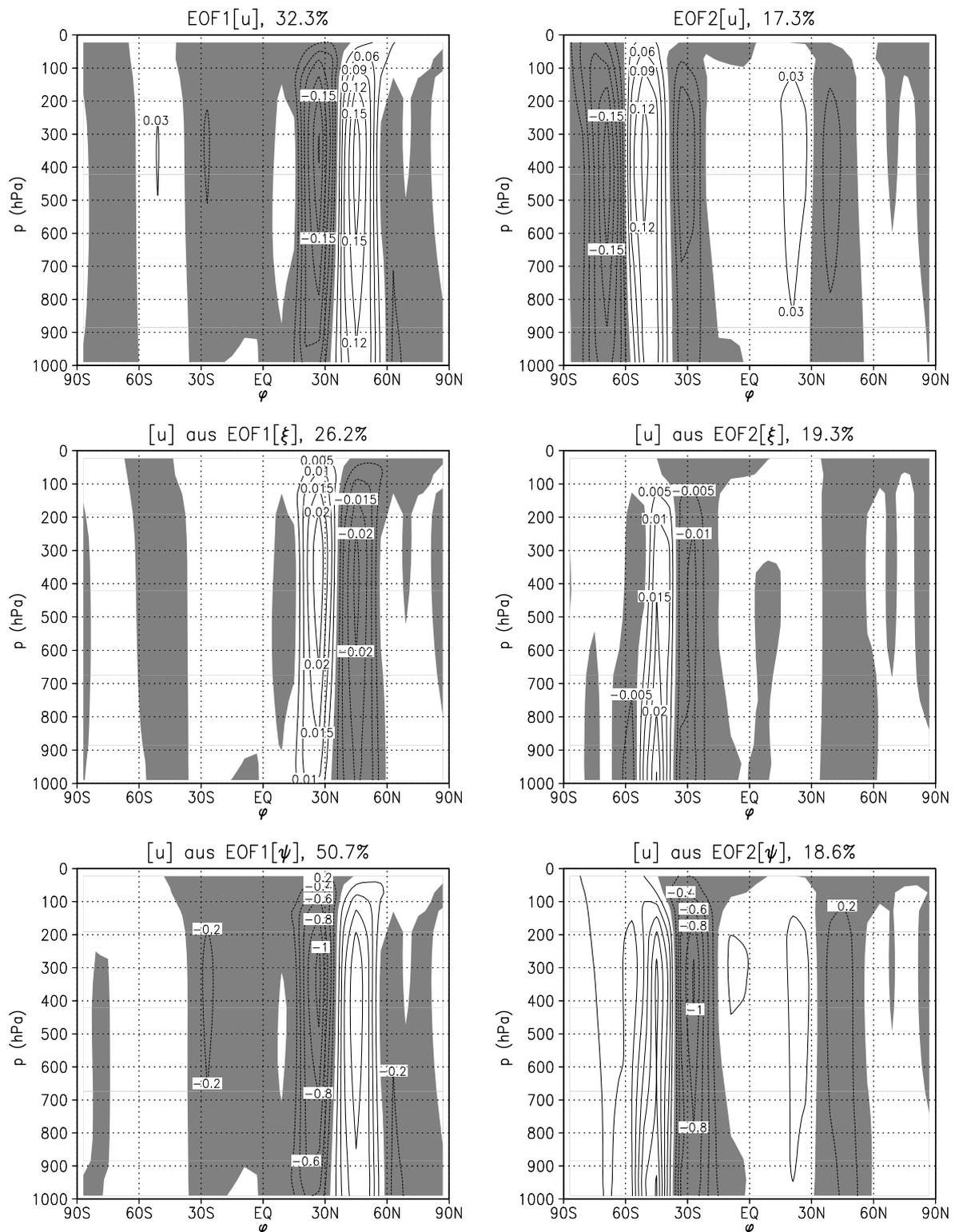


Abbildung 2.2: Die ersten zwei *EOFs*, berechnet über die Streuungen von $[u]$, $[\xi]$ und $[\psi]$ für den wellenreduzierten Lauf (s. Abschn. 2.3). Dargestellt ist hier das entsprechende Feld des Windes $[u]$. Die Prozentzahl gibt den Anteil der durch diese *EOF* beschriebenen Streuung an. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

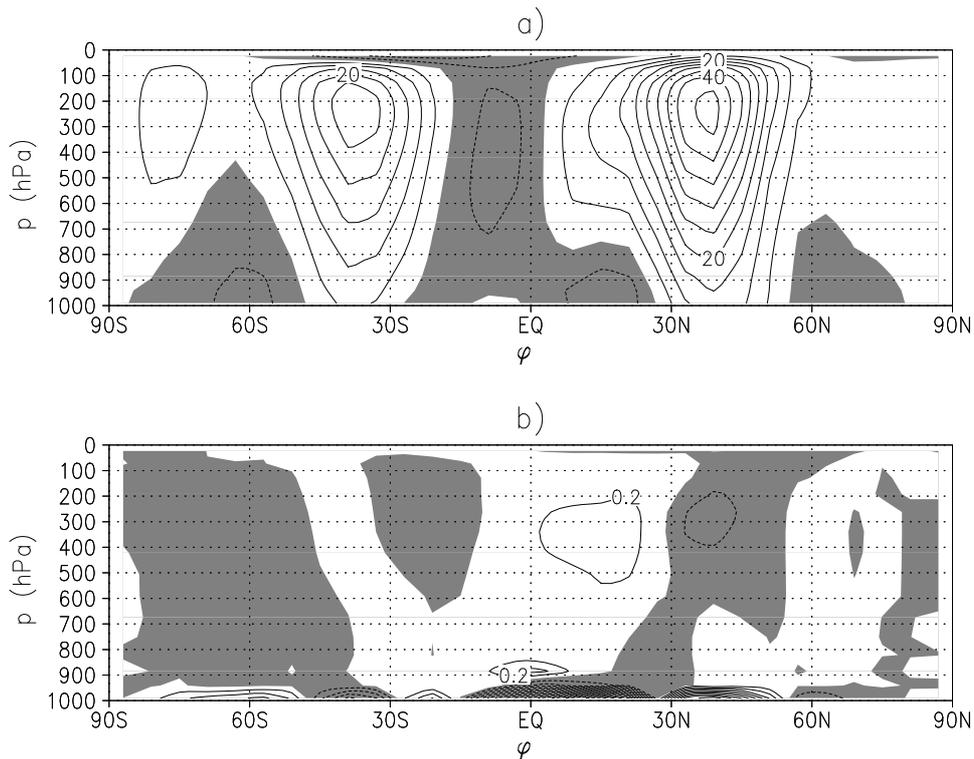


Abbildung 2.3: Klimatologisches Mittel von a) $[u]$ und b) $[v]$ für den wellenreduzierten Lauf. Das Konturintervall beträgt bei a) 5 m/s und bei b) 0.2 m/s. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

eine ständige Umverteilung der Energie statt. Zur Untersuchung des Zeitverhaltens werden die Leistungsspektren bestimmt, die als die Fouriertransformierten der Autokovarianzfunktionen definiert sind [von Storch, Zwiers, 1998]. Die Leistungsspektren beider Energien weisen eine breite Spitze bei 9 bis 10 Tagen auf. Die Abbildung (Abb. 2.4) zeigt dies am Beispiel von *eke*. Dieselbe Periodizität ist auch in der *EOF*-Analyse zu erwarten.

Die erste *EOF* von $[\psi]$ beschreibt 44.9% der totalen Varianz und weist eine barotrope Dipolstruktur ähnlich der des zonalen Index auf (Abb. 2.5a). Dabei liegt das Maximum des mittleren Zonalwindes zwischen den beiden Extrema der ersten *EOF*. Die beschriebene Varianz der ersten *EOF* von $[\chi]$ beträgt 40.7%, und das Muster beschreibt eine Verstärkung bzw. Abschwächung der meridionalen Zirkulationszellen auf der Nordhemisphäre (Abb. 2.5b). Die Leistungsspektren der dazugehörigen *PCs* besitzen jeweils eine deutliche Spitze bei einer Periode von etwa 9 Tagen (Abb. 2.6). Im Spektrum von $PC_1([\psi])$ ist ein starkes rotes Rauschen vorhanden. Dieser Befund legt nahe, die Spektren mit denen einer jeweils angepaßten Autoregressionsreihe erster Ordnung³ [von Storch, Zwiers, 1998] in Beziehung zu setzen.

Ein Element X_t einer Autoregressionsreihe erster Ordnung hängt nur von dem

³Markovreihe

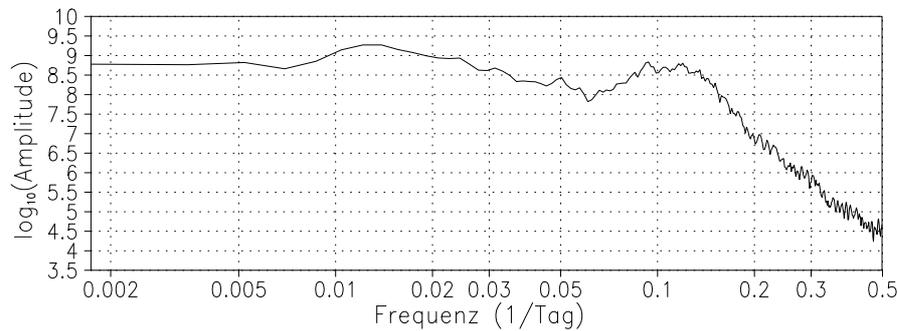


Abbildung 2.4: Das Leistungsspektrum der turbulenten kinetischen Energie e_{ke} für den wellenreduzierten Lauf.

vorherigen Element X_{t-1} und einer Zufallskraft $F(t)$ ab:

$$X_t = \alpha X_{t-1} + F(t) . \quad (2.20)$$

α nennt man den Autoregressionskoeffizienten erster Ordnung. Für das Leistungsspektrum $R(\nu)$ der Autoregressionsreihe ergibt sich als Funktion von der Frequenz ν folgende Form:

$$R(\nu) = P \frac{1 - \alpha^2}{1 - 2\alpha \cos(2\pi\nu) + \alpha^2} . \quad (2.21)$$

Den Faktor α erhält man aus der dazugehörigen Autokorrelationsfunktion $\rho(\tau)$ für einen Zeitabstand τ von einem Tag, während P der Stärke des weißen Spektrums der Autoregressionsreihe entspricht. Die Anpassung der Parameter erfolgt nach Anhang B. Zu dem Vergleichsspektrum wird noch ein Konfidenzniveau mit einer Irrtumswahrscheinlichkeit von 5% bestimmt (s. Anhang B) und mit dem ursprünglichen Leistungsspektrum verglichen (Abb. 2.6). Beide Spektren der PC -Zeitreihen überschreiten das Konfidenzniveau bei einer Periode von 9-10 Tagen. Hierbei handelt es sich um eine signifikante Abweichung von dem Verhalten einer Autoregressionsreihe erster Ordnung. Für diese Frequenz weist die Zeitreihe also ein quasi-periodisches Verhalten auf. Damit sind die Lebenszyklen eindeutig nachgewiesen.

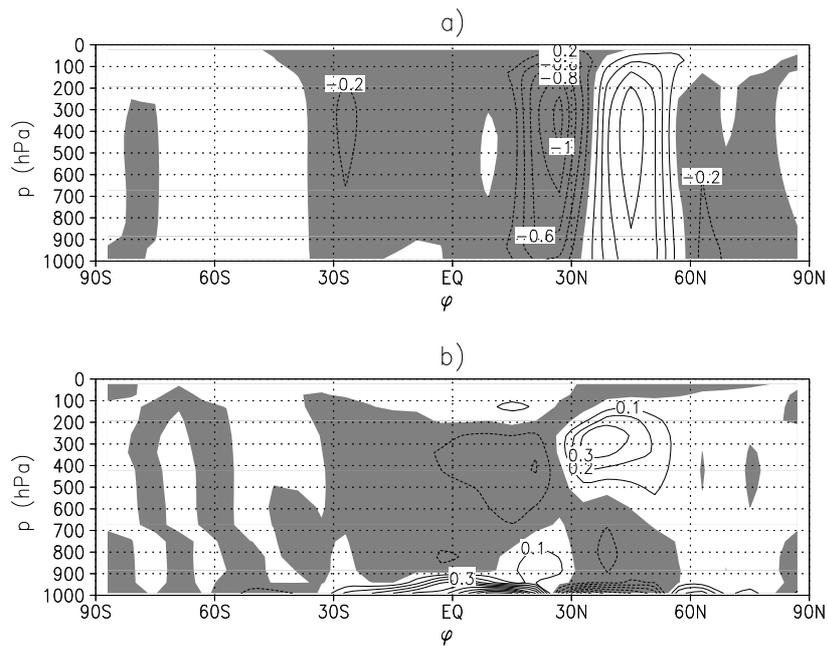


Abbildung 2.5: a) $EOF_1([\psi])$, dargestellt als $[u]$, und b) $EOF_1([\chi])$, dargestellt als $[v]$ für den wellenreduzierten Lauf. Das Konturintervall beträgt bei a) 0.2 m/s und bei b) 0.3 m/s. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

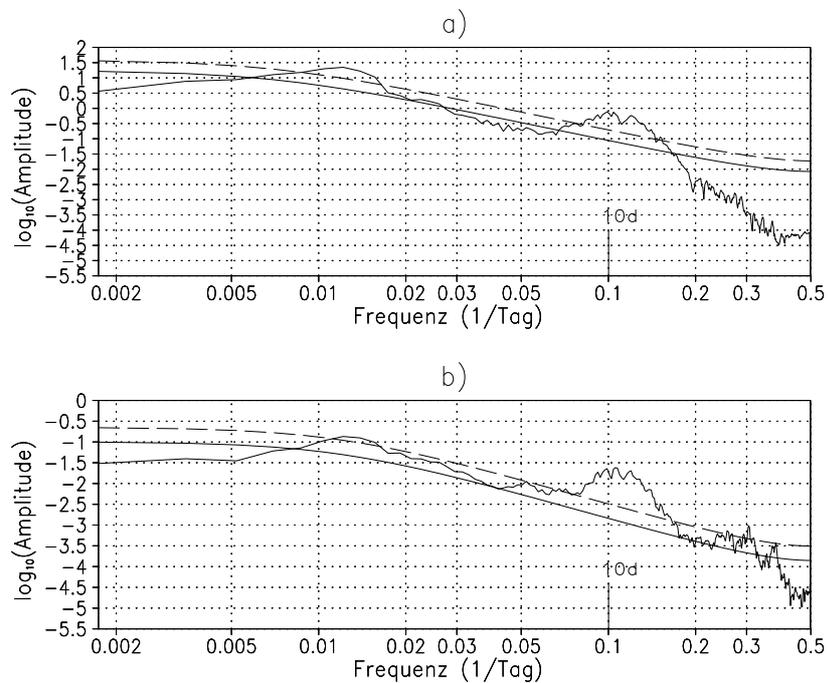


Abbildung 2.6: Das Leistungsspektrum und das Vergleichsspektrum einer Markovreihe mit einem 95%-Konfidenzniveau (gestrichelt) für a) $PC_1([\psi])$ und b) $PC_1([\chi])$ von dem wellenreduzierten Lauf. Die im Text erwähnte, signifikante Periode ist gesondert gekennzeichnet.

Kapitel 3

Die Modellklimatologie

Nördliche und südliche Hemisphäre unterscheiden sich vor allem hinsichtlich der Land-See-Verteilung. In dieser Arbeit soll für die winterlichen Hemisphären der Einfluß der Orographie auf die Variabilität untersucht werden. Daher wurden mit dem in Abschnitt 2.1 definierten SGCM zwei Simulationen durchgeführt, eine rotationsinvariante Aquaplanet- und eine Orographie-Simulation¹. Der Unterschied beider Simulationen repräsentiert in erster Näherung den zwischen der südlichen und nördlichen Hemisphäre der Erde zu jeweiligen Winterbedingungen.

Die Einschwingzeit des Modells betrug etwa drei Jahre und ließ sich aus den Zeitreihen der *PCs* ermitteln, da die führenden Schwankungsmuster anfänglich stark variieren. Mit Hilfe der Daumenregel von North et al. (1982) wurde die Länge des Aquaplanet-Laufs bestimmt und beträgt 4321 Tage.

In der zweiten Simulation wurde eine stark idealisierte Orographie in Form eines einzigen gaußförmigen Berges in das Modell eingebaut, die sich über das Geopotential Φ_s am Erdboden als

$$\Phi_s/g = A_b \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{\varphi - \varphi_b}{s_{\varphi b}} \right)^2 - \left(\frac{\cos \varphi}{\cos \varphi_b} \right) \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda - \lambda_b}{s_{\lambda b}} \right)^2 \right\} \quad (3.1)$$

darstellen läßt.

Die Parameter φ_b und λ_b geben die geographische Lage, die Parameter $s_{\varphi b}$ und $s_{\lambda b}$ die horizontale Ausdehnung und der Parameter A_b die Höhe des Berges an. Für die Orographie-Simulation wurden diese Parameter an das Himalayagebirge, welches den hauptsächlichsten, orographischen Antrieb für die großskalige atmosphärische Zirkulation darstellt, angepaßt (Abb. 3.1).

$$\varphi_b = 37^\circ\text{N}, \lambda_b = 90^\circ\text{O}, s_{\varphi b} = 7^\circ, s_{\lambda b} = 18^\circ, A_b = 4 \text{ km} \quad (3.2)$$

Die Simulation mit Orographie hat eine Länge von 2881 Tagen, die ebenfalls mit der Daumenregel von North et al. (1982) bestimmt wurde.

Im folgenden werden ausschließlich Mittelwerte über den gesamten Zeitraum betrachtet. Dabei befaßt sich Abschnitt 3.1 mit den zonal gemittelten und Abschnitt 3.2 mit den längenabhängigen Größen. In jenem Abschnitt wird nur die nördliche Hemisphäre der Orographie-Simulation untersucht, da der Aquaplanet-Fall keine längenabhängige Struktur im Klimamittel aufweist.

¹Mit *aqua* und *oro* abgekürzt

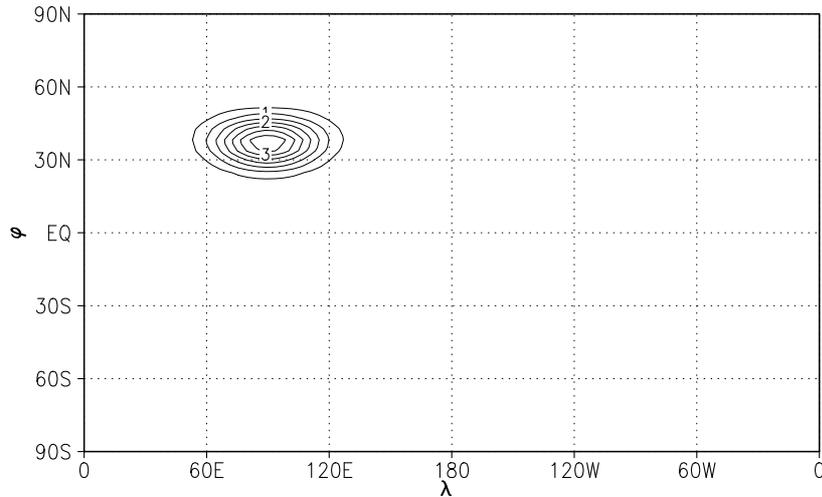


Abbildung 3.1: Idealisierte Orographie Φ_s/g . Das Konturintervall beträgt 0.5 km.

3.1 Zonal gemittelte Größen

3.1.1 Die allgemeine Zirkulation

Der mittlere Zonalwind ist für den Aquaplanet- und Orographielauf in Abbildung 3.2 dargestellt. Die Winde sind mit entsprechenden Beobachtungsdaten vergleichbar [Holton, 1992, Fig. 12.3], und man findet die wichtigsten Strukturen reproduziert. Dazu zählen die troposphärischen und stratosphärischen Jets sowie der ausgeprägte Ostwind über dem Äquator und in der stratosphärischen Sommerhemisphäre. Allerdings zeigen die Beobachtungsdaten eine Trennung des Subtropen- und Polarjet, während sich in diesem SGCM ein Jet durch beide Höhenbereiche zieht. Außerdem ist die Ausbreitung des Jets in hohe Breiten etwas zu schwach. Die Klima-anomalie des Zonalwindes zwischen der Orographie- und Aquaplanet-Simulation (Abb. 3.7 a) entspricht qualitativ dem Unterschied zwischen dem Nord- und Südwinter der Erde. Dieser Unterschied besteht vor allem in einem schwächeren Polarjet zwischen 150 und 20 hPa für den Nordwinter und gleichzeitig stärkerem Ostwind über dem Äquator und der Sommerhemisphäre.

Die beiden Strukturen der mittleren Meridionalwinde (Abb. 3.3) zeigen deutlich drei Zellen in der Winterhemisphäre. Im Vergleich mit Beobachtungsdaten sind die Winde der oberen tropischen Troposphäre zu klein, was an der schwachen tropischen Wärmequelle liegt. Diese Zellenstruktur zeigt sich auch in der Eulerschen Massenstromfunktion (Abb. 3.4). Im Orographie-Fall wird hier eine stärkere polwärtige Ausbreitung festgestellt.

Die stratosphärische Zirkulation wird durch die residuelle Massenstromfunktion (Abb. 3.5) dargestellt, die nach Edmon et al. (1980, Gl. 3.4) berechnet wurde. Hier zeigt der Orographie-Fall einen deutlich stärkeren, stratosphärischen Anteil als der Aquaplanetlauf. Dies ist besonders in dem Bereich zwischen den Tropen und den mittleren Breiten zu sehen, wo sich die stratosphärische Zirkulation unter dem Einfluß der Orographie mehr als verdoppelt. In hohen Breiten beschränkt sich die

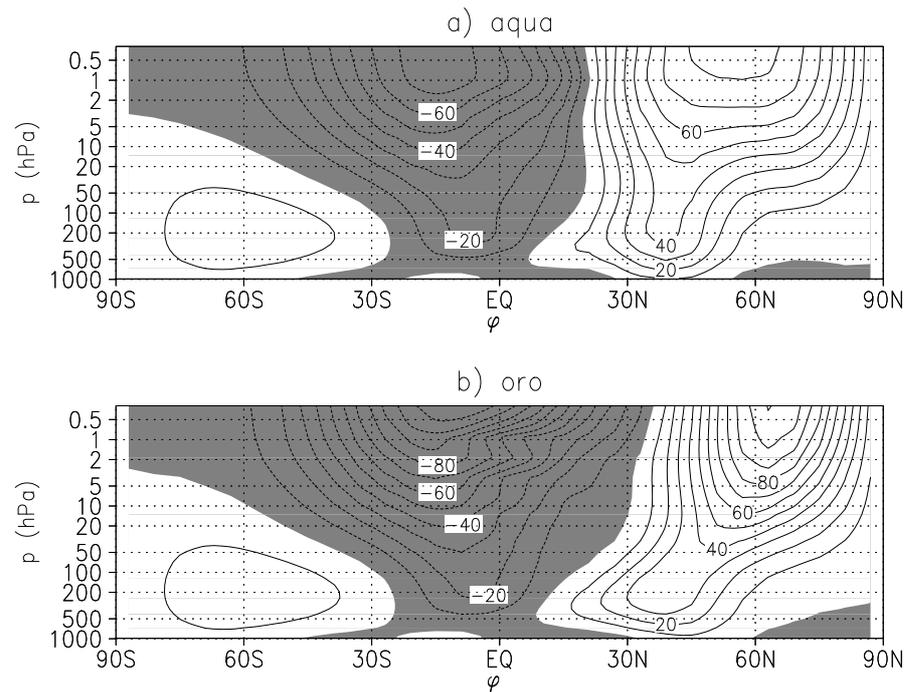


Abbildung 3.2: Mittleres $[u]$ in a) der Aquaplanet- und b) der Orographie-Simulation. Das Konturintervall beträgt 10 m/s. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

residuelle Massenstromfunktion auf die Troposphäre, wobei ein Abbruch der stratosphärischen Zelle bei etwa 45°N stattfindet. Eine vom Äquator bis zum Pol übergreifende Zirkulation wird nach Becker und Schmitz (1998 A) erst bei zusätzlichen längenabhängigen Wärmequellen in den Tropen und mittleren Breiten erreicht.

Der Temperaturgradient zwischen Äquator und Winterpol in der unteren Stratosphäre ist für Südwinter sehr viel größer als für Nordwinter [Holton, 1992, Fig. 12.2]. Ein entsprechendes Verhalten erkennt man auch in der Temperaturanomale zwischen den beiden Simulationen (Abb. 3.7 b), wobei der Aquaplanet-Fall den Süd- und der Orographie-Fall den Nordwinter der Erde repräsentieren.

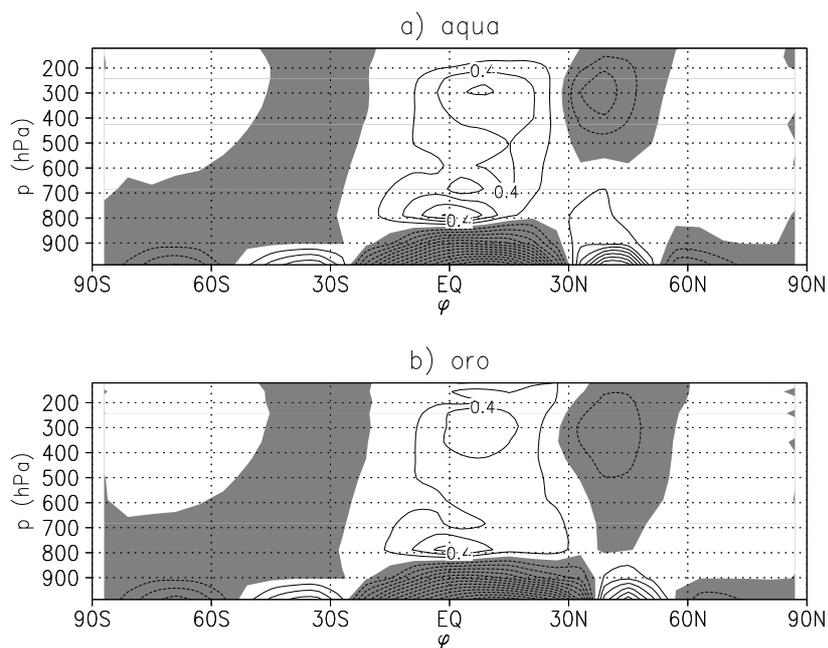


Abbildung 3.3: Mittleres $[v]$ in a) der Aquaplanet- und b) der Orographie-Simulation. Das Konturintervall beträgt 0.2 m/s. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

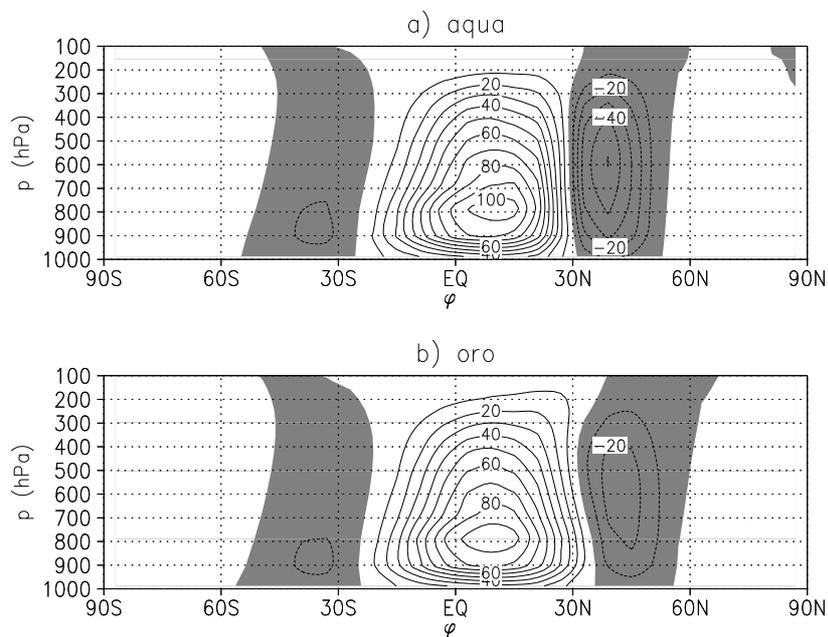


Abbildung 3.4: Eulersche Massenstromfunktion in a) der Aquaplanet- und b) der Orographie-Simulation. Das Konturintervall beträgt $1 \cdot 10^{10}$ kg/s. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

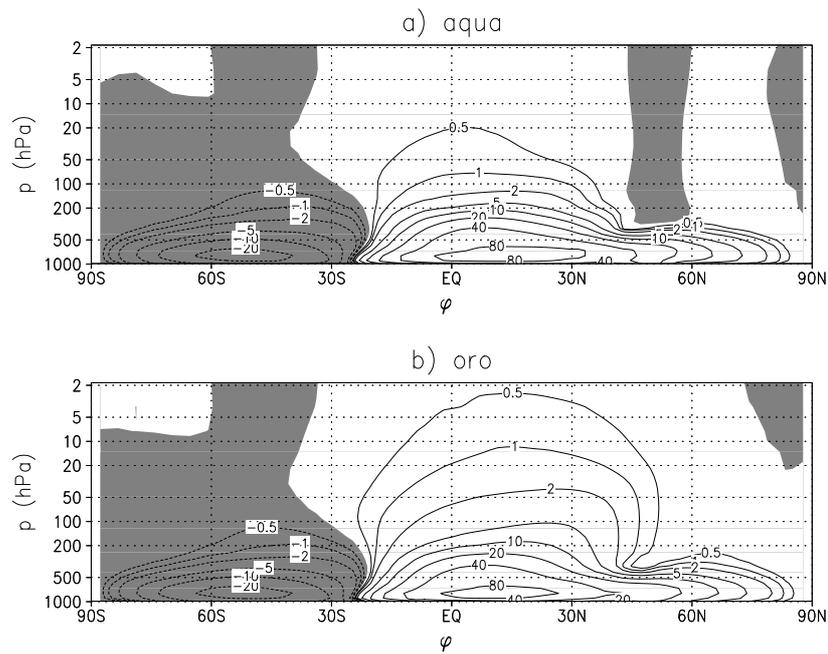


Abbildung 3.5: Residuelle Massenstromfunktion in a) der Aquaplanet- und b) der Orographie-Simulation. Die Konturlinien liegen bei 0.5, 1, 2, 5, 10, 20, 40 und 80 $\cdot 10^9$ kg/s. Negative Werte sind schattiert.

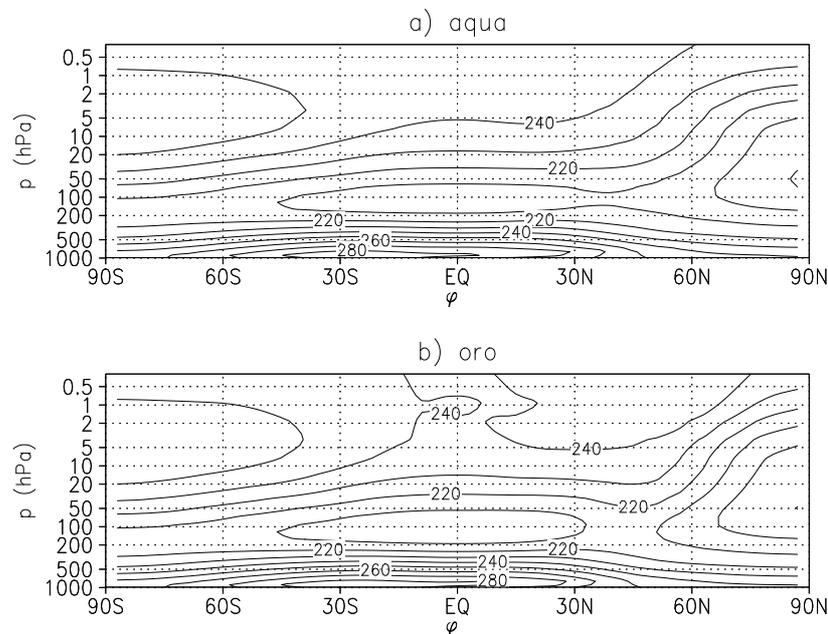


Abbildung 3.6: Mittleres $[T]$ in a) der Aquaplanet- und b) der Orographie-Simulation. Das Konturintervall beträgt 10 K.

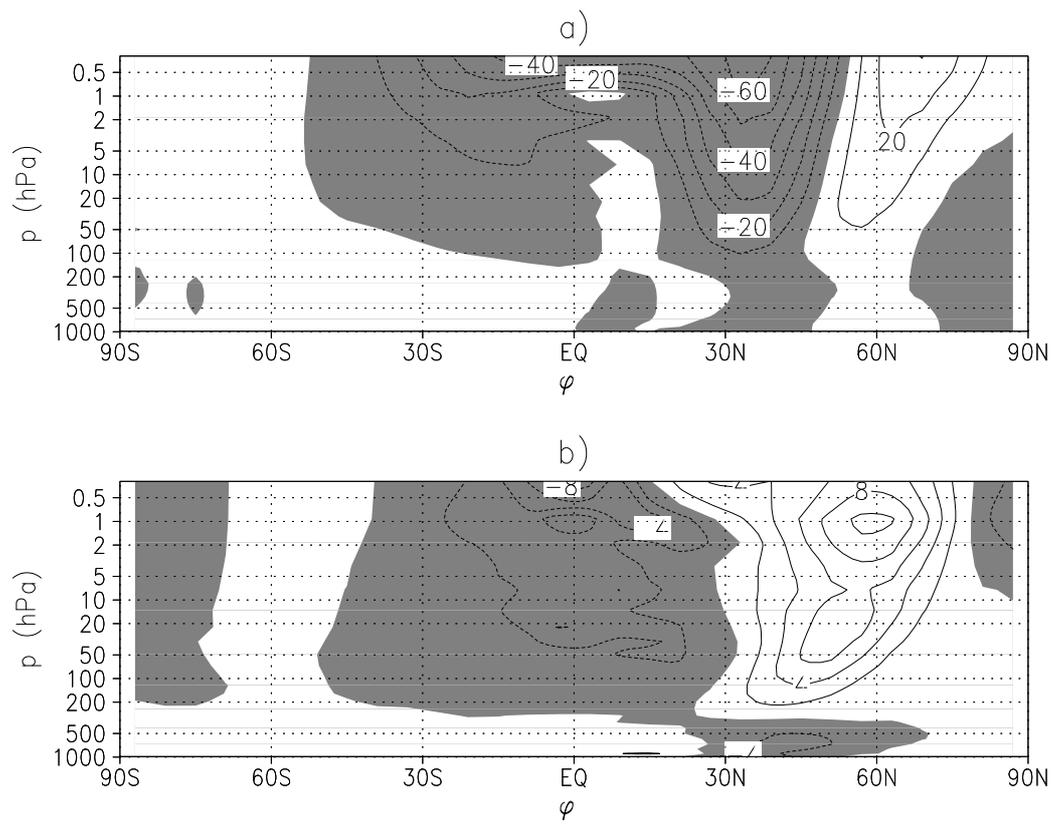


Abbildung 3.7: Anomalie zonalgemittelter Größen zwischen Orographie- und Aquaplanet-Simulation für a) $[u]$ und b) $[T]$. Das Konturintervall beträgt bei a) 10 m/s und b) 2 K. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

3.1.2 Die Wellenflüsse

Bei dem polwärtigen Wellenfluß² einer Größe kann zwischen dem stationären und dem transienten Anteil unterschieden werden. Dies folgt aus der Aufspaltung der Größe u in einen klimatischen Mittelwert \bar{u} und eine Abweichung u' davon, so daß $u = \bar{u} + u'$ gilt. Der totale meridionale Wellenimpulsfluß erhält damit folgende Form:

$$\overline{[u^*v^*]} = \overline{[\bar{u}^*\bar{v}^*]} + \overline{[u'^*v'^*]} . \quad (3.3)$$

Der erste Term auf der rechten Seite von Gleichung 3.3 ist der stationäre und der zweite der transiente meridionale Wellenfluß. Der Begriff „Wellenfluß“ soll hierbei sowohl planetare Wellen als auch Turbulenzen beinhalten.

In der Aquaplanet-Simulation ist keine geographische Länge bevorzugt. Daher sind die Sterngrößen, die die Abweichung von zonalen Mittel bezeichnen, im zeitlichen Mittel gleich Null. Es gibt also keine stationären Flüsse. Dagegen sind in der Orographie-Simulation aufgrund einer ausgezeichneten geographischen Länge, nämlich der des Berges, stationäre Flüsse vorhanden.

Um den transienten Anteil der Wellenflüsse auf verschiedene Zeitskalen zu untersuchen, wurde auf beide Datensätze eine Fourieranalyse angewandt (s. Anhang B). Mit einem Hochpass bei 10 Tagen kann man zwei grundlegende Zeitskalen unterscheiden: zum einen die kurzen Skalen mit einer Periode kürzer als 10 Tage, die die *synoptische* Wellen enthalten, und zum anderen die langen Skalen mit Perioden länger als 10 Tage, also die *niederfrequenten* Schwingungen.

Der totale meridionale Wellenimpuls- und Wellentemperaturfluß sind in den Abbildungen 3.8 und 3.9 dargestellt. Der Vergleich mit Beobachtungen für die winterlichen Hemisphären der Erde [Randel, 1992] zeigt, daß die Troposphäre in beiden Simulationen gut beschrieben wird. In der Stratosphäre ist allerdings in der Aquaplanet-Simulation nahezu kein Wellenfluß vorhanden. Der stratosphärische Wellenfluß in der Orographie-Simulation besteht fast ausschließlich aus dem stationären Anteil (Abb. 3.10).

Die Verteilung der transienten Wellenflüsse auf die unterschiedlichen Zeitskalen zeigt in der Troposphäre sowohl für die Impulsflüsse (Abb. 3.11 und 3.12), als auch für die Temperaturflüsse (Abb. 3.13 und 3.14) den größten Anteil auf den kurzen Zeitskalen. Das lokale Maximum der Flüsse liegt für diese Zeitskalen bei etwa 40°N, während es sich für die langen Zeitskalen südlich von 30°N befindet. In der Stratosphäre der Orographie-Simulation fällt fast der gesamte transiente Wellenfluß für Impuls und Temperatur in den niederfrequenten Bereich.

²eddy flux

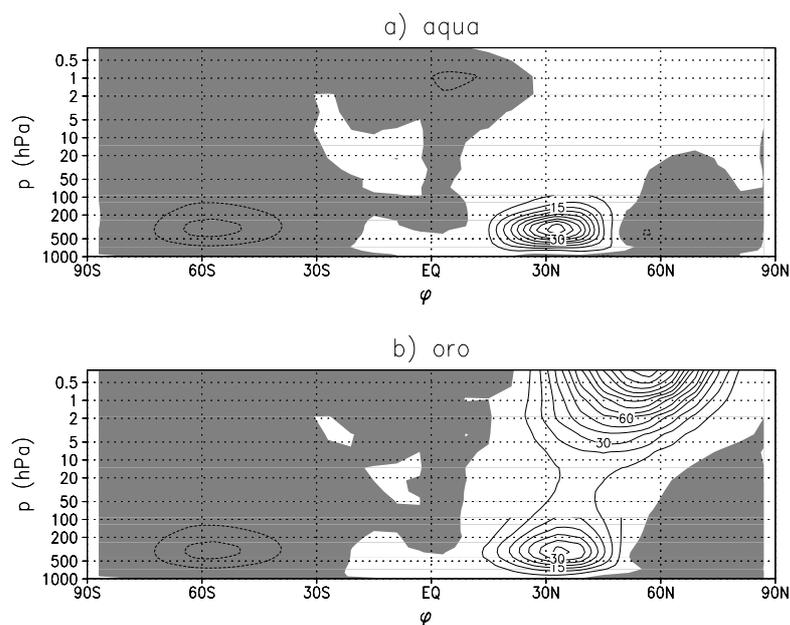


Abbildung 3.8: Mittlerer, totaler meridionaler Wellenimpulsfluß $\overline{[u^*v^*]}$ in a) der Aquaplanet- und b) der Orographie-Simulation. Das Konturintervall beträgt $5 \text{ m}^2/\text{s}^2$ unterhalb und $10 \text{ m}^2/\text{s}^2$ oberhalb von 90 hPa. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

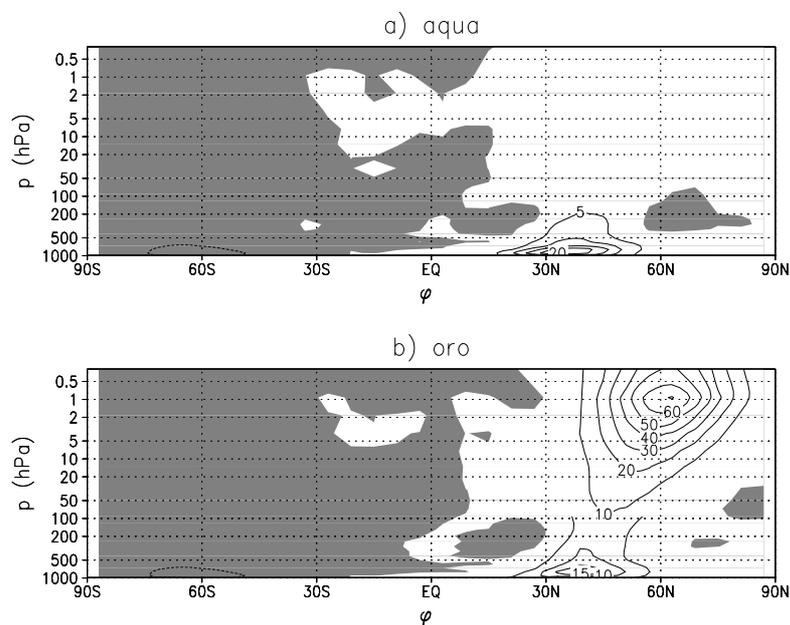


Abbildung 3.9: Mittlerer, totaler meridionaler Wellentemperaturfluß $\overline{[T^*v^*]}$ in a) der Aquaplanet- und b) der Orographie-Simulation. Das Konturintervall beträgt 5 K m/s unterhalb und 10 K m/s oberhalb von 90 hPa. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

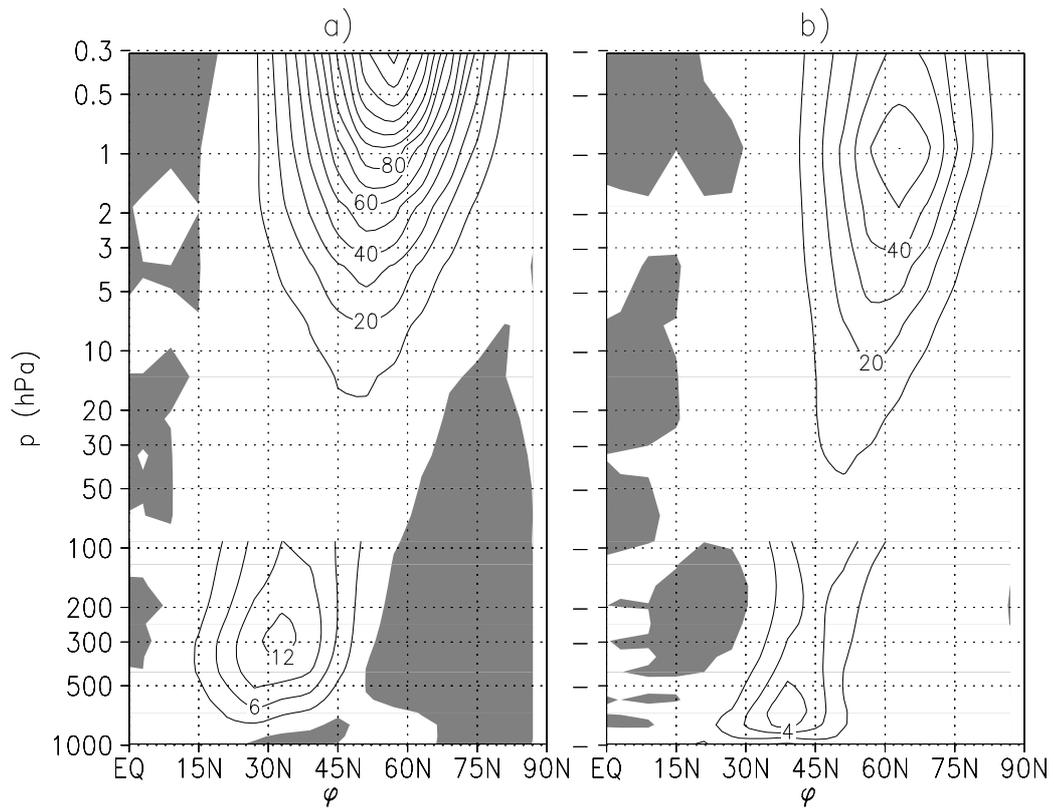


Abbildung 3.10: Mittlerer, stationärer meridionaler Wellenfluß für a) Impuls $[\overline{u^*v^*}]$ und b) Temperatur $[\overline{T^*v^*}]$ in der Orographie-Simulation. In a) beträgt das Konturintervall $3 \text{ m}^2/\text{s}^2$ unterhalb und $10 \text{ m}^2/\text{s}^2$ oberhalb von 90 hPa . In b) beträgt das Konturintervall 2 K m/s unterhalb und 10 K m/s oberhalb von 90 hPa . Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

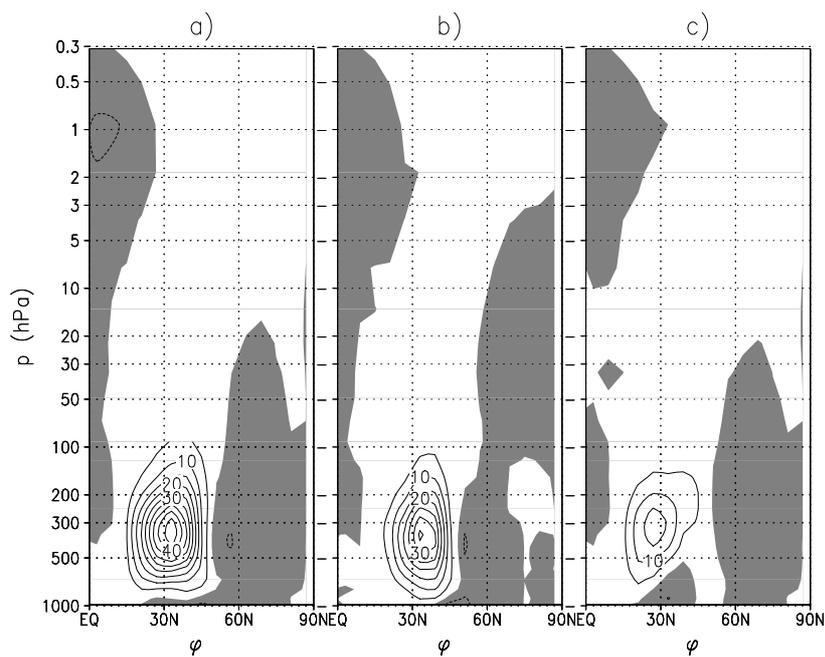


Abbildung 3.11: Mittlere transiente Wellenimpulsflüsse $\overline{[u'v'^*]}$ der Aquaplanet-Simulation für a) die gesamten, b) die kurzen und c) die langen Zeitskalen. Die Konturen sind analog zu Abbildung 3.8 gezeichnet.

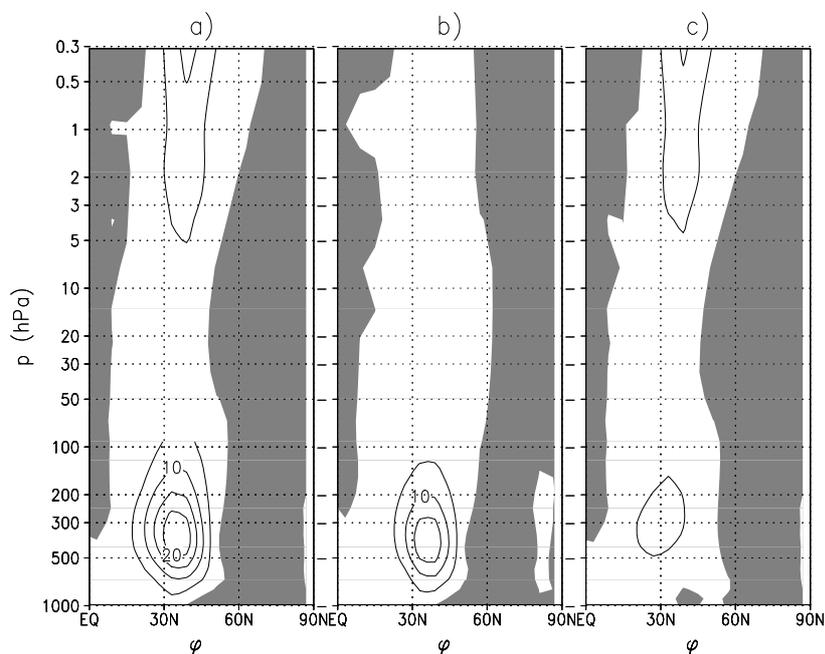


Abbildung 3.12: Mittlere transiente Wellenimpulsflüsse $\overline{[u'v'^*]}$ der Orographie-Simulation für a) die gesamten, b) die kurzen und c) die langen Zeitskalen. Die Konturen sind analog zu Abbildung 3.8 gezeichnet.

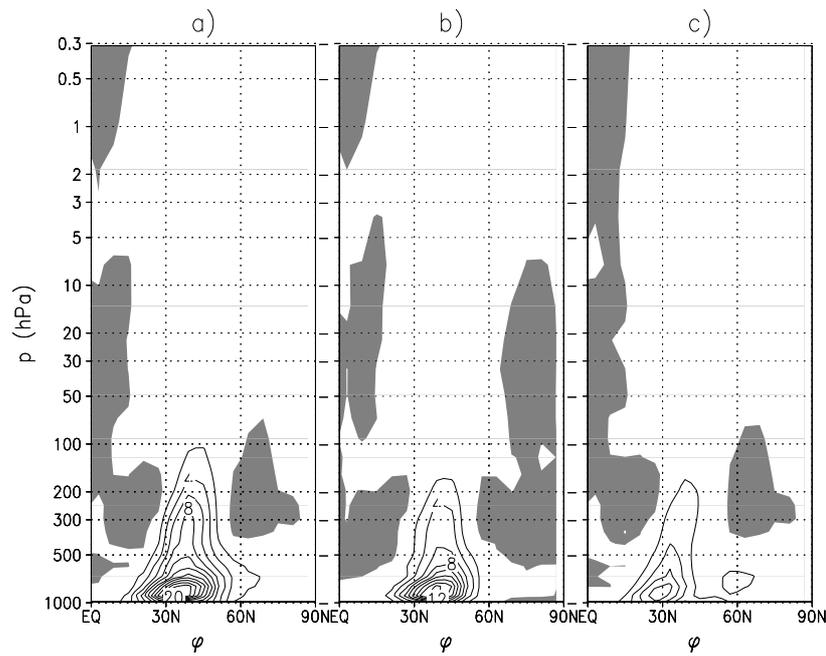


Abbildung 3.13: Mittlere transiente Wellentemperaturflüsse $\overline{[T^{l*}v^{l*}]}$ der Aquaplanet-Simulation für a) die gesamten, b) die kurzen und c) die langen Zeitskalen. Die Konturen sind analog zu Abbildung 3.9 gezeichnet.

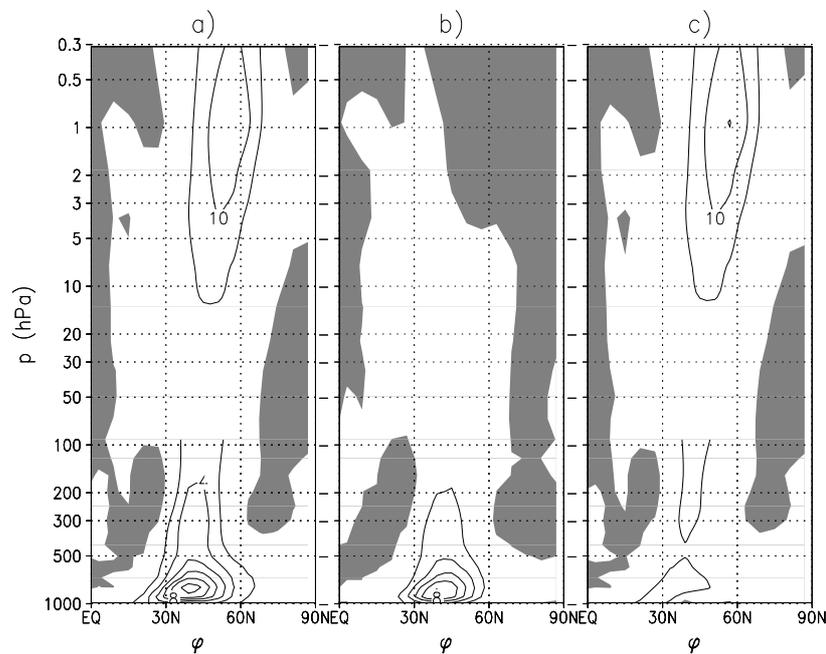


Abbildung 3.14: Mittlere transiente Wellentemperaturflüsse $\overline{[T^{l*}v^{l*}]}$ der Orographie-Simulation für a) die gesamten, b) die kurzen und c) die langen Zeitskalen. Die Konturen sind analog zu Abbildung 3.9 gezeichnet.

3.2 Die längenabhängige Struktur bei Orographie

Die Abbildungen 3.15 und 3.16 zeigen den zonalen und meridionalen Wind auf der 196-hPa-Hybridfläche. Beide weisen einen topographisch induzierten Wellenzug mit einer Wellenzahl von 4 bis 5 auf. Die Theorie der topographischen Rossby-Wellen [Holton, 1992] sagt die größte Amplitude für die Wellenzahl $K_s^2 \equiv \beta/[u]$ voraus. Der Parameter β stammt dabei aus der β -Ebenen-Approximation und bezeichnet die Änderung des Coriolis-Parameters an einer bestimmten Breite φ_0 . Umgerechnet auf den Erdumfang ergibt sich bei dem vorliegenden Zonalwind eine Wellenzahl von 3 bis 4. Offenbar genügt diese Modellkonfiguration nicht, um eine realistische Jet-Struktur zu erzeugen. Dafür müssen nach Becker und Schmitz (1998 B) weitere längenabhängige Wärmequellen in der Modellkonfiguration berücksichtigt werden. Die längenabhängige Temperatur auf der 788-hPa-Hybridfläche (Abb. 3.17) weist eine ähnliche Struktur wie der Zonalwind auf 196 hPa auf, was auf eine hohe Barotropie hindeutet.

Auf der 34-hPa-Fläche herrschen sowohl bei dem Zonalwind als auch der Temperatur (Abb. 3.18 a, b) die zonalen Wellenzahlen 1 und 2 vor, wobei die Hauptmaxima jeweils bei etwa 180° liegen. Insgesamt zeigen die beiden Muster eine starke Kohärenz zueinander.

Der meridionale Wellenimpulsfluß auf der 196-hPa-Hybridschicht und der Wellentemperaturfluß auf der 788-hPa-Schicht sind in den Abbildungen 3.19 und 3.20 dargestellt. Der stationäre Anteil zeigt die höchste Aktivität für den Impulsfluß im Gebiet des Jetmaximums bei 130°O sowie für den Temperaturfluß bei 90°O und im Jetausgang bei 160°W . Die Maxima der transienten Flüsse liegen in Gebieten mit schwachem Zonalwind, nämlich bei 100°W , 30°W und 60°O . Bei dem transienten Anteil fällt außerdem eine starke zonalsymmetrische Komponente auf.

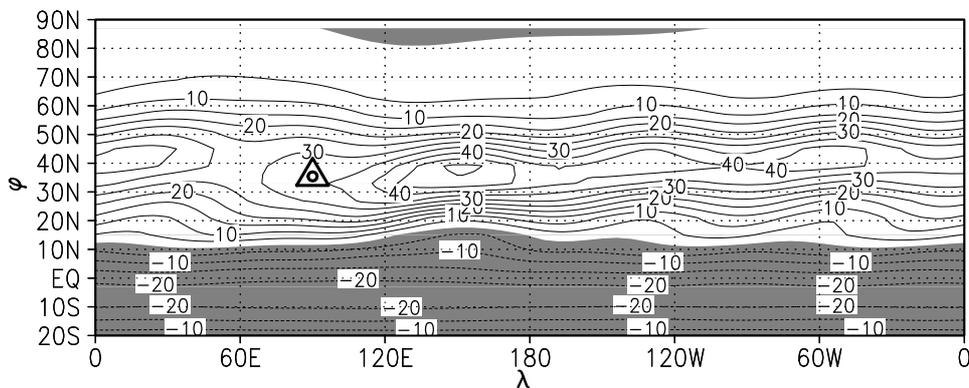


Abbildung 3.15: Längen-Breiten-Schnitt des Zonalwindes auf der 196-hPa-Hybridfläche in der Orographie-Simulation. Das Konturintervall beträgt 5 m/s. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert. Das Dreieck kennzeichnet die Lage des Berges.

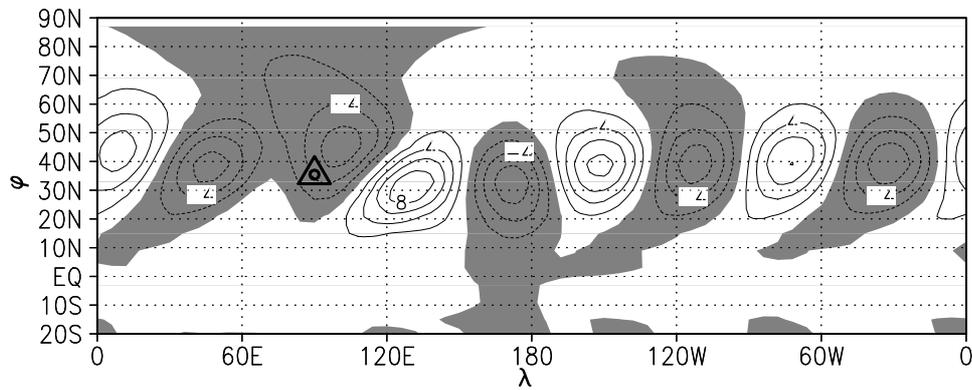


Abbildung 3.16: Längen-Breiten-Schnitt des Meridionalwindes auf der 196-hPa-Hybridfläche in der Orographie-Simulation. Das Konturintervall beträgt 2 m/s. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert. Das Dreieck kennzeichnet die Lage des Berges.

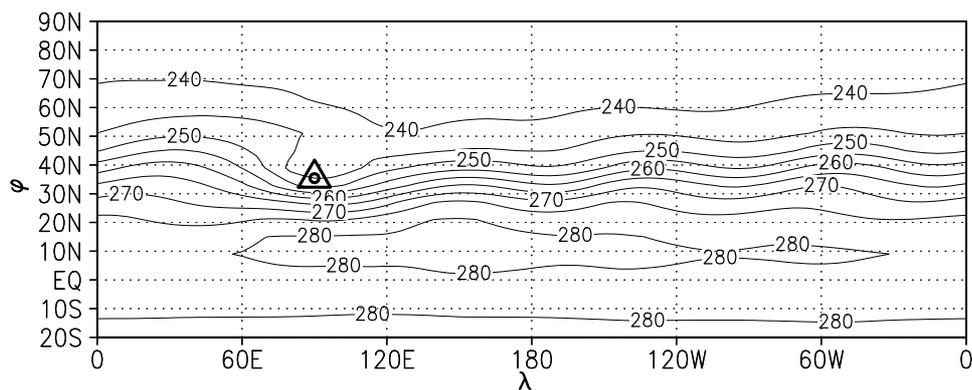


Abbildung 3.17: Längen-Breiten-Schnitt der Temperatur auf der 788-hPa-Hybridfläche in der Orographie-Simulation. Das Konturintervall beträgt 5 K. Das Dreieck kennzeichnet die Lage des Berges.

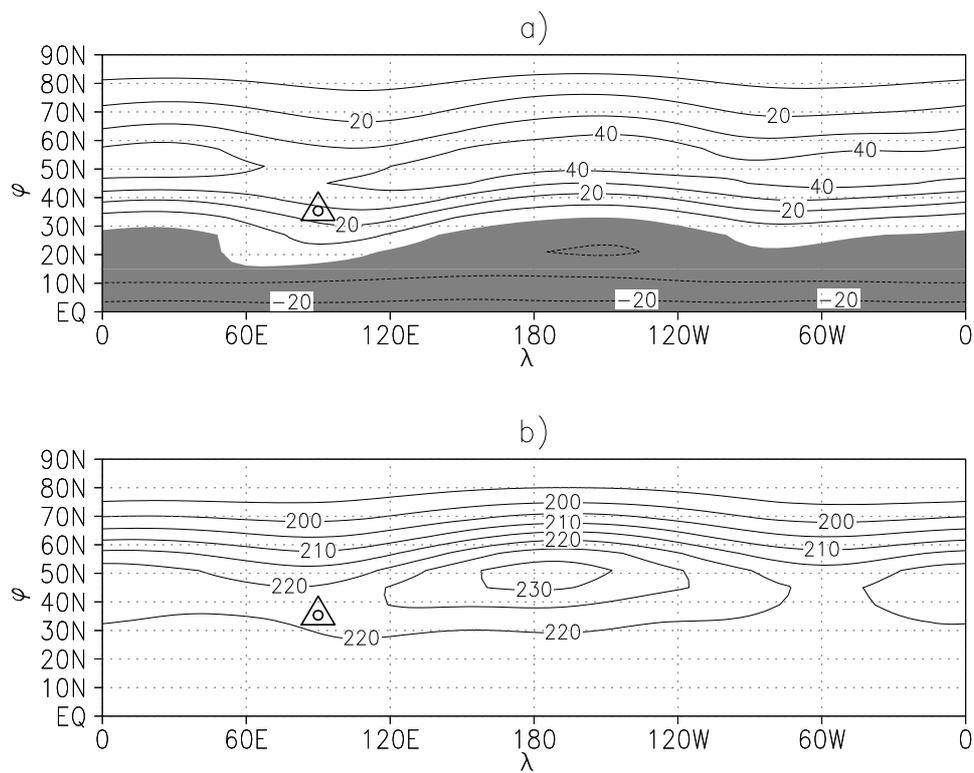


Abbildung 3.18: Längen-Breiten-Schnitt a) des Zonalwindes und b) der Temperatur auf 34 hPa in der Orographie-Simulation. Das Konturintervall beträgt bei a) 10 m/s und bei b) 5 K. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert. Das Maximum des Berges ist durch das Dreieck gekennzeichnet.

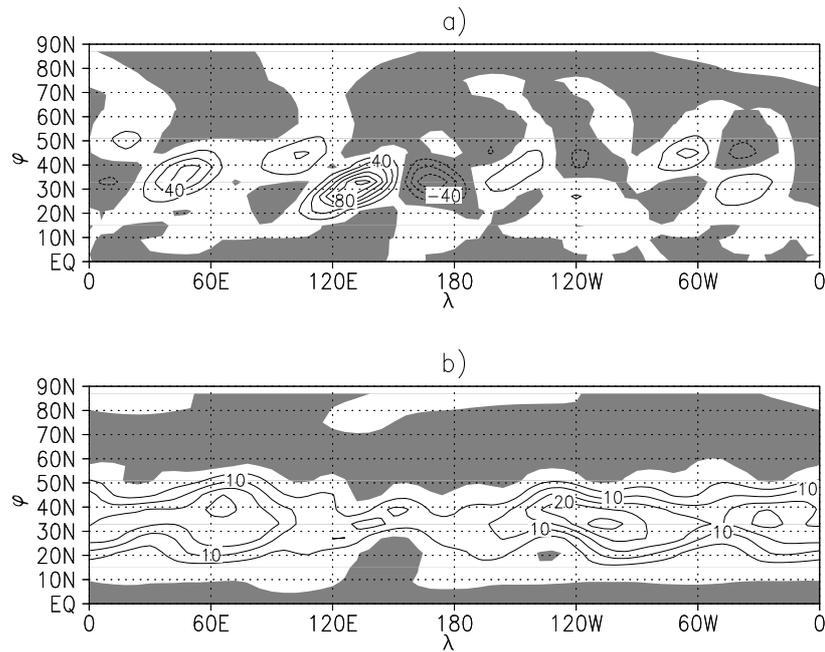


Abbildung 3.19: Längen-Breiten-Schnitt des Wellenimpulsflusses auf der 196-hPa-Hybridschicht, a) stationär und b) transient. Das Konturintervall beträgt bei a) $20 \text{ m}^2/\text{s}^2$ und bei b) $5 \text{ m}^2/\text{s}^2$. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

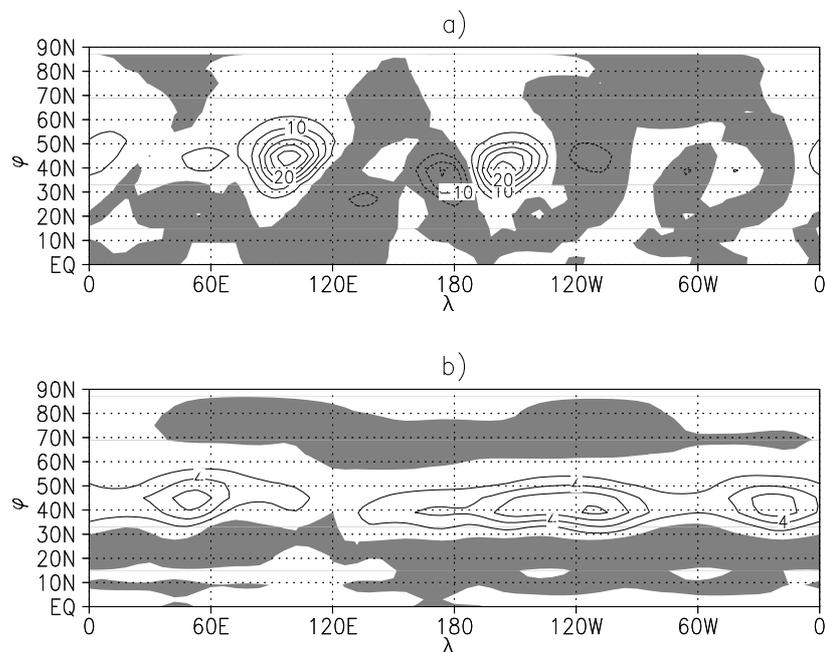


Abbildung 3.20: Längen-Breiten-Schnitt des Wellentemperaturflusses auf der 788-hPa-Hybridschicht, a) stationär und b) transient. Das Konturintervall beträgt bei a) 5 K m/s und bei b) 2 K m/s . Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

Kapitel 4

Troposphärische Variabilität

4.1 Die *EOF*-Analyse der unteren Atmosphäre

Zur Untersuchung der troposphärischen Variabilität wurde die *EOF*-Analyse auf die untersten 13 Modellschichten der beiden Datensätze beschränkt. Als Trennlinie wurde willkürlich die Schicht bei 121 hPa gewählt, die außer in den Tropen über der Tropopause liegt.

4.1.1 Variabilität zonal gemittelter Größen

Die führenden *EOFs* der zonal gemittelten Stromfunktion weisen, dargestellt als Zonalwind (Abb. 4.1), in beiden Simulationen eine barotrope Dipolstruktur auf. Die beschriebene Varianz beträgt 37.3% für die Aquaplanet- und 36.6% für die Orographie-Simulation. Die Extrema liegen bei 30°N und bei 48°N. In der Aquaplanet-Simulation fällt noch ein drittes, etwas schwächeres Extremum bei 15°N auf. Dieser Unterschied wurde bereits von Kidson (1985, 1986) anhand von Beobachtungsdaten gefunden. In dem Breiten-Höhen-Schnitt des Korrelationskoeffizienten zwischen dem zonalen Index und $[u]$ fand er für die Südhalbkugel eine signifikante Dreierstruktur mit Extrema bei 25°S, 49°S und 68°S und für die Nordhalbkugel eine Dipolstruktur mit Extrema bei 40°N und 60°N.

Der zonale Index (ZI) ist als die *PC* der jeweils führenden *EOF* von $[\psi]$ (Abb. 4.2) definiert:

$$ZI \equiv PC_1([\psi]) . \quad (4.1)$$

In der weiteren Arbeit bezeichnen ZI_{aqua} und ZI_{oro} den zonalen Index in der entsprechenden Simulation. Positive Werte der *PC* (hoher ZI) entsprechen laut dem Muster der *EOF* einer polwärtigen Verlagerung des Jetkerns. Umgekehrt bedeutet ein negativer Wert der *PC* (niedriger ZI) eine äquatorwärtige Verschiebung des Jetkerns. Die Zeitreihen der *PCs* weisen positive und negative Phasen mit einer Länge von mehreren zehn bis zu hundert Tagen auf.

Die Leistungsspektren der *PCs* zeigen ein rotes Rauschen (Abb. 4.3), das sich mit dem Spektrum einer Autoregressionsreihe erster Ordnung anpassen läßt, welches ergänzend in der Abbildung 4.3 zusammen mit dem 95%-Konfidenzniveau eingetragen ist. Die Übereinstimmung der Spektren ist gut. Das statistische Verhalten

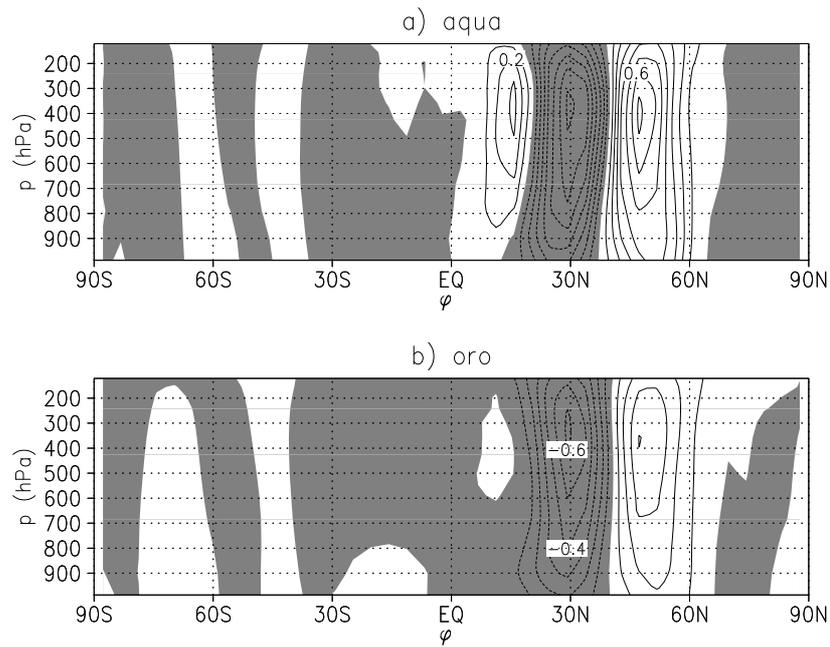


Abbildung 4.1: Troposphärische $EOF_1([\psi])$, dargestellt als Zonalwind, in a) der Aquaplanet- und b) der Orographie-Simulation. Das Konturintervall beträgt 0.1 m/s. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

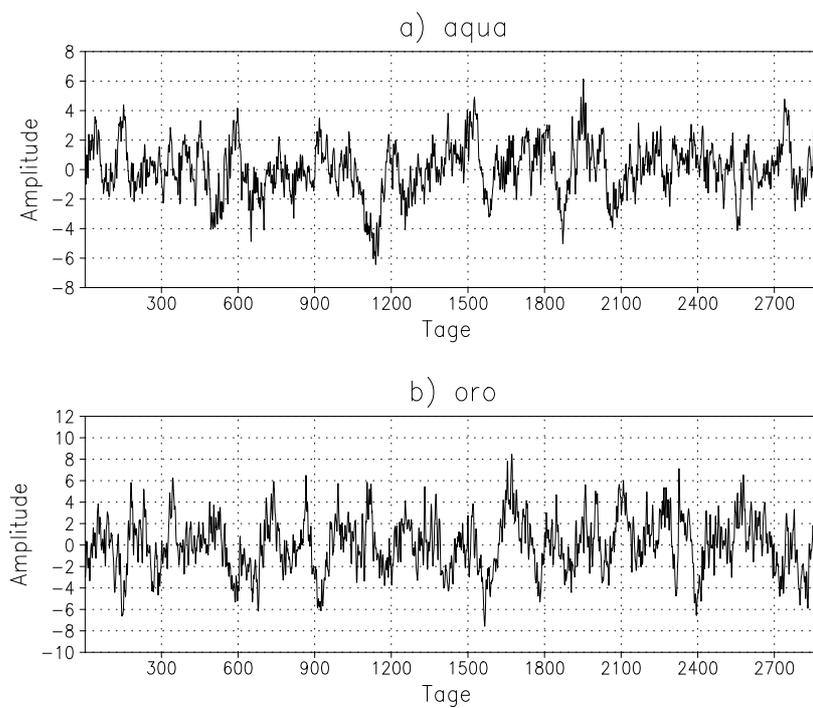


Abbildung 4.2: Zeitreihen der ersten troposphärischen PCs der zonal gemittelten Stromfunktion für a) die Aquaplanet- und b) die Orographie-Simulation.

der ZI-Zeitreihe kann also annähernd als das einer Markovreihe verstanden werden. Dennoch weisen beide *PC*-Spektren signifikante Abweichungen von diesem Verhalten auf, und zwar bei einer Periode von etwa neun Tagen. Im Spektrum des Orographielaufs fallen desweiteren eine Reihe von Spitzen mit Perioden zwischen 10 und 20 Tagen sowie eine signifikante Spitze bei einer Periode von 130 Tagen auf. Hierin deutet sich ein quasi-periodisches, niederfrequentes Verhalten an. Akohori und Yoden (1997) fanden in ihrem Aquaplanet-GCM für den zonalen Index eine signifikante Periode von 150 bis 200 Tagen. In der Aquaplanet-Simulation weist das Spektrum eine Erhebungen bei etwa 150 Tage auf, die allerdings das 95%-Konfidenzniveau nicht überschreitet.

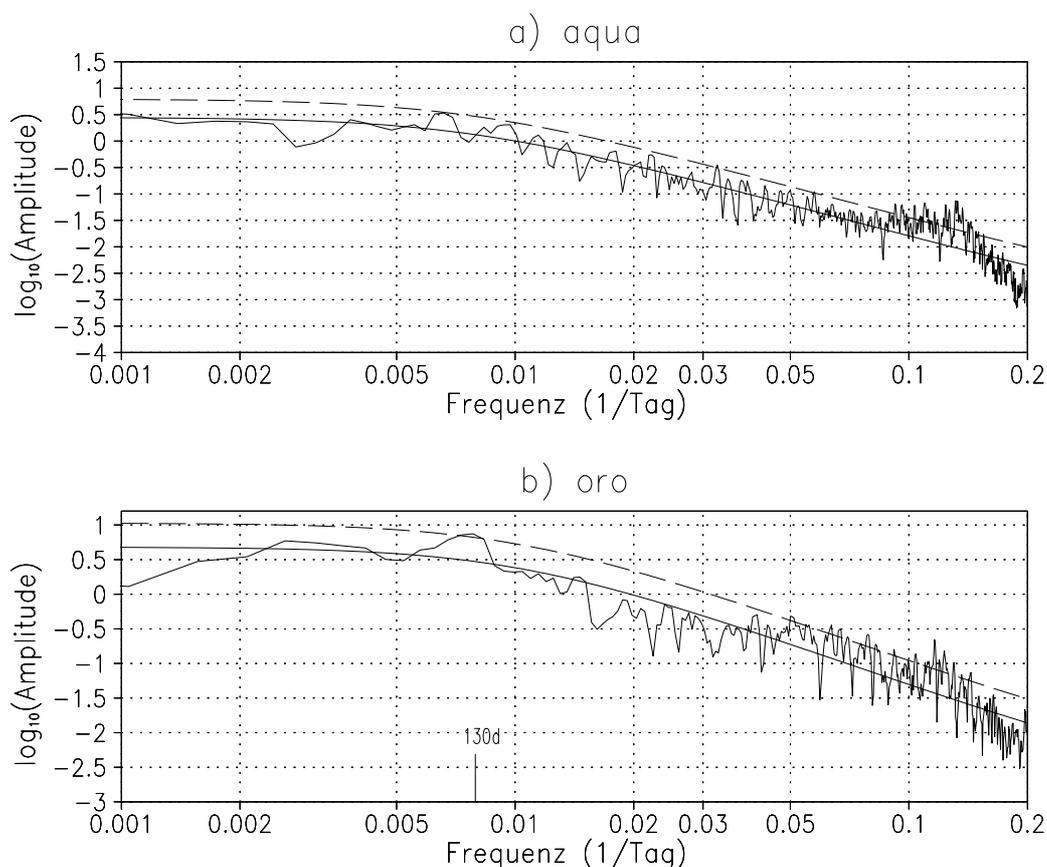


Abbildung 4.3: Leistungsspektren der ersten troposphärischen *PC*s der zonal gemittelten Stromfunktion für a) die Aquaplanet- und b) die Orographie-Simulation. Zusätzlich sind die Vergleichsspektren einer Markovreihe mit den 95%-Konfidenzniveaus (gestrichelt) eingetragen. Die im Text erwähnte, signifikante Periode ist gesondert gekennzeichnet.

In Abbildung 4.4 sind die drei führenden Schwankungen des ageostrophischen Meridionalwindes für den Aquaplaneten im Breiten-Höhen-Schnitt dargestellt. Berechnet wurden sie aus den ersten drei *EOF*s des zonal gemittelten Geschwindigkeitspotentials $[\chi]$. Die beschriebene Varianz der ersten, zweiten und dritten *EOF* ist 48.4%, 19.5% und 6.6%. Die erste und dritte *EOF* von $[\chi]$ stellen hauptsächlich eine Verstärkung bzw. Schwächung der mittleren Zirkulationszellen auf der Nord-

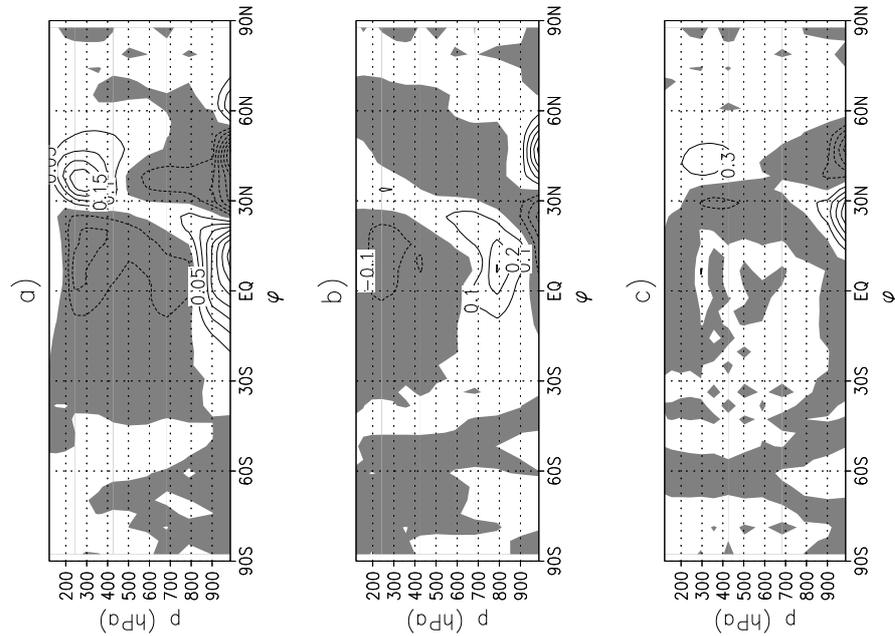


Abbildung 4.4: a) Erste, b) zweite und c) dritte troposphärische $EOF([\chi])$, dargestellt als ageostrophischer Meridionalwind, in der Aquaplanet-Simulation. Das Konturintervall beträgt bei a) 0.05 m/s, bei b) 0.1 m/s und bei c) 0.3 m/s. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

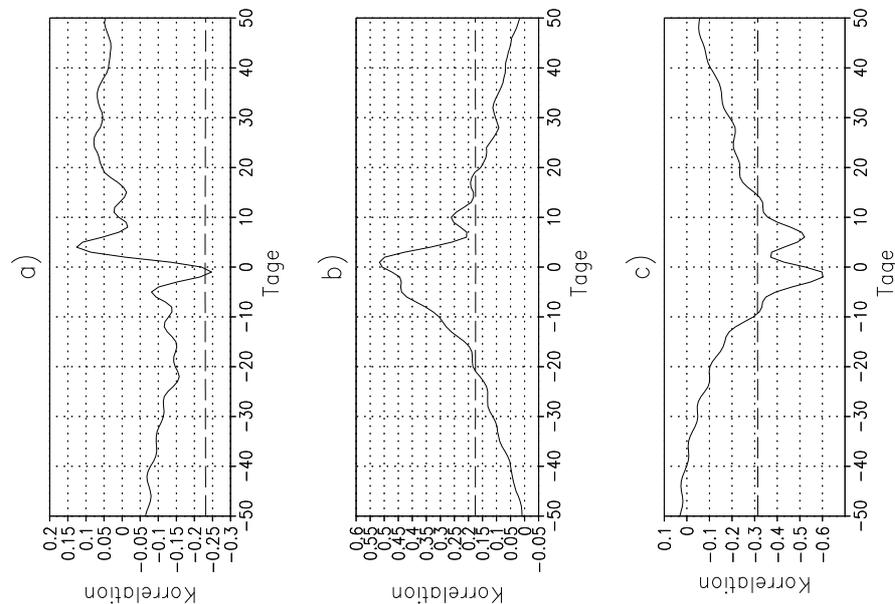


Abbildung 4.5: Die Kreuzkorrelationsfunktionen des ZI_{aqua} mit der a) ersten, b) zweiten und c) dritten troposphärischen $PC([\chi])$ zusammen mit den 95%-Konfidenzniveaus (gestrichelt) in der Aquaplanet-Simulation.

halbkugel dar (vergl. Abb. 3.3 a auf Seite 20). Zwischen 800 hPa und dem Boden beinhalten beide Muster außerdem eine leichte latitudinale Schwankung der Zellen. Die zweite *EOF* verstärkt die Ferrel-Zelle und konzentriert die Hadley-Zelle auf den Bereich unterhalb 700 hPa.

Die Kreuzkorrelationsfunktionen zwischen ZI_{aqua} und den ersten drei *PCs* von $[\chi]$ sind in Abbildung 4.5 zusammen mit den 95%-Konfidenzniveaus (s. Anhang B) dargestellt. Für $PC_1([\chi])$ ergibt sich nur eine schwach signifikante, negative Spitze der Kreuzkorrelationsfunktion. Dagegen zeigt $PC_2([\chi])$ eine stark positive Korrelation mit dem ZI_{aqua} . Der Zeitabstand ist dabei nicht eindeutig. Das Maximum liegt bei einem Tag, und der signifikante Bereich reicht von -20 bis 20 Tage. Das heißt, daß bei hohem ZI_{aqua} -Wert eine Konzentration der Hadleyzelle auf den Höhenbereich unterhalb 600 hPa eintritt. Außerdem gibt es eine negative Korrelation zwischen $PC_3([\chi])$ und ZI_{aqua} . Also kommt es bei hohen Indexwerten auch zu einer Verstärkung der Zirkulationszellen.

Die ersten zwei *EOFs* des zonal gemittelten Geschwindigkeitspotentials der Orographie-Simulation sind in Abbildung 4.6 abgebildet. Die beschriebenen Varianzen für die beiden *EOFs* betragen 62.6% und 18.6%. Die erste *EOF* zeigt zum einen eine Abschwächung der Hadley-Zelle und zum anderen eine Verstärkung des ageostrophischen Meridionalwindes um 40°N , die sich über den gesamten Höhenbereich erstreckt. Letztere bedeutet eine meridionale Schwankung in der Massenverteilung der Modellatmosphäre. In der zweiten *EOF* sieht man die Verstärkung der troposphärischen Zellen, was der ersten *EOF* im Aquaplanet-Fall ähnelt.

Die Kreuzkorrelationen des ZI_{oro} mit den ersten beiden *PCs* von $[\chi]$ (Abb. 4.7) zeigen ebenfalls eine Verstärkung der Zirkulation im Falle hoher ZI_{oro} -Werte. Hierbei ist besonders zu beachten, daß die Kreuzkorrelationsfunktion des ZI_{oro} mit dem ersten *PC* stark negative Werte bei einem Zeitabstand von 0 Tagen aufweist. Das bedeutet, daß bei hohen ZI_{oro} -Werten die Hadley-Zelle verstärkt wird. In der Kreuzkorrelation des ZI_{oro} mit $PC_2([\chi])$ bedeuten die signifikanten, positiven Werte eine Verstärkung der Ferrel- und Hadley-Zelle bei hohen Index-Werten.

In der Aquaplanet-Simulation beschreibt die erste *EOF* der zonal gemittelten Temperatur 17.4% der totalen Varianz. Die Struktur der *EOF* (Abb. 4.8 a) weist in der Troposphäre eine Dipolstruktur mit Extrema bei 25°N und 50°N auf. Gleichzeitig kommt es zu einer Erwärmung bei etwa 40°N in der unteren Stratosphäre. Das Muster der zweiten *EOF* (Abb. 4.8 b) besitzt drei deutliche troposphärische Extrema bei 15° , 35° und 55°N und zeigt in der unteren Stratosphäre ebenfalls ein entgegengesetztes Verhalten. Die beschriebene Varianz der zweiten *EOF* beträgt 13.7%. In dem Bereich von 10°S bis 35°N legt die Struktur der zweiten *EOF* einen Vergleich mit der Temperaturanomalie im Held-Hou-Modell nahe (vergl. [James, 1994, Fig. 4.6]), welches die Ausdehnung und Stärke der Hadley-Zelle über die Erhaltung des Drehimpulses und die thermische Windrelation herleitet. Dabei kommt es im aufsteigenden Ast der Hadley-Zelle am Äquator zu einer Abkühlung und im herabfallenden Ast um 30°N zu einer Erwärmung. Die zweite *EOF* ($[T]$) könnte also eine Schwankung der Hadley-Zelle und des von Held und Hou beschriebenen Mechanismus darstellen.

Die Kreuzkorrelationsfunktionen des ZI_{aqua} mit den ersten zwei *PCs* der zonal

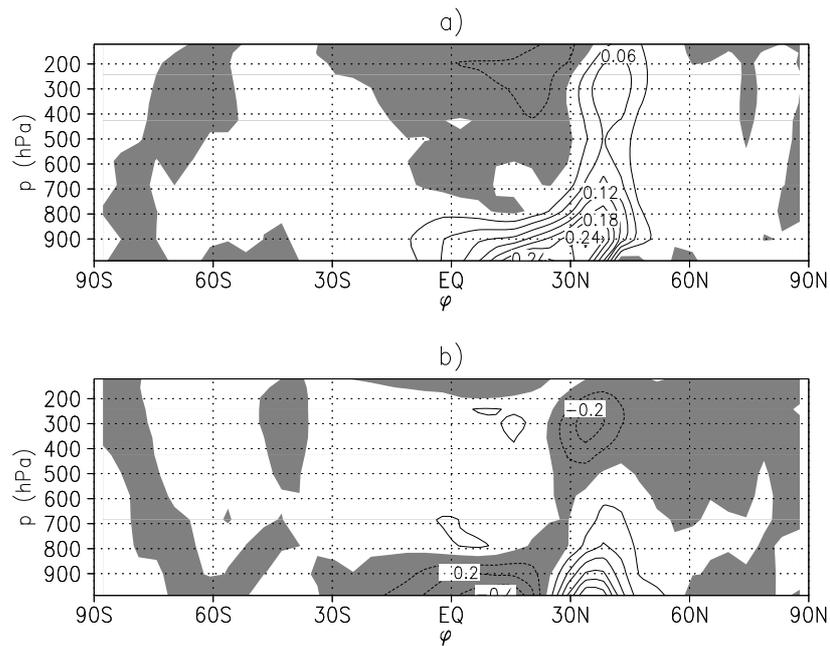


Abbildung 4.6: a) Erste und b) zweite troposphärische $EOF([\chi])$, dargestellt als ageostrophischer Meridionalwind, in der Orographie-Simulation. Das Konturintervall beträgt bei a) 0.03 m/s und bei b) 0.1 m/s. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

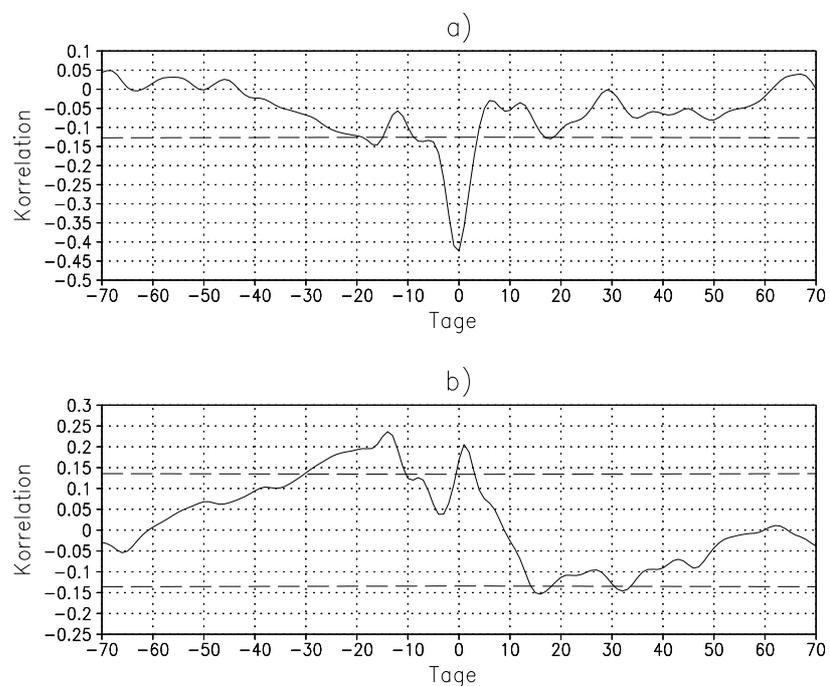


Abbildung 4.7: Die Kreuzkorrelationsfunktionen des zonale Indexes mit dem a) ersten und b) zweiten troposphärischen $PC([\chi])$ zusammen mit den 95%-Konfidenzniveaus (gestrichelt) in der Orographie-Simulation.

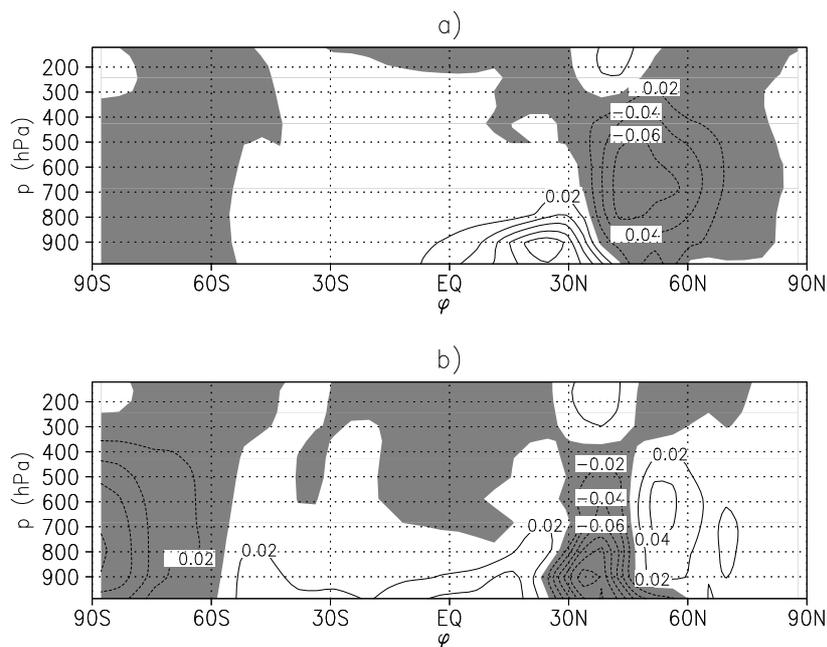


Abbildung 4.8: a) Erste und b) zweite troposphärische $EOF([T])$ in der Aquaplanet-Simulation. Das Konturintervall beträgt 0.02 K. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

gemittelten Temperatur zeigen beide stark negative Werte bei einem Zeitabstand von wenigen Tagen (Abb. 4.9). Das bedeutet, daß mit einem hohen ZI_{aqua} -Wert eine Erwärmung der mittleren Breiten mit einer Abkühlung der Tropen, nördlichen Subtropen und unteren Stratosphäre bei $40^{\circ}N$ einhergeht. Was in hohen Breiten passiert, kann nicht eindeutig aus den Kreuzkorrelationsfunktionen vorhergesagt werden.

Die EOF -Analyse der zonal gemittelten Temperatur zeigt im führenden Muster der Orographie-Simulation (Abb. 4.10) eine Erwärmung vom Äquator bis etwa $45^{\circ}N$ bei gleichzeitiger Abkühlung der höheren Breiten. Die zweite EOF beschreibt eine Abkühlung in den Tropen und Subtropen sowie eine Erwärmung in den mittleren Breiten. Die Muster beschreiben 21.8% und 19.2% der totalen Varianz.

Die Kreuzkorrelationsfunktionen der ersten beiden $PC([T])$ zeigen beide eine positive Korrelation mit dem ZI_{oro} . Bei dem zweiten PC ist dieser Koeffizient besonders groß, so daß ein hoher ZI_{oro} -Wert eine Temperaturanomalie ähnlich zur Abbildung 4.10 bedeutet.

Vergleicht man die $EOF([T])$ -Muster der beiden Simulationen, fällt auf, daß zum einen die führende Schwankung erst im Orographie-Fall bis zum Winterpol reicht und zum anderen beide Muster bei Orographie weiter vertikal und meridional ausgebreitet sind.

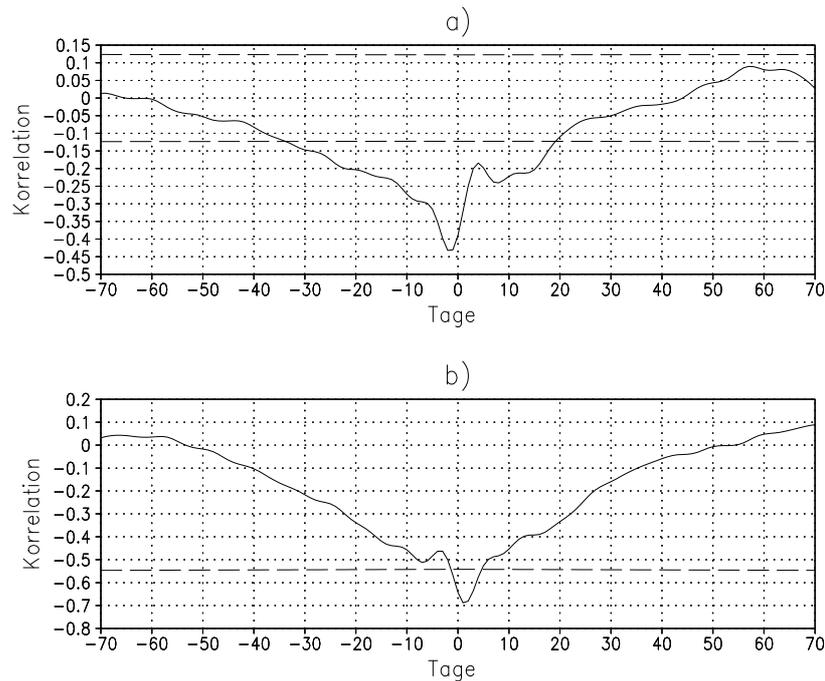


Abbildung 4.9: Die Kreuzkorrelationsfunktionen zwischen ZI_{aqua} und der a) ersten bzw. b) zweiten troposphärischen $PC([T])$ zusammen mit den 95%-Konfidenzniveaus (gestrichelt) in der Aquaplanet-Simulation.

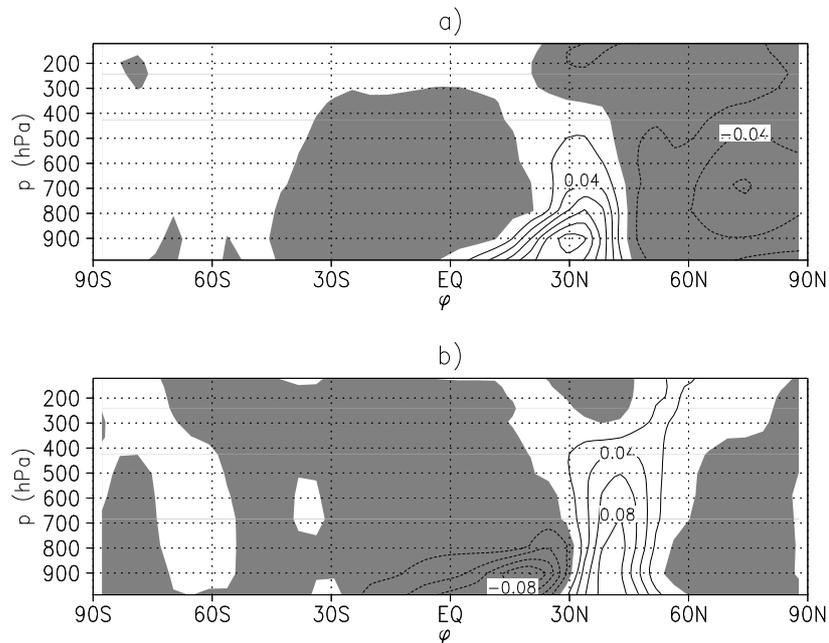


Abbildung 4.10: a) Erste und b) zweite troposphärische $EOF([T])$ in der Orographie-Simulation. Das Konturintervall beträgt 0.02 K. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

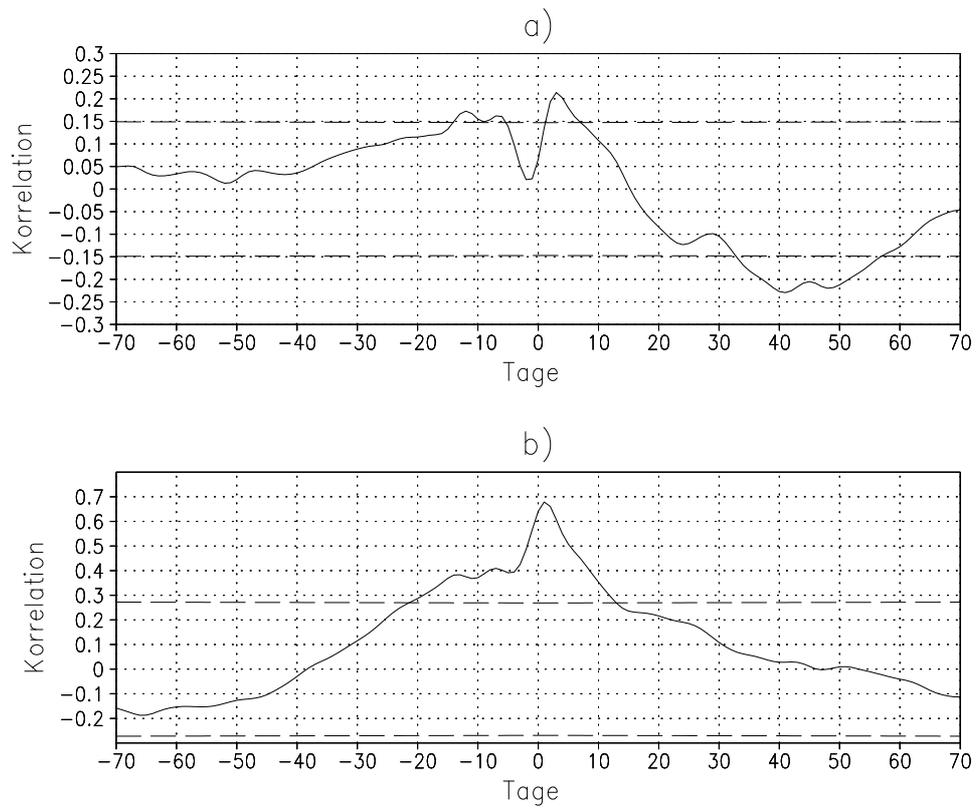


Abbildung 4.11: Die Kreuzkorrelationsfunktionen zwischen ZI_{oro} und der a) ersten bzw. b) zweiten troposphärischen $PC([T])$ zusammen mit den 95%-Konfidenzniveaus (gestrichelt) in der Orographie-Simulation.

4.1.2 Die Wellen-*EOFs*

In diesem Abschnitt werden die Wellen-*EOFs* der Temperatur auf der 788-hPa-Hybridfläche und der horizontalen Stromfunktion auf der 196-hPa-Fläche untersucht.

Für die Aquaplanet-Simulation zeigen die *EOFs* sowohl für die ψ^* - als auch für die T^* -Schwankungen eine dominante zonale Wellenzahl 5 in mittleren Breiten. Die beiden führenden *EOFs* sind jeweils um eine halbe Wellenlänge phasenverschoben. Die Betonung der zonalen Wellenzahl 5 liegt in Übereinstimmung mit Whitaker und Barcilon (1995). Die beschriebenen Varianzen der *EOFs* betragen bei der Temperatur 20.4% und 20.2% und bei der Stromfunktion 31.0% und 30.7%.

Für den Orographie-Fall sind die führenden Muster für ψ^* und T^* auf den entsprechenden Schichten in Abbildung 4.12 a und b dargestellt und besitzen beide zonale Wellenzahlen 1 bis 5. Die größten Schwankungsamplituden sind in der westlichen Hemisphäre zu finden. Auch hier zeigt die jeweils zweite *EOF* dasselbe Muster nur um eine halbe Wellenlänge einer Welle 4-5 phasenverschoben. Die beschriebenen Varianzen der T^* -*EOFs* beträgt 6.5% und 6.3%, die der ψ^* -*EOFs* 9.7% und 8.4%.

Die Leistungsspektren der *PCs*, die aus Platzgründen nicht abgebildet wurden, weisen in allen acht Fällen rotes Rauschen mit starken Spitzen bei etwa 25 Tagen auf.

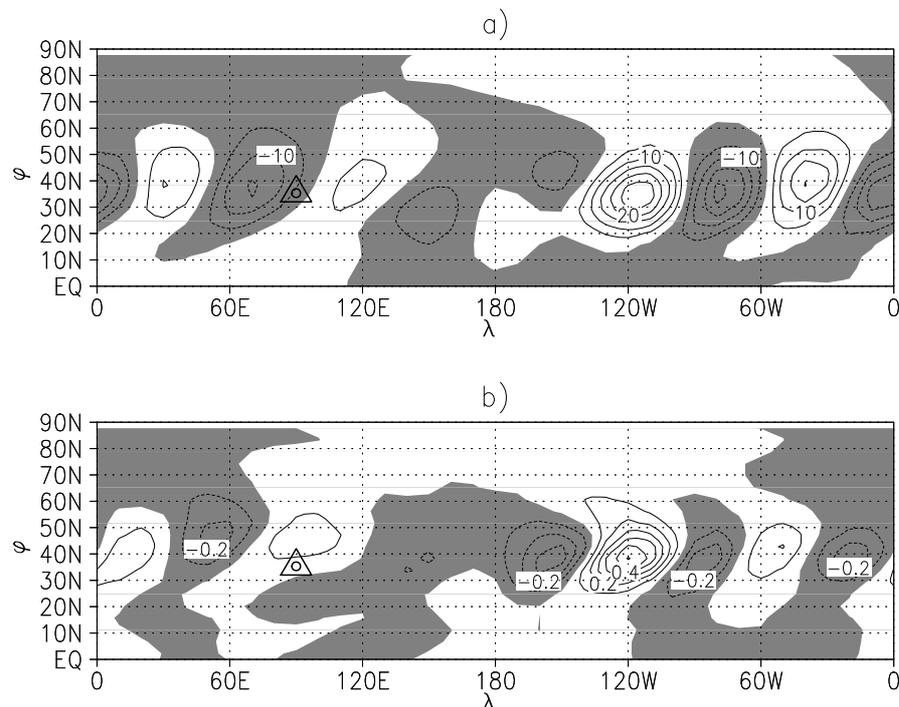


Abbildung 4.12: Längen-Breiten-Schnitt für den Wellen-*EOF* von a) ψ auf der 196-hPa-Hybridfläche und b) T auf der 788-hPa-Hybridfläche in der Orographie-Simulation. Das Konturintervall beträgt bei a) 5 m/s und bei b) 0.1 K. Die Nullkonturen wurden nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

4.2 ZI-Phasenbetrachtung

Um zu einer klimatologischen Darstellung der Phasen mit hohem und niedrigem ZI-Wert zu gelangen, werden aus jedem Datensatz je 10% aller Tage mit den höchsten bzw. niedrigsten Indexwerten herausgesucht und die Ensemble-Mittelwerte sowie deren Anomalien zwischen hoher und niedriger ZI-Phase (ZI-Phasenanomalie) gebildet. Im folgenden werden ausschließlich zonal gemittelte Größen betrachtet.

Bestimmt man für beide Simulationen die ZI-Phasenanomalie des zonalen Windes (Abb. 4.13), erhält man die jeweilige Struktur der ersten *EOF* von $[\psi]$. Im Aquaplanet-Fall liegen die Extrema bei 15° , 30° und 48°N und weisen Werte von 2, -4 und 4 m/s auf. Bei Orographie treten nur die beiden polwärtigen Extrema mit Werten von -4 und 2 m/s auf.

Auf der Südhalbkugel der Erde ergibt sich nach Karoly (1990) ein anomaler Zonalwind für die ZI-Phasen mit drei Extrema bei 15° , 40° und 60°S und Amplituden von 1.8, -4.1 und 9.0 m/s. Für die Aquaplanet-Simulation stimmt die Größe der Schwankung in den Extrema bei 15°N und 35°N gut mit den Beobachtungen auf der südlichen Hemisphäre der Erde überein. Das Maximum bei 50°N fällt um einen Faktor 1/2 zu schwach aus, was vermutlich mit dem in diesen Breiten ebenfalls zu schwachen zonalen Wind in der Aquaplanet-Simulation zusammenhängt (s. Abschnitt 3.1.1).

Im Orographie-Lauf ist die Anomalie etwas schwächer, aber auch mit Beobachtungsdaten vergleichbar: Nigam (1990) fand in den ZI-Phasenanomalien für die Nordhalbkugel eine Dipolstruktur mit Extremwerten von jeweils ± 3 bis 4 m/s.

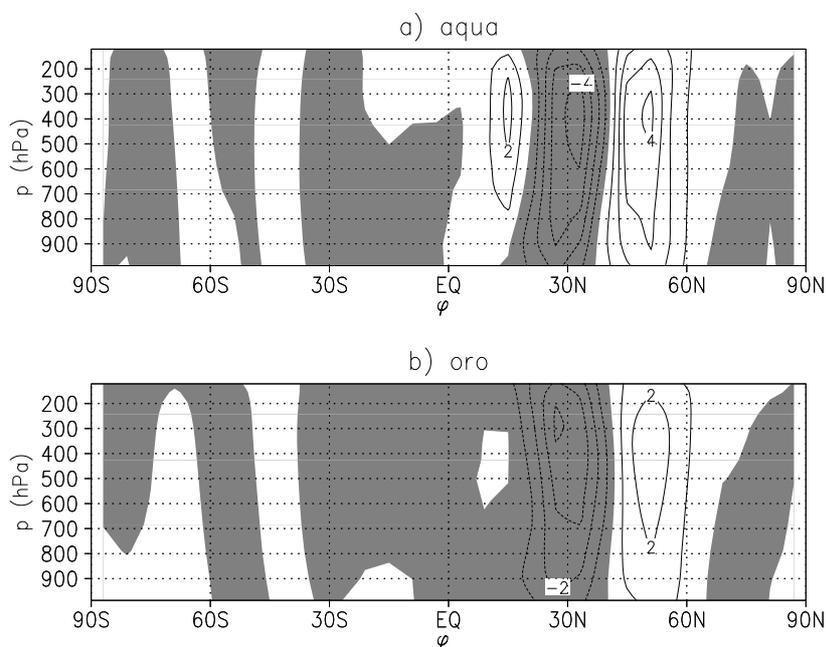


Abbildung 4.13: ZI-Phasenanomalie für $[u]$ in a) der Aquaplanet- und b) der Orographie-Simulation. Das Konturintervall beträgt 1 m/s. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

Die Anomalie des zonal gemittelten Meridionalwindes (Abb. 4.14) zeigt bei beiden Simulationen deutlich eine Verstärkung der Hadley- und der Ferrel-Zelle in der hohen ZI-Phase. Dabei ist außerdem eine polwärtige Verschiebung der Zellen zu sehen. Der Verstärkungseffekt ist besonders in den mittleren Breiten ausgeprägt. Auffällig ist außerdem, daß sich im Orographie-Fall eine negative Anomalie um 40°N über den gesamten Höhenbereich zieht, entsprechend zur ersten *EOF* von $[\chi]$.

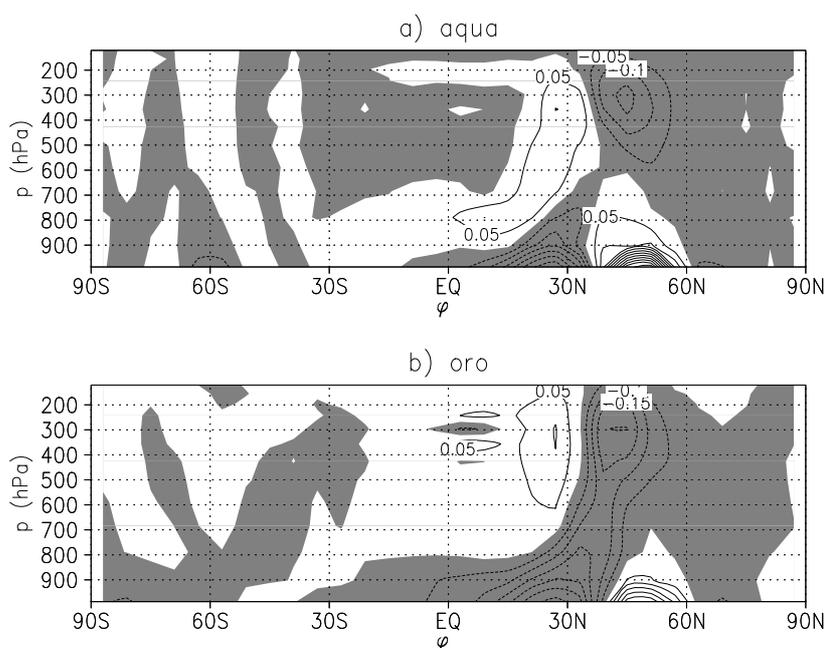


Abbildung 4.14: ZI-Phasen-anomalie für $[v]$ in a) der Aquaplanet- und b) der Orographie-Simulation. Das Konturintervall beträgt 0.05 m/s . Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

Die Variationen der Eulerschen Massenstromfunktionen sind für beide ZI-Phasen in Abbildung 4.15 und 4.16 dargestellt. Am auffälligsten sind die deutliche Verstärkungen (Abschwächung) der Ferrel-Zellen in der hohen (niedrigen) ZI-Phase gegenüber dem Klimamittel (Abb. 3.4 auf Seite 20). Die Differenz der Ferrel-Zellenminima der ZI_{aqua} -Phasen beträgt $10 \cdot 10^9 \text{ kg/s}$. Im Orographie-Fall ist sie relativ zur mittleren Ferrel-Zelle deutlich stärker mit einem Wert von $12 \cdot 10^9 \text{ kg/s}$ ausgeprägt. Desweiteren tritt bei Orographie eine leichte Verstärkung der Hadley-Zelle in der hohen ZI_{oro} -Phase auf, die im Aquaplanet-Fall nicht vorhanden ist.

In den Mustern der Temperaturdifferenzen der beiden Phasen (Abb. 4.17) sieht man deutlich die Signatur der jeweils zweiten *EOF* der zonal gemittelten Temperatur (vergl. Abb. 4.8 b und 4.10 b), was aufgrund der Kreuzkorrelationsfunktionen zu erwarten war. Im Vergleich der Temperaturanomalie des Aquaplaneten mit Beobachtungsdaten [Karoly, 1990] sind die Amplituden äquatorwärts von 60°N zu stark und polwärts davon zu schwach. Die Struktur ist aber vergleichbar, so daß es bei hohem ZI_{aqua} unterhalb von 400 hPa zu einer Erwärmung der mittleren Breiten und einer Abkühlung der Tropen, Subtropen und hohen Breiten kommt. Oberhalb von

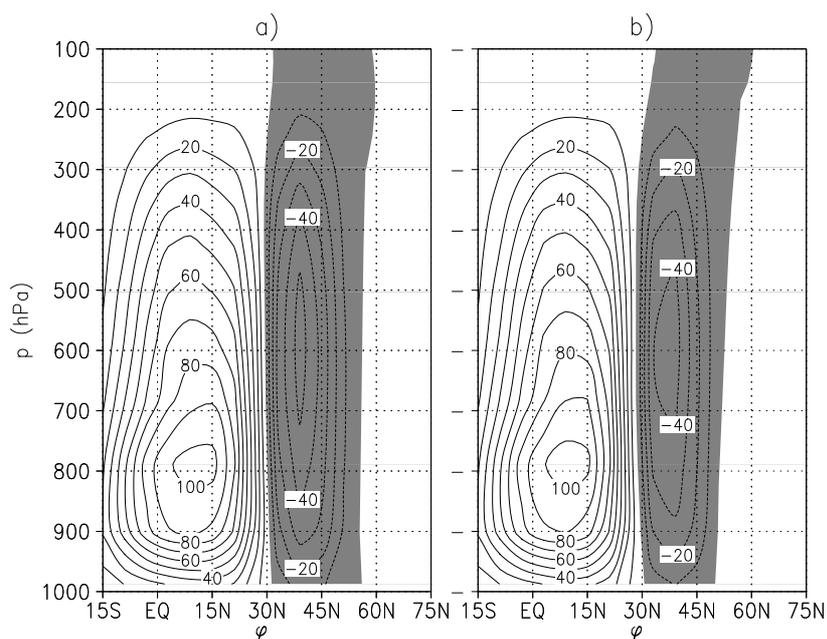


Abbildung 4.15: Eulersche Massenstromfunktion in a) der hohen und b) niedrigen ZI-Phase der Aquaplanet-Simulation. Das Konturintervall beträgt $10 \cdot 10^9$ kg/s. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

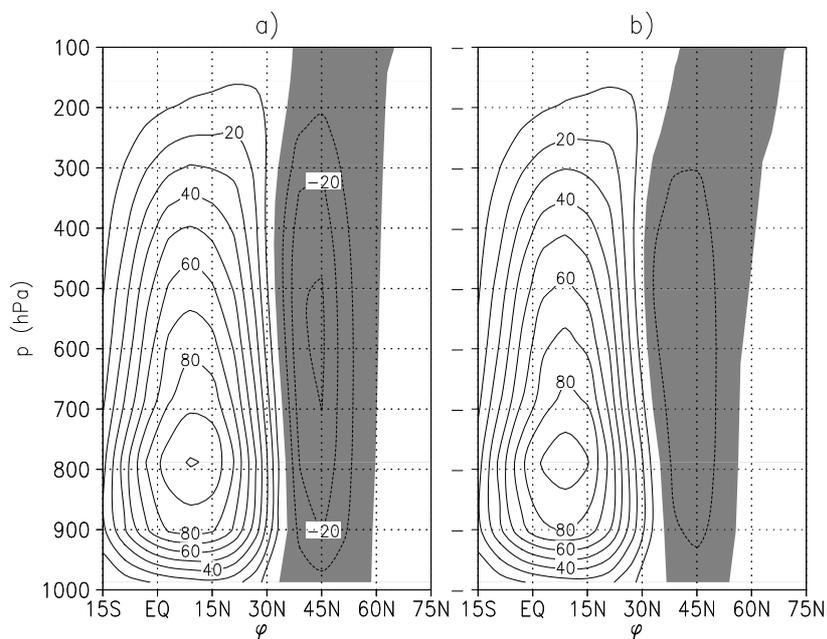


Abbildung 4.16: Eulersche Massenstromfunktion in a) der hohen und b) niedrigen ZI-Phase der Orographie-Simulation. Das Konturintervall beträgt $10 \cdot 10^9$ kg/s. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

400 hPa ergibt sich für diese Anomalie ein umgedrehtes Vorzeichen. Der Orographiefall weist eine ähnliche Temperaturdifferenz auf, wobei sich das Muster stärker meridional und vertikal ausbreitet.

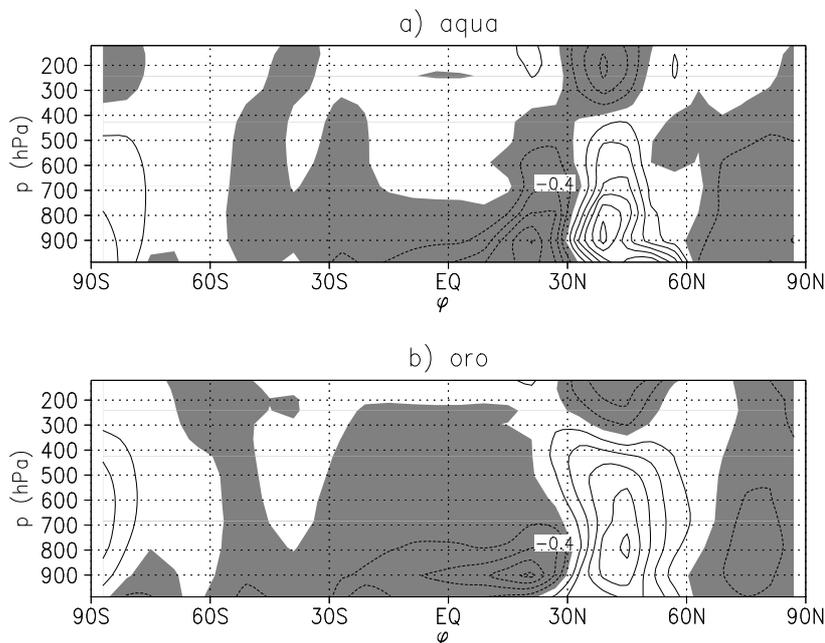


Abbildung 4.17: ZI-Phasen-anomalie für $[T]$ in a) der Aquaplanet- und b) der Orographie-Simulation. Das Konturintervall beträgt 0.2 K. Die negativen Werte sind schattiert.

Die ZI-Phasen-anomalien der totalen Wellenimpulsflüsse (Abb. 4.19) zeigen beide ein ausgeprägtes Maximum bei etwa 40°N . Mit der polwärtigen Verschiebung des Jetkerns (hoher ZI) geht also ein stark erhöhter meridionaler Impulsfluß durch Wellen einher. Diese Verstärkung in der hohen ZI-Phase wurde auch in Beobachtungsdaten [Karoly, 1990] nachgewiesen. Im Aquaplanet-Fall herrscht in den Tropen eine negative Anomalie vor, die sich nicht in der Orographie-Simulation zeigt.

Die totalen Wellentemperaturflüsse (Abb. 4.20) werden ebenfalls in der hohen ZI-Phase verstärkt. Das Signal ist im Orographie-Fall sehr viel stärker und zieht sich zudem bis in die Stratosphäre.

Um den Einfluß der kurzen Zeitskalen von den niederfrequenten getrennt zu untersuchen, wurden eine ZI-Phasenuntersuchung an den zeitgefilterten Datensätzen durchgeführt. Wenn hierbei von quasi-stationären Flüssen gesprochen wird, handelt es sich um ein stationäres Verhalten in den ZI-Phasen, die selbst allerdings nicht stationär sind, sondern, wie in Abschnitt 4.1 gezeigt wurde, niederfrequent schwingen. Genauso wird statt „transient“ der Begriff „quasi-transient“ benutzt.

Die Verteilung der meridionalen Wellenimpuls- und Wellentemperaturflüsse auf die verschiedenen Zeitskalen ist für den Aquaplaneten in den Abbildungen 4.21 und 4.22 und für die Orographie-Simulation in den Abbildungen 4.23 und 4.24 dargestellt. In der Aquaplanet-Simulation sind die für den $ZI_{\text{aquaplanet}}$ entscheidenden Zeitskalen die kurzen, da diese den eindeutig größten Anteil an den Anomalien für den

Impuls- und Temperaturfluß haben. Dieses Ergebnis fand auch Robinson (1991) in einem Zwei-Schichten-Modell. In der Orographie-Simulation besitzt der anomale Wellenimpulsfluß auf allen drei Zeitskalen (kurz, niederfrequent, quasi-stationär) Anteile, die zum Maximum des totalen anomalen Flusses beitragen. Dabei sind besonders die langen Zeitskalen betont. Bei der ZI_{oro} -Phasenanomale des Wellentemperaturflusses überwiegen ebenfalls die niederfrequenten Komponenten. Hier zeigt vor allem der quasi-stationäre Anteil eine starke Schwankung in den ZI_{oro} -Phasen.

Die Korrelation des ZI mit der kinetischen Energie der Wellen (eke) führt in den beiden Simulationen zu unterschiedlichen Ergebnissen, wie man in Abbildung 4.18 sieht. Der ZI_{aqua} weist eine negative Korrelation mit eke auf, so daß bei hohen ZI_{aqua} -Werten und starkem Wellentransport geringe kinetische Energie der Wellen vorherrscht. Im Orographie-Fall verhält es sich gegenteilig. Hier ist eine positive Korrelation des ZI_{oro} mit eke vorhanden. Also tritt mit hohen ZI_{oro} -Werten und verstärktem Wellentransport auch erhöhte kinetische Energie der Wellen auf.

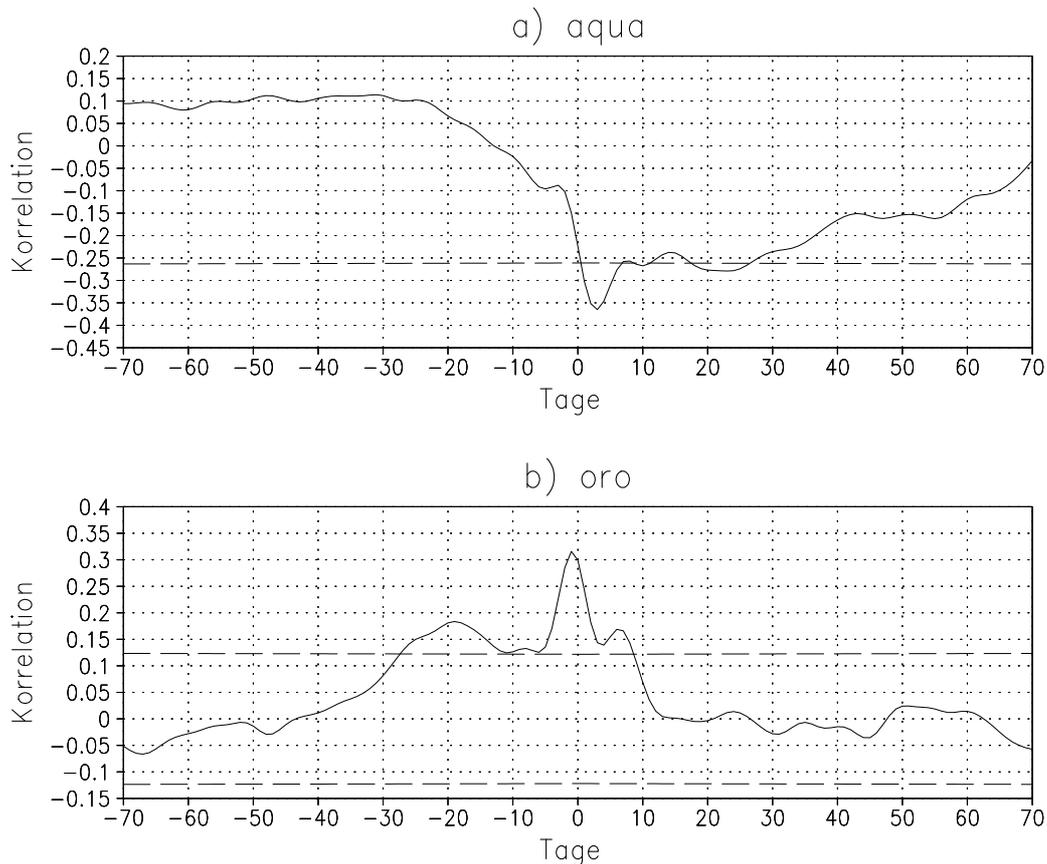


Abbildung 4.18: Kreuzkorrelationsfunktion zwischen dem ZI und der kinetischen Energie der Wellen zusammen mit dem 95%-Konfidenzniveau (gestrichelt) in a) der Aquaplanet- und b) der Orographie-Simulation.

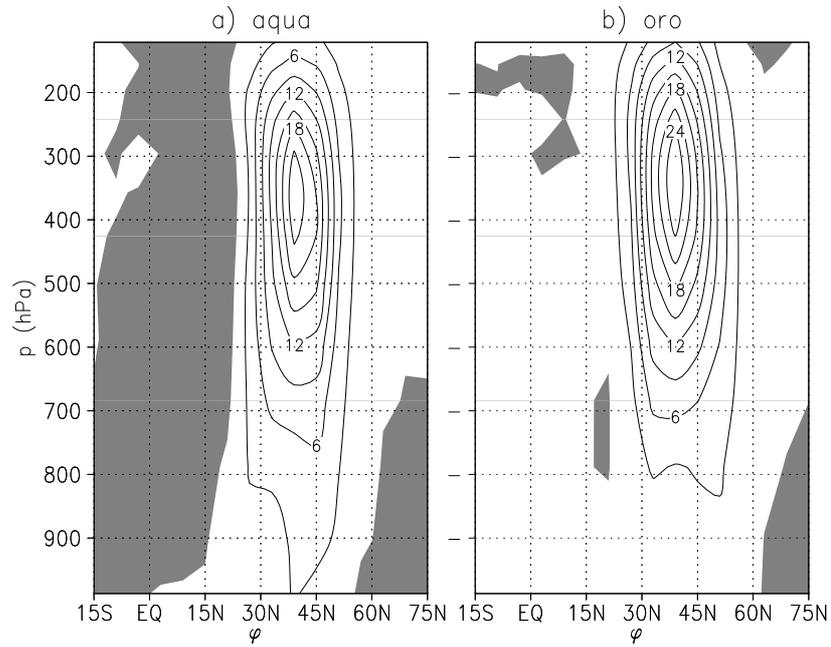


Abbildung 4.19: ZI-Phasenanalyse für den zonal gemittelten totalen Wellenimpulsfluß. Das Konturintervall beträgt $3 \text{ m}^2/\text{s}^2$. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

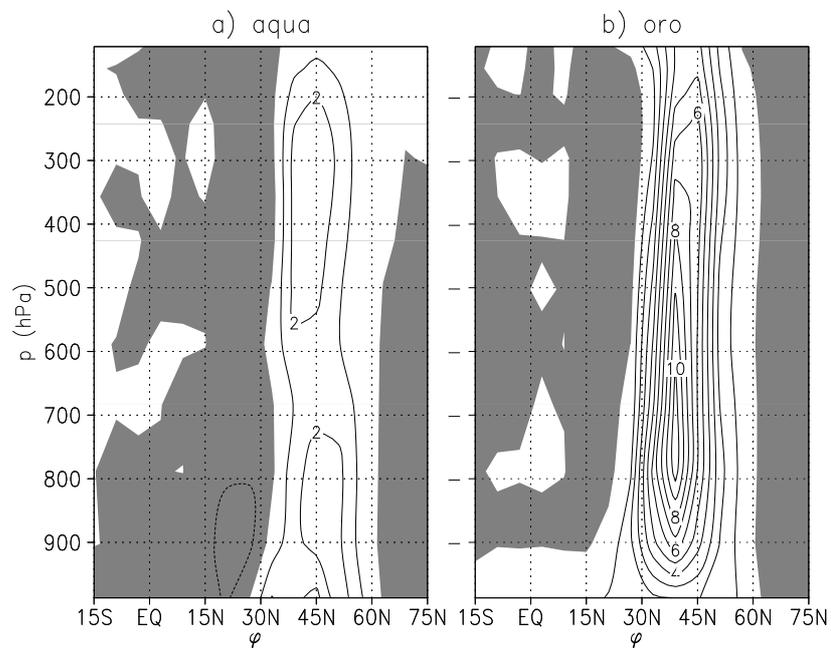


Abbildung 4.20: ZI-Phasenanalyse für den zonal gemittelten totalen Wellentemperaturfluß. Das Konturintervall beträgt 1 K m/s , negative Werte sind schattiert.

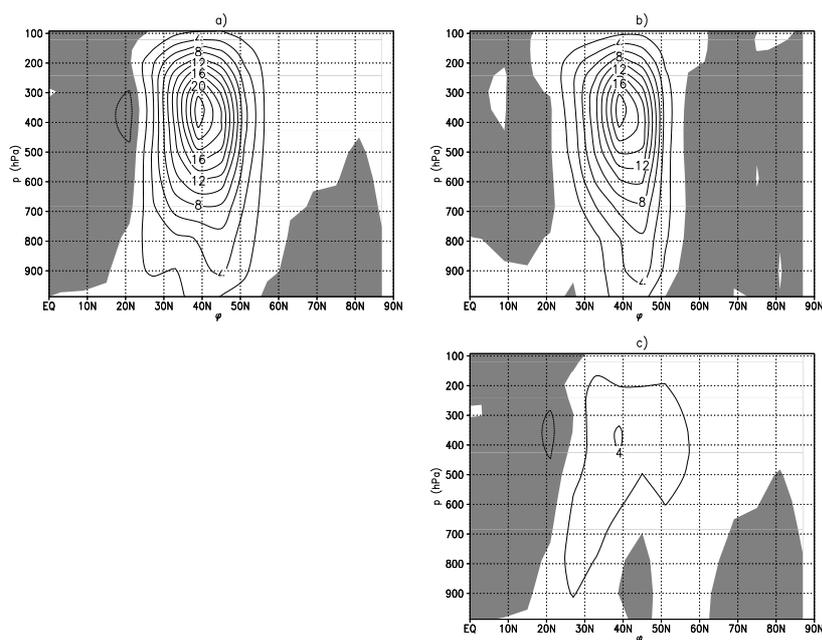


Abbildung 4.21: ZI-Phasenanomale für den zonal gemittelten Wellenimpulsfluß, a) quasi-transient, b) auf den kurzen und c) auf den langen Zeitskalen in der Aquaplanet-Simulation. Das Konturintervall beträgt $2 \text{ m}^2/\text{s}^2$. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

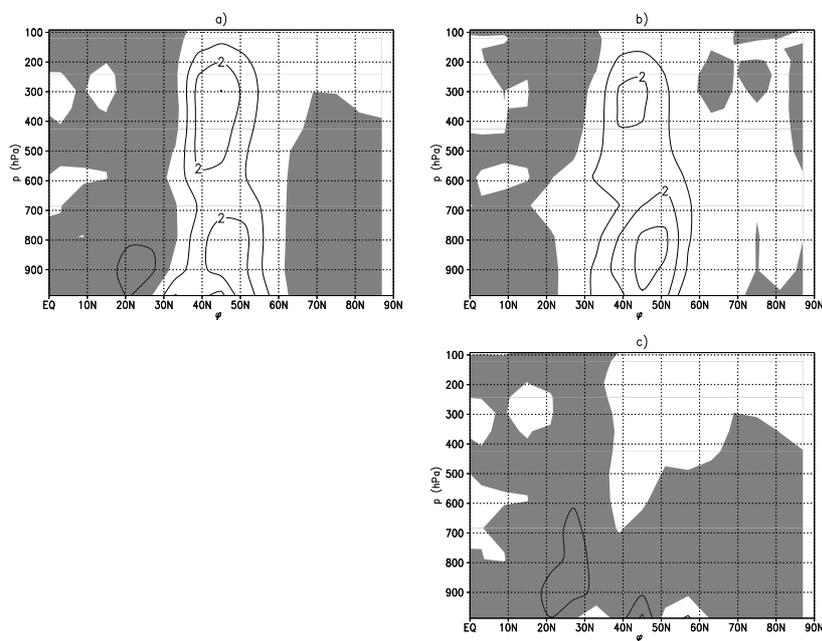


Abbildung 4.22: ZI-Phasenanomale für den zonal gemittelten Wellentemperaturfluß, a) quasi-transient, b) auf den kurzen und c) auf den langen Zeitskalen in der Aquaplanet-Simulation. Das Konturintervall beträgt 1 K m/s . Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

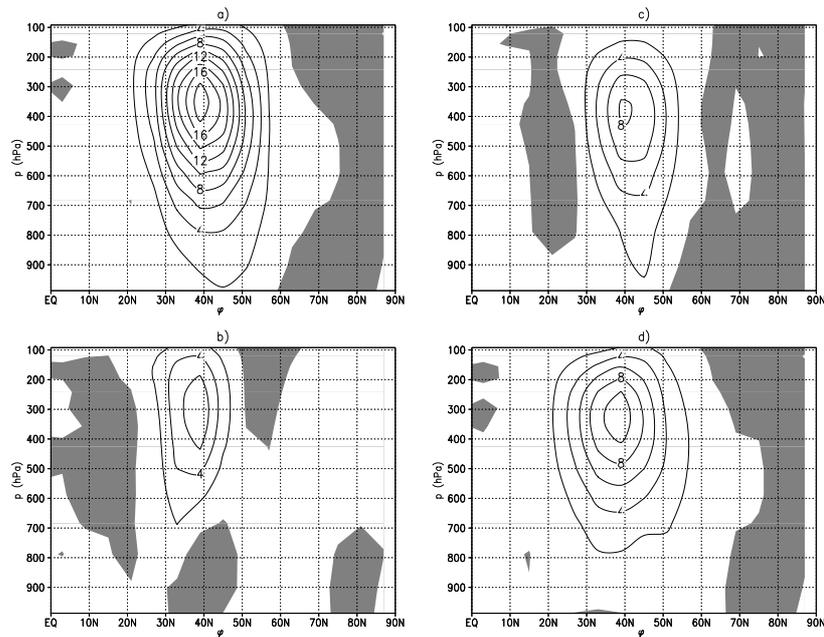


Abbildung 4.23: ZI-Phasenanalyse für den zonal gemittelten Wellenimpulsfluß, a) quasi-transient, b) quasi-stationär, c) auf den kurzen und d) auf den langen Zeitskalen der Orographie-Simulation. Das Konturintervall beträgt $2 \text{ m}^2/\text{s}^2$. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

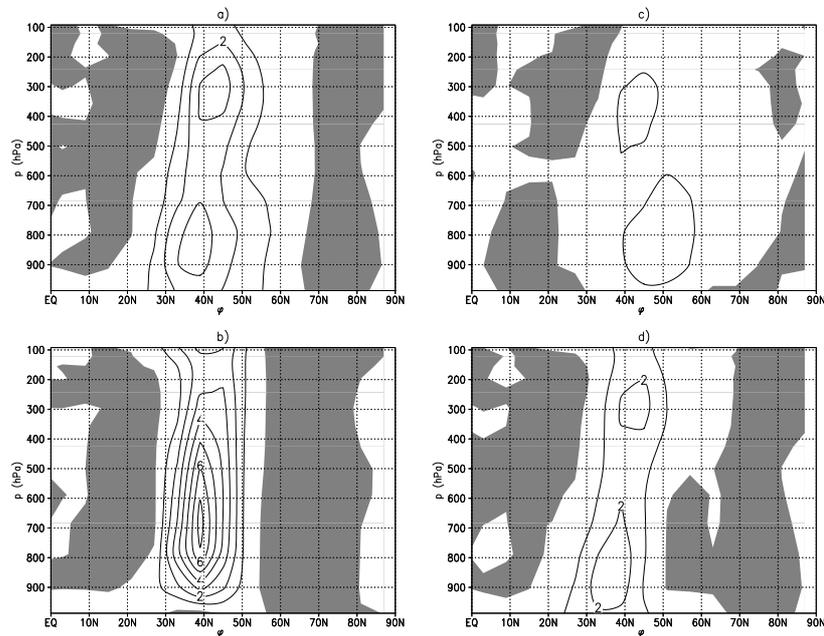


Abbildung 4.24: ZI-Phasenanalyse für den zonal gemittelten Wellentemperaturfluß, a) quasi-transient, b) quasi-stationär, c) auf den kurzen und d) auf den langen Zeitskalen der Orographie-Simulation. Das Konturintervall beträgt 1 K m/s . Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

4.3 Diskussion

4.3.1 Konsistenz im Eulerschen Bild

Die Amplitude der ersten *EOF* von $[\psi]$ definiert den zonalen Index (ZI). Zu den Phasen mit besonders hohen und niedrigen ZI-Werten wurden die Ensemble-Mittelwerte und die Anomalien zwischen den Phasen betrachtet. Dabei wurde festgestellt, daß in der hohen ZI-Phase stets eine Verstärkung der Ferrel-Zelle und der Wellenflüsse eintritt. Zudem geht in dieser Phase eine Erwärmung der mittleren Breiten mit einer Abkühlung der Tropen und hohen Breiten einher.

Um ein konsistentes Bild dieser Zusammenhänge zu entwickeln, werden die zonal gemittelten Impulsgleichungen und den ersten Hauptsatz in der quasi-geostrophischen Näherung [Holton, 1992, Abschn. 10.2.1] betrachtet:

$$\partial_t[u] - f_0[v] = -\partial_y[u^*v^*] + [R_x] \quad (4.2)$$

$$f_0[u] = -\partial_y[\Phi] \quad (4.3)$$

$$\partial_t[T] + N^2 H R^{-1}[w] = -\partial_y[v^*T^*] + [J]/c_p . \quad (4.4)$$

Der letzte Term der Gleichung 4.4 beinhaltet die diabatische Heizung J , die in dem LIAP-SGCM durch die Newtonsche Temperaturrelaxation (Gl. 2.4) repräsentiert ist. Die Skalenhöhe H und die Brunt-Väisällä-Frequenz N hängen nur vom einem Referenztemperaturprofil $T_0(z)$ ab:

$$H \equiv RT_s/g \quad (4.5)$$

$$N^2 \equiv \frac{R}{H} \left(\frac{\kappa T_0}{H} + d_z T_0 \right) . \quad (4.6)$$

Der Coriolisparameter ist auf der β -Ebene in eine Taylorreihe $f = f_0 + \beta y$ zerlegt, und als vertikale Koordinate z wird eine log-Druck-Koordinate genutzt.

$$z \equiv -H \ln(p/p_s) . \quad (4.7)$$

Aus der Gleichung 4.3 und dem hydrostatischen Gleichgewicht,

$$\partial_z[\Phi] = H^{-1}R[T], \quad (4.8)$$

ergibt sich die Relation des thermischen Windes:

$$f_0 \partial_z[u] = -RH^{-1} \partial_y[T] . \quad (4.9)$$

Vergleicht man die Anomalie des Zonalwindes mit der der Temperatur (Abb. 4.13 und 4.17), so sieht man, daß die Gleichung 4.9 gut erfüllt ist. Um 30°N ist der anomale Temperaturgradient positiv, was eine Abnahme des zonalen Windes mit der Höhe bedeutet. Dagegen besitzt der anomale Temperaturgradient bei 50°N negative Werte. Dies entspricht einer Zunahme des zonalen Windes mit der Höhe.

Nimmt man an, daß die Phasen mit hohem und niedrigem ZI für sich klimatologische Gleichgewichtszustände darstellen, kann man die Zeitableitungen vernachlässigen. In dieser Näherung ergibt die Gleichung 4.4

$$N^2 HR^{-1}[w] = -\partial_y[v^*T^*] - \frac{T - T_e}{\tau} . \quad (4.10)$$

Eine Temperaturanomalie entspricht veränderten diabatischen Heizraten und muß durch Anomalien der Konvergenz des Wellentemperaturflusses, $-\partial_y[v^*T^*]$, oder der diabatischen Erwärmung, $N^2 HR^{-1}[w]$, balanciert werden.

Die Anomalie des Wellentemperaturflusses (Abb. 4.20) zeigt einen konvergenten Bereich zwischen 20°N und 40°N und einen divergenten zwischen 40°N und 60°N . Diesen Erwärmungsraten wirken verstärkte meridionale Zirkulationszellen entgegen, die in beiden Simulationen sichtbar waren. Becker und Schmitz (1998 B) haben die Tendenz der zonal gemittelten Temperatur für das hier behandelte Modell in verschiedene Beiträge unterteilt:

$$\partial_t[T] \approx \text{MH} + \text{EH} + \text{Q} \quad (4.11)$$

mit den Erwärmungsraten aus der mittleren meridionalen Zirkulation (MH), aus den Wellen (EH) und aus diabatischer Heizung (Q).

In Abbildung 4.25 sind die klimatologischen Mittelwerte von MH und die ZI-Phasen-anomalien für MH, EH sowie Q dargestellt. Hier zeigt sich deutlich, daß sich die anomalen Beiträge aus der MMC (MH) und den Wellen (EH) der ZI-Phasen nahezu kompensieren und das Residuum Q der Temperaturanomalie entspricht (Abb. 4.17 auf Seite 45). Die Muster der ZI-Phasen-anomalien von MH ähneln den klimatologischen Mittelwerten, so daß bei hohen ZI-Werten die MMC-Zellen verstärkt werden. Hierbei treten bei Orographie gegenüber dem Aquaplanet-Fall doppelt so große Amplituden in den anomalen Erwärmungsraten, aber vergleichbare diabatische Heizterme auf, was mit den stärkeren Anomalien der Wellenflüssen und der Zirkulation in der Orographie-Simulation übereinstimmt (Abschn. 4.2). Außerdem besitzen die mit dem ZI wechselwirkenden Wellen im Orographie-Fall eine höhere Barotropie, wie man in dem stärker barotropen, anomalen EH (Abb. 4.25 f) erkennen kann.

Die anomale Reaktion der Zirkulationszellen kann mit der diagnostischen Gleichung für die Eulersche Massenstromfunktion untersucht werden [Holton, 1992, Abschn. 10.2.1]:

$$S \propto -\partial_y(\text{diabatische Heizung}) + \partial_y^2(\text{groß-skaliger Temperaturfluß}) + \partial_z \partial_y(\text{groß-skaliger Impulsfluß}) + \partial_z(\text{zonale Scherkraft}) . \quad (4.12)$$

Der Konvergenzterm des Wellenimpulsflusses kann durch den Wellenvorticityfluß ersetzt werden, da näherungsweise $\partial_z \partial_y[u^*v^*] = -\partial_z[\xi^*v^*]$ gilt. Somit ist der Wellenvorticityfluß eine anschauliche Größe für die Wechselwirkung der Wellen auf die mittlere Zirkulation. Der klimatische Mittelwert aus beiden Simulationen ist in Abbildung 4.26 dargestellt.

Beide ZI-Phasen-Anomalien des Wellenvorticityflusses (Abb. 4.27) zeigen um 40°N einen positiven vertikalen Gradienten. Hier wird also die thermisch indirekte Ferrel-Zelle verstärkt. Für beide Simulationen ist die Stärke dieses anomalen Antriebs ähnlich. Um 30°N herrscht dagegen ein negativer vertikaler Gradient vor. Hier

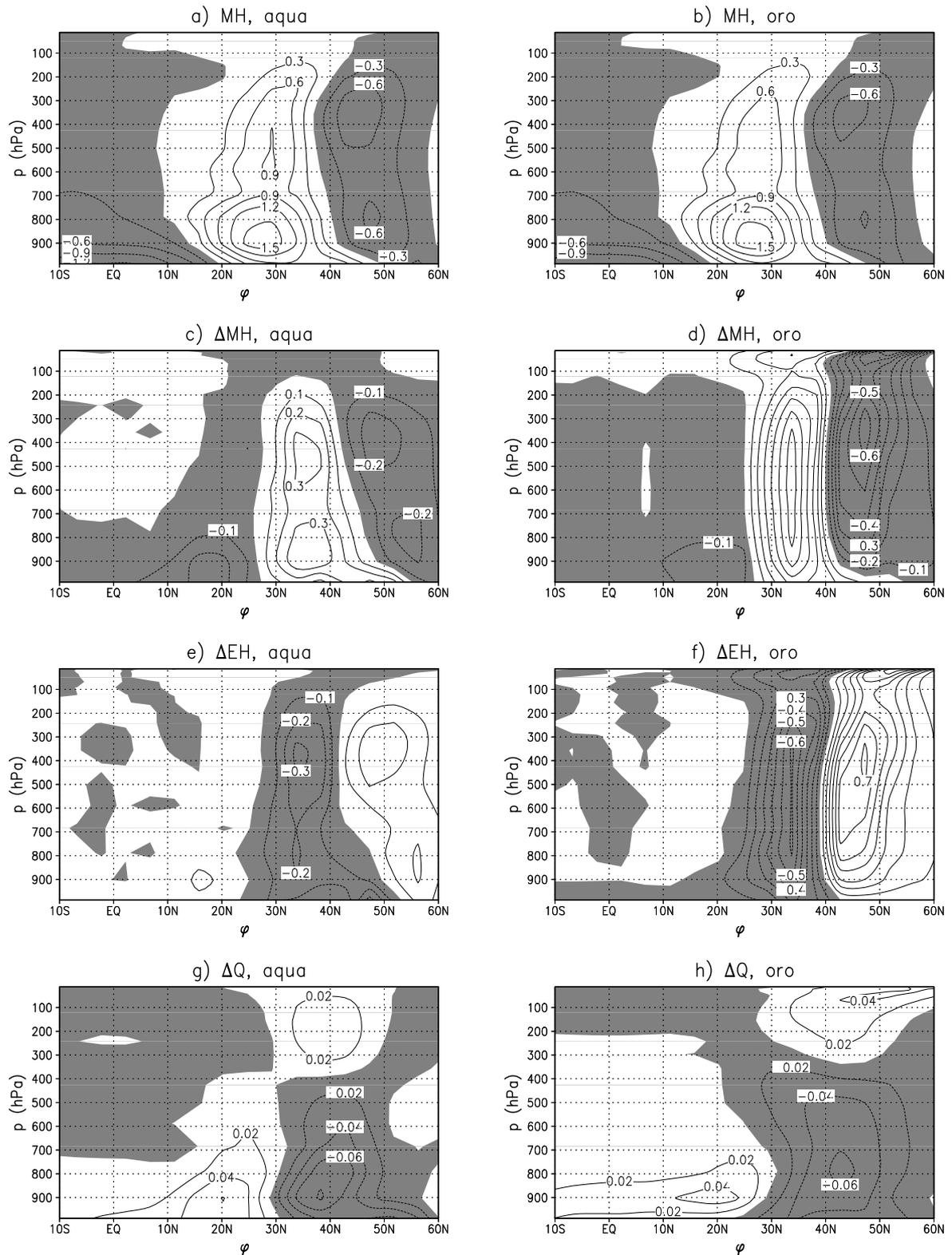


Abbildung 4.25: Erwärmungsraten nach Becker und Schmitz (1998 B). a) Klimatologischer Mittelwert von MH, die ZI-Phasen-anomalien für c) MH, e) EH und g) Q in der Aquaplanet-Simulation. b), d), f) und h) zeigen die entsprechenden Größen in der Orographie-Simulation. Das Konturintervall beträgt bei a) und b) 0.3 K/d, bei c), d), e) und f) 0.1 K/d und bei g) und h) 0.02 K/d. Die Nullkonturen wurden nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

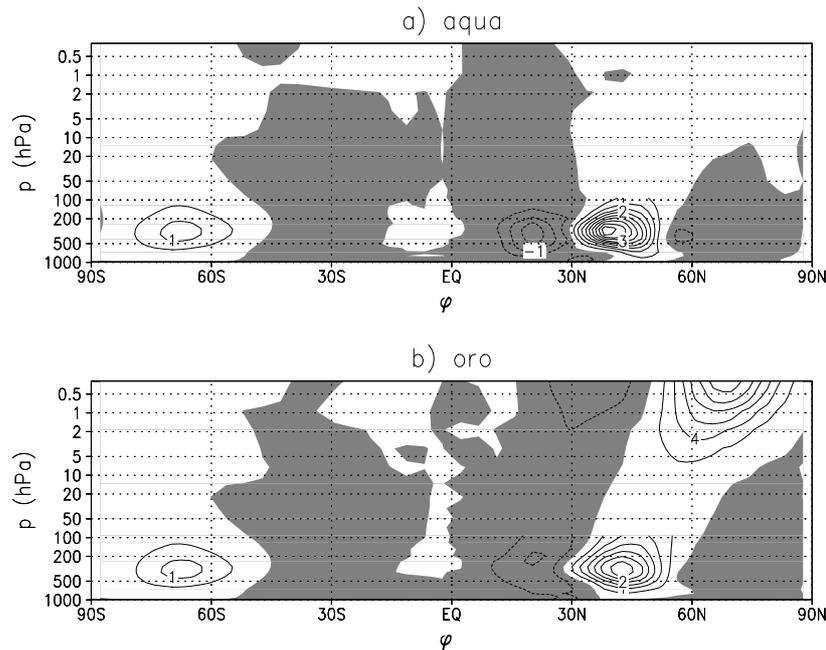


Abbildung 4.26: Mittlerer totaler Wellenvorticity-Fluß in a) der Aquaplanet- und b) der Orographie-Simulation. Das Konturintervall beträgt 0.5 m/s^2 unterhalb und 2 m/s^2 oberhalb von 90 hPa . Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

bewirken die Wellenimpulsflüsse eine Verstärkung der thermisch direkten Hadley-Zelle. Dies war für die Orographie-Simulation deutlich zu erkennen und zeigt, daß die Hadley-Zelle und die Wellen wechselwirken.

Die Anomalie des Wellentemperaturflusses (Abb. 4.20) zeigt in mittleren Breiten ein deutliches Maximum und stellt damit einen Antrieb einer thermisch indirekten Zelle dar. In dem Orographie-Fall kommt es aufgrund des sehr viel stärkeren Flußmaximums bei gleicher meridionaler Ausdehnung zu einer deutlich erhöhten zweiten Ableitung und so zu einem stärkeren Antrieb der Ferrel-Zelle als im Aquaplanet-Fall, was im Vergleich der beiden Eulerschen Massenstromfunktionen für die ZI-Phasen zu erkennen war (Abb. 4.15 und 4.16).

4.3.2 Welle-Grundstrom-Wechselwirkung

Der Einfluß der Wellenflüsse auf den zonalen Index läßt sich effizient mit der Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses, $\nabla \cdot \vec{F}$, zusammenfassen; Definition von $\nabla \cdot \vec{F}$ nach Edmon et al. (1980) (ebd. Gl. 3.1). Im zeitlichen Mittel bewirkt $\nabla \cdot \vec{F}$ eine zonale Beschleunigung entlang den Stromlinien der residuellen Stromfunktion, welche in der quasi-geostrophischen Näherung durch die Coriolis-Kraft der residuellen Meridionalgeschwindigkeit v_r ausgeglichen wird.

Vergleicht man die ZI-Phasen-Anomalie von $\nabla \cdot \vec{F}$ (Abb. 4.28) mit derjenigen von $[u]$ (Abb. 4.13 auf Seite 42, stellt man in der mittleren und oberen Troposphäre eine Übereinstimmung der Muster fest, d.h. für die Aquaplanet-Simulation eine Dreier- und für den Orographie-Fall eine Dipolstruktur. Also lassen sich die durch den ZI

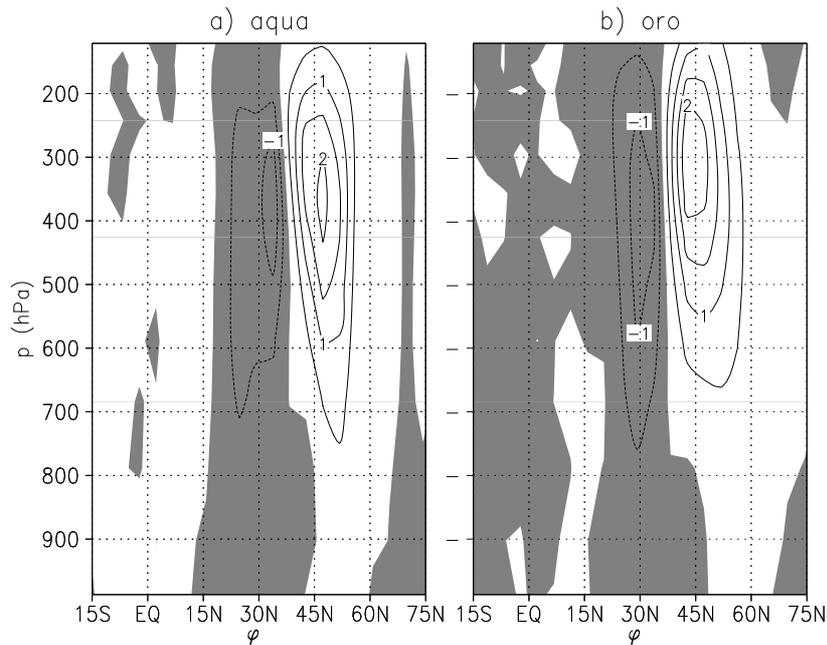


Abbildung 4.27: ZI-Phasenanomale für den totalen Wellenvorticityfluss in a) der Aquaplanet- und b) der Orographie-Simulation. Das Konturintervall beträgt 0.5 m/s^2 . Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

beschriebenen Zonalwindchwankungen als Folge einer Variation der Wellenrückkopplung auf den zonalen Grundstrom interpretieren. In der unteren Troposphäre der Orographie-Simulation erhöht sie in der hohen ZI-Phase mit stark positiven Werten um 40°N die Barotropie, was einer verstärkten Wirkung der Wellen auf den Grundstrom gleichkommt. In der niedrigen ZI_{oro} -Phase und bei geringerer Wellenaktivität wird dagegen die Baroklinität erhöht.

Die Abbildung 4.28 zeigt auch die ZI-Phasenanomale für den Eliassen-Palm-Fluß, den man als Gruppengeschwindigkeit einer Wellenstörung der geostrophischen Stromfunktion verstehen kann [James, 1994, Abschn. 6.5]. In der hohen ZI-Phase beider Simulationen findet laut Abbildung 4.28 eine verstärkte meridionale und vertikale Ausbreitung der Wellenstörung statt. Im Aquaplanet-Fall weist der anomale EP-Flußvektor südlich von 30°N nach unten. Die Wellen können sich hier nicht weiter äquatorwärts ausbreiten. Stattdessen treten südlich von 15°N positive Werte in der Divergenz des EP-Flusses auf, die mit dem tropischen Maximum der Zonalwindanomale übereinstimmen. Die EP-Fluß-Anomalie der Orographie-Simulation zeigt dieses Verhalten nicht. Dort breitet sich die Wellenstörung weiter äquatorwärts aus, was den Einfluß relativ langer planetarer Wellen verdeutlicht, die durch die Orographie induziert werden.

In der ZI-Phasenbetrachtung ergaben sich folgende Eigenschaften für die mit dem ZI wechselwirkenden Wellen: Im Aquaplanet-Fall herrschen die kurzen Zeitskalen vor, und es tritt bei hohen ZI_{aqua} -Werten niedrige kinetische Wellenenergie auf. Bei Orographie werden die langen und quasi-stationären Zeitskalen betont, und hohe ZI_{oro} -Werte korreliert mit hoher kinetischer Wellenenergie. Diese Zusammenhänge

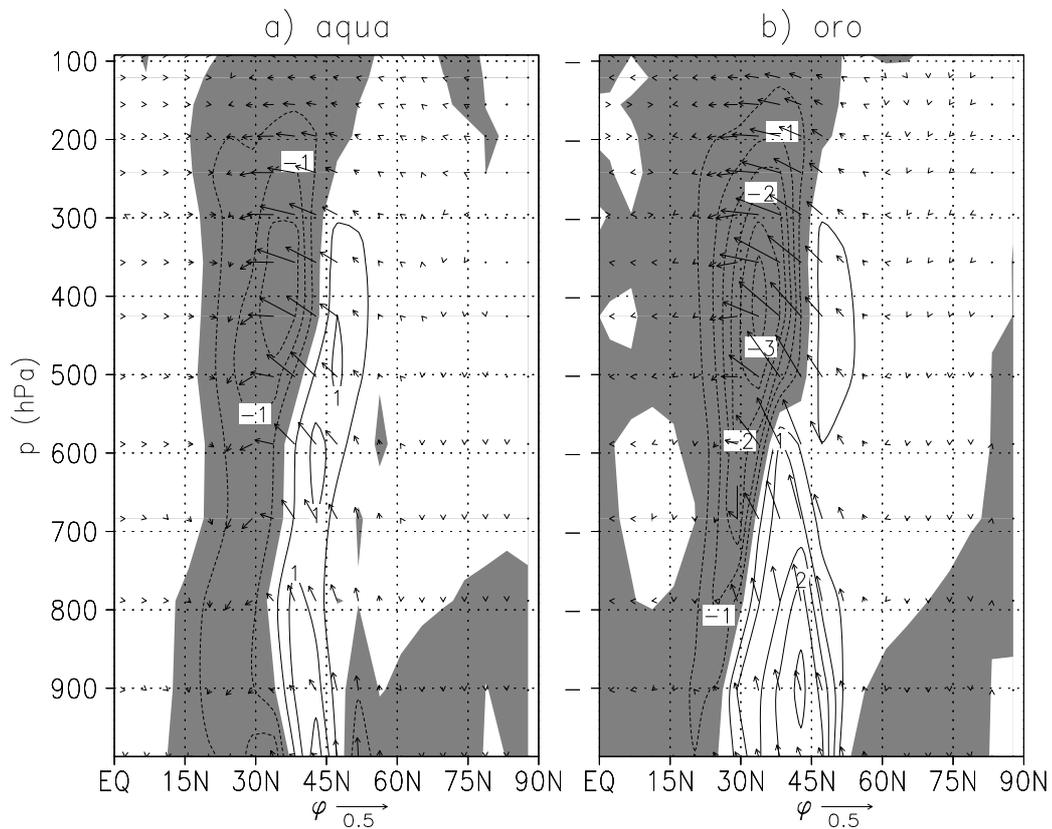


Abbildung 4.28: ZI-Phasenanomale für den Eliassen-Palm-Fluß und seine Divergenz, dargestellt als $\Delta/\cos\varphi$ laut Edmon et al. (1980, Gl. 3.12), in a) der Aquaplanet- und b) der Orographie-Simulation. Das Konturintervall beträgt $0.5 \cdot 10^{15} \text{m}^3$. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

können anhand des Lorenzschen Energiezyklus [James, 1994] interpretiert werden. Bei baroklinen Lebenszyklen findet eine Umwandlung von kinetischer Wellenenergie zu zonaler, kinetischer Energie statt, was der entscheidende Mechanismus für ZI_{aqua} sein könnte. Bei barotropischen Instabilitäten wird zonale, kinetische Energie in kinetische Wellenenergie umgewandelt, was die Korrelation des ZI_{oro} mit der Wellenenergie erklären könnte. Für diese beiden Ansätze müßten die Umwandlungsterme des Lorenzschen Energiezyklus für die ZI-Phasen bestimmt werden, was in dieser Arbeit nicht durchgeführt wurde.

Kapitel 5

Stratosphärische Variabilität

Nun wird die Variabilität der Stratosphäre in der Orographie-Simulation untersucht. In der Aquaplanet-Simulation kommt es in der Stratosphäre zu keiner erwähnenswerten Variabilität. Dies hängt damit zusammen, daß kaum Wellen mit kleinen zonalen Wellenzahlen (≤ 5) angeregt werden und daher lediglich schwache meridionale Wellenflüsse in der Stratosphäre zu beobachten waren (Abb. 3.8 a und 3.9 a auf Seite 24). Dagegen induziert die Orographie planetare Wellen mit großen Amplituden, die sich stark in die Stratosphäre ausbreiten.

Es wird nun untersucht, welche Muster die stratosphärische Variabilität der Orographie-Simulation aufweist und welche dynamischen Wechselwirkungen damit beschrieben werden können. Die Betrachtung beschränkt sich dabei meist auf zonal gemittelte Größen.

5.1 Die *EOF*-Analyse der mittleren Atmosphäre

Die *EOF*-Analyse wurde nun auf die Schichten oberhalb von 121 hPa und unterhalb 4 hPa angewandt.

Die erste *EOF* der zonal gemittelten Stromfunktion weist eine Dipolstruktur auf, dargestellt in Abbildung 5.1 als zonaler Wind. Die Extrema liegen bei etwa 45°N und 70°N , und die beschriebene Varianz der *EOF* beträgt 82%. Das Muster beschreibt wie beim troposphärischen zonalen Index eine latitudinale Verschiebung des Jetkerns. Nigam (1990) fand eine ähnliche Struktur in Beobachtungsdaten des zonalen Windes auf der Nordhemisphäre. Seine vierte *EOF* des zonal gemittelten Zonalwindes weist einen stratosphärischen Dipol mit Extrema bei 40°N und 80°N auf. Als führendes Schwankungsmuster der Stratosphäre ergab sich jedoch eine Verstärkung bzw. Abschwächung des Polarnachtjets mit einem Maximum bei 60°N . Diese Struktur fanden auch Pawson et al. (1995) bei der *EOF*-Analyse von Daten des Berliner TSM-GCM. Trotz der Abweichung zu der vorliegenden Untersuchung liegt es nahe, neben dem zonalen Index der Troposphäre auch einen stratosphärischen zonalen Index (SZI) zu definieren. Bei hohen SZI-Werten, d.h. positiven $PC_1^{strato}([\psi])$ -Werten, wird der Polarnachtjet südlich von etwa 50°N abgeschwächt und polwärts verschoben, so daß der meridionale Windgradient vom Äquator zum Jetkern abnimmt. Bei niedrigen SZI-Werten, also negativem $PC_1^{strato}([\psi])$, wird der

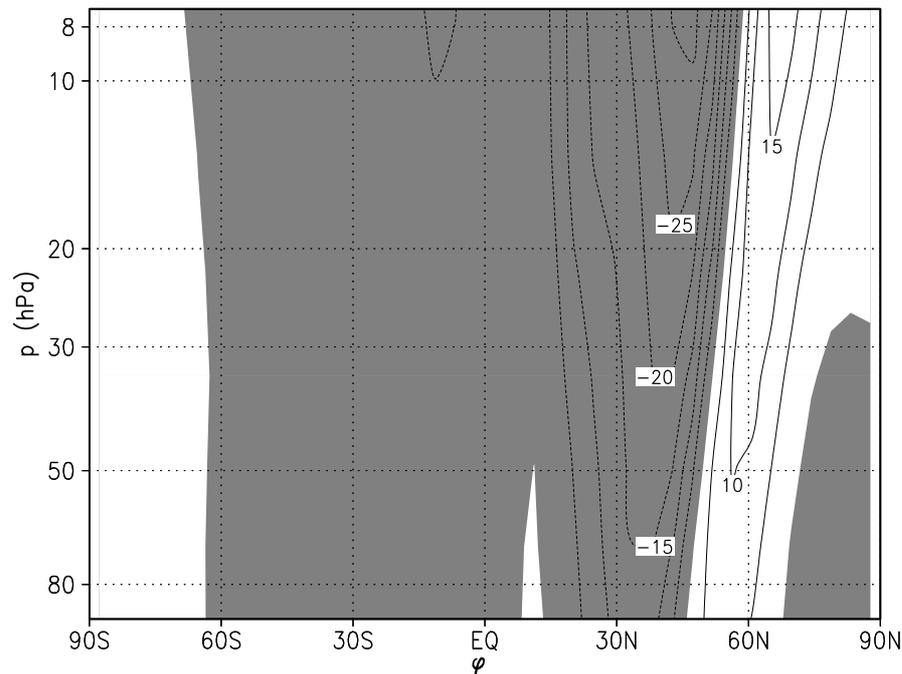


Abbildung 5.1: Erste stratosphärische *EOF* der zonal gemittelten Stromfunktion in der Orographie-Simulation, dargestellt als zonaler Wind. Das Konturintervall beträgt 5 m/s. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

Jet äquatorwärts verschoben und der Windgradient verstärkt.

Die Zeitreihe der *PC* (Abb. 5.2 a) weist wiederum positive und negative Phasen mit unterschiedlichen langen Perioden auf. Im zugehörigen Leistungsspektrum (Abb. 5.2 b) ergeben sich mehrere signifikante Spitzen um 9, 25 und zwischen 100 und 300 Tagen. Der letzte Bereich stellt niederfrequente Schwingungen dar, die deutlich vom statistischen Verhalten einer Markovreihe abweichen.

In Abbildung 5.3 ist die erste *EOF* der zonal gemittelten Temperatur dargestellt, welche ein starkes Maximum um etwa 60°N und ein sich südlich davon über die restliche Stratosphäre hinziehendes, schwaches Minimum besitzt. Die dazugehörige beschriebene Varianz beträgt 79.5%. Ein ähnliches Muster wurde auch von Pawson et al. (1995) als führende *EOF* gefunden, wobei sich das nördliche Extremum bei 75°N befindet und sich im Gegensatz zu der *EOF* der vorliegenden Arbeit nicht zum Nordpol abklingt.

Die Kreuzkorrelationsfunktion zwischen dem *SZI* und der ersten stratosphärischen *PC* von $[T]$ (Abb. 5.4) weist eine sehr hohe, positive Korrelation mit einem breiten Maximum von 0.85 bei einem Zeitabstand von weniger als fünf Tagen auf. Das heißt, ein polwärtig verschobener Stratosphärenjet ist mit einer Erwärmung der hohen Breiten verbunden. Die starke Abhängigkeit der Temperatur von dem Zonalwind liegt darin begründet, daß sich die Schwankungen nahezu im Gleichgewicht der thermischen Windrelation (Gl. 4.9) befinden. Diese Korrelation der führenden *PCs* fanden auch Pawson et al. (1995).

In der Abbildung 5.5 sind die Wellen-*EOFs* der horizontalen Stromfunktion

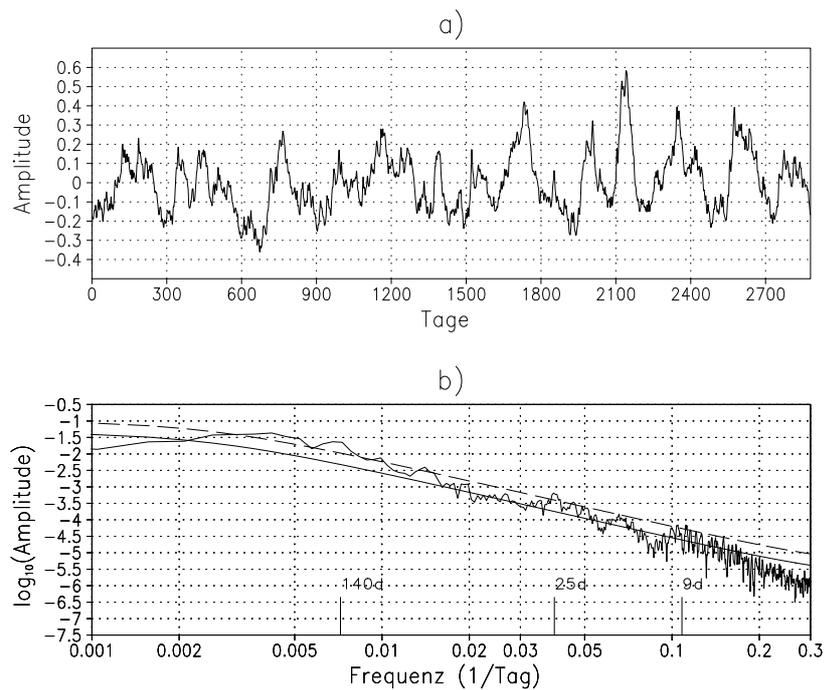


Abbildung 5.2: a) Zeitreihe und b) Leistungsspektrum der ersten stratosphärischen *PCs* der zonal gemittelten Stromfunktion zusammen mit dem Vergleichsspektrum und dem 95%-Konfidenzniveau. Im Text erwähnte, signifikante Perioden sind gesondert gekennzeichnet.

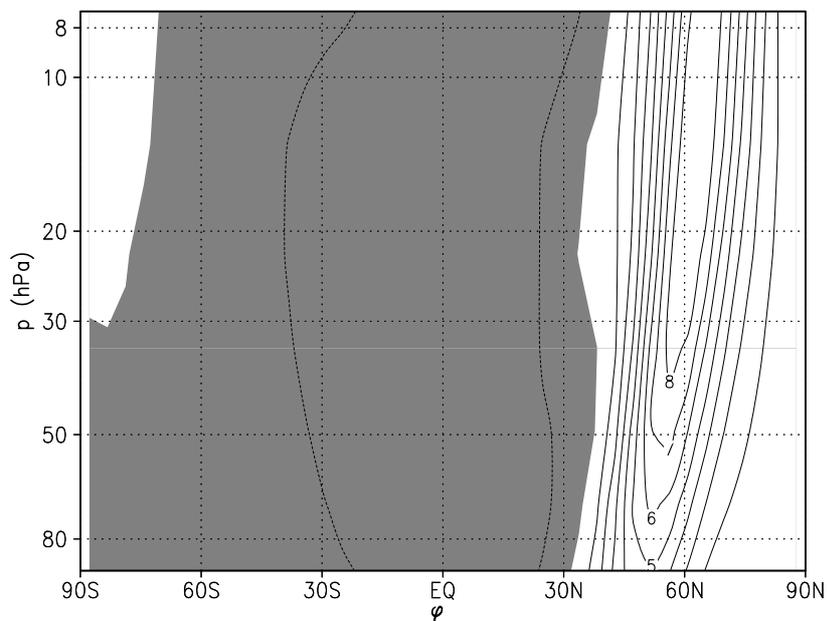


Abbildung 5.3: Erste stratosphärische *EOF* der zonal gemittelten Temperatur. Das Konturintervall beträgt 1 K. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

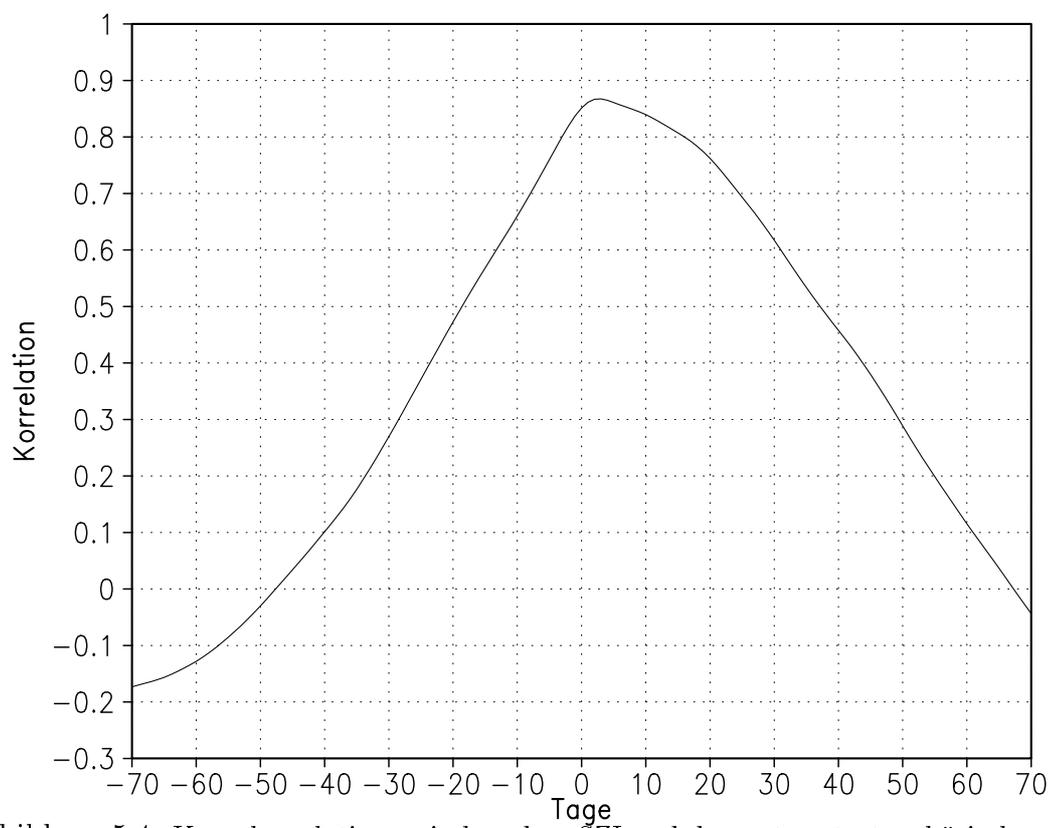


Abbildung 5.4: Kreuzkorrelation zwischen dem SZI und der ersten stratosphärischen *PC* der zonal gemittelten Temperatur.

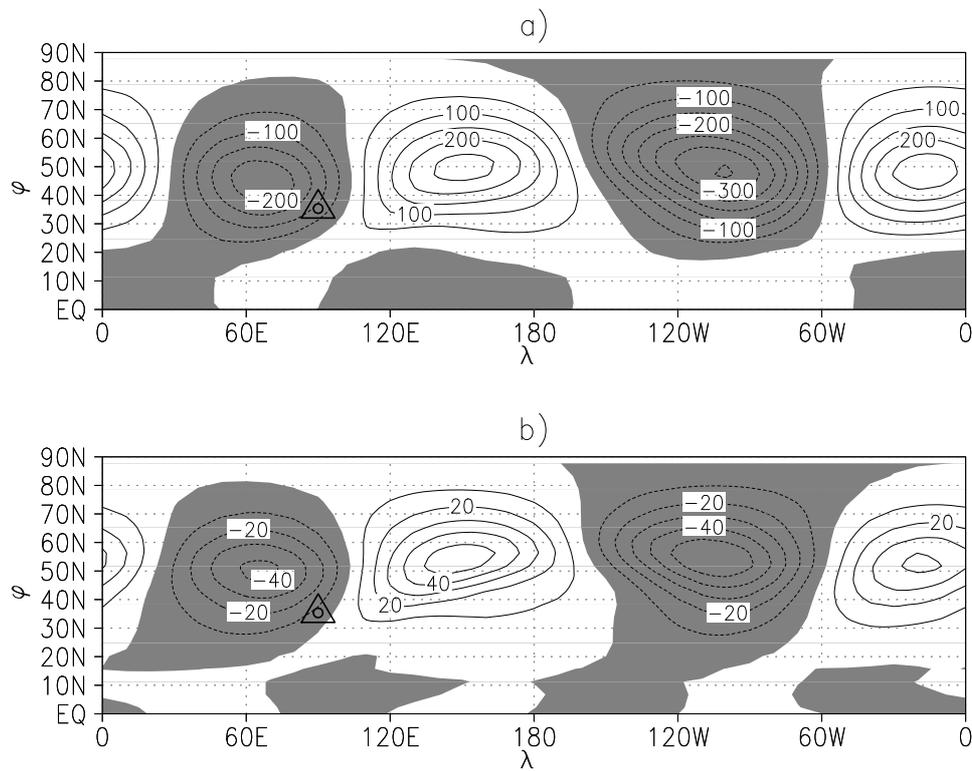


Abbildung 5.5: Wellen-*EOFs* a) der horizontalen Stromfunktion und b) der Temperatur auf 34 hPa in der Orographie-Simulation. Das Konturintervall beträgt bei a) 50 m/s und bei b) 10 K. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

und der Temperatur auf der 34 hPa-Fläche abgebildet. Beide weisen die Struktur einer zonalen Welle 2 und eine hohe Kohärenz zueinander auf, wie sie auch bei den stratosphärischen Wellen von ψ und T im klimatologischen Mittel auftraten (Abb. 3.18 auf Seite 30). Die zweiten *EOFs* sind wie in der Troposphäre lediglich um eine halbe Wellenlänge phasenverschoben. Die beschriebenen Varianzen betragen für ψ^* 30.0% und 23.1% und für T^* 33.7% und 24.9%.

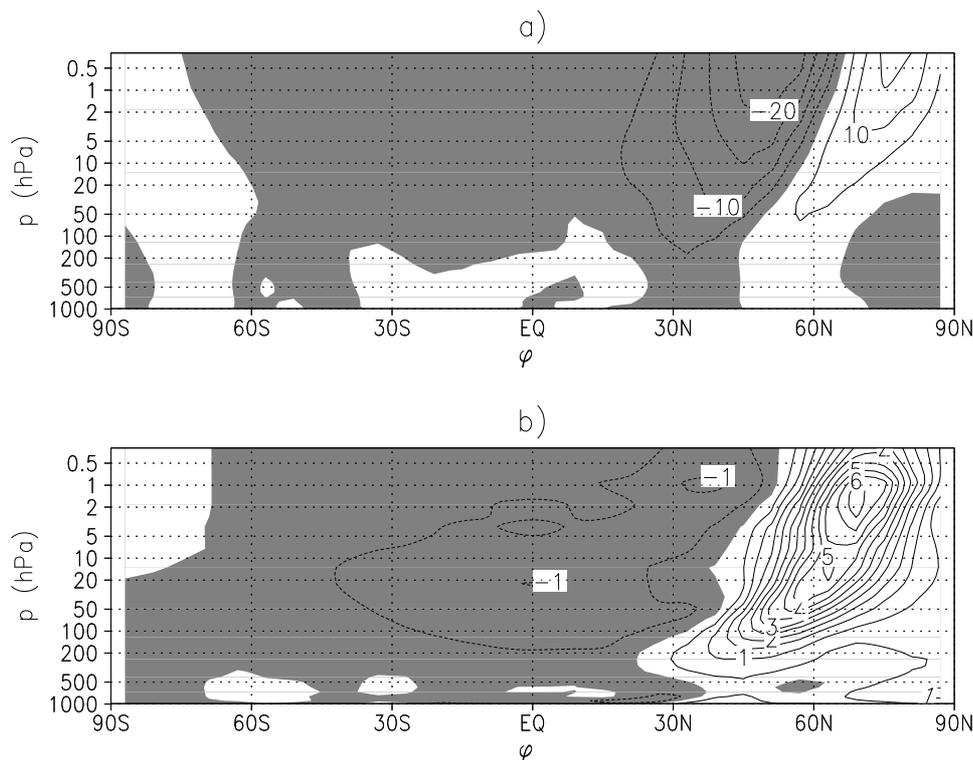


Abbildung 5.6: SZI-Phasenanalyse für a) $[u]$ und b) $[T]$. Das Konturintervall beträgt bei a) 5 m/s und bei b) 0.5 K. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

5.2 SZI-Phasenbetrachtung

Entsprechend zum troposphärischen zonalen Index wurden auch hier jeweils 10% aller Tage der Orographie-Simulation herausgesucht, bei denen der SZI am größten bzw. am kleinsten war und so die hohe und niedrige SZI-Phase definiert. Im folgenden sollen die Ensemble-Mittelwerte und deren SZI-Phasenanomalien für zonal gemittelte Größen betrachtet werden.

Die SZI-Phasenanalyse für den Zonalwind (Abb. 5.6 a) ähnelt in dem entsprechenden Höhenbereich stark der ersten $EOF^{strato}([\psi])$ und weist auf 10 hPa Extrema von etwa 14 m/s bei 45°N und etwa 8 m/s bei 70°N auf. In der Untersuchung von Pawson et al. (1995) schwankt der Zonalwind auf 10 hPa mit etwa 20 bis 30 m/s.

Die SZI-Phasenanalyse der zonal gemittelten Temperatur (Abb. 5.6 b) beträgt in den hohen nördlichen Breiten bis zu 6 K. Besonders auffällig ist die dipolartige Struktur, wobei in der hohen SZI-Phase nördlich von etwa 50°N eine Erwärmung und südlich davon in der restlichen Stratosphäre eine Abkühlung stattfindet. Hier tritt eine Übereinstimmung mit der ersten stratosphärischen EOF von $[T]$ auf, wie nach der hohen Korrelation des SZI mit der PC (Abb. 5.4) zu erwarten war.

Die residuelle Massenstromfunktion (Abb. 5.7) erfährt in der hohen SZI-Phase eine entscheidende Änderung: Sie besitzt eine stark vertikale sowie polwärtige Ausdehnung, so daß der Knick der Stromfunktion bei 45°N überwunden wird und es zu

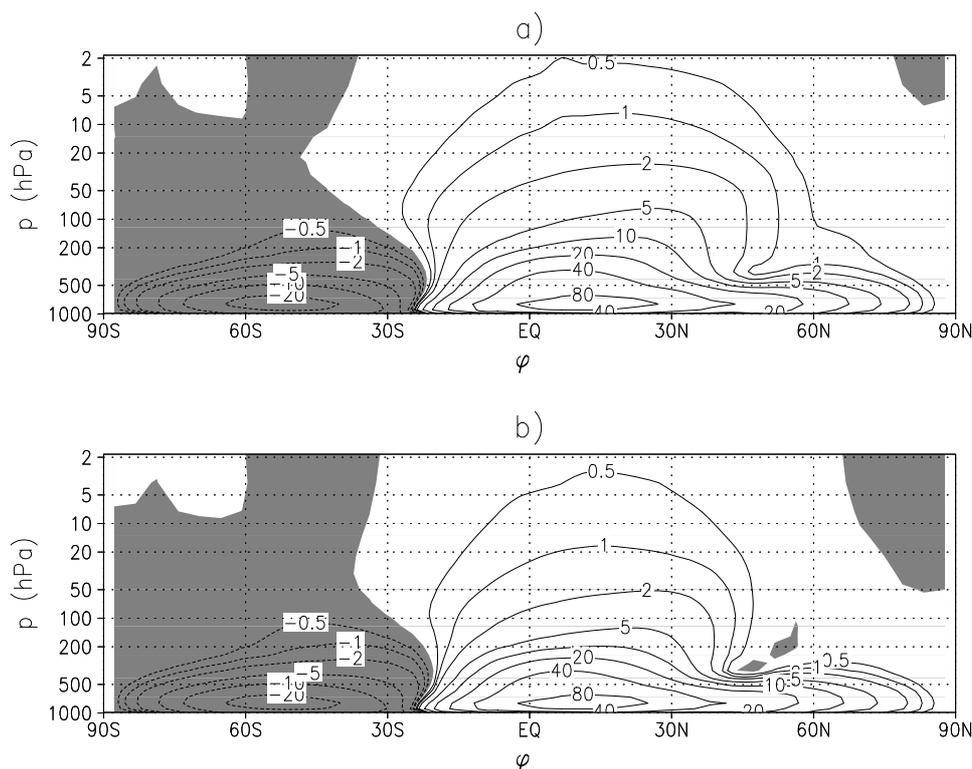


Abbildung 5.7: Residuelle Massenstromfunktion in a) der hohen und b) niedrigen SZI-Phase der Orographie-Simulation. Die Konturlinien liegen bei 0,5, 1, 2, 5, 10, 20, 40 und $80 \cdot 10^9$ kg/s. Negative Werte sind schattiert.

einer übergreifenden stratosphärischen Zirkulation kommt. Dagegen wird der Knick bei 45°N im Falle eines niedrigen SZI verstärkt. Zudem ist die Zelle weniger vertikal ausgedehnt.

Die SZI-Phasen-anomalie des totalen Wellenimpuls- (Abb. 5.8 a) und Wellentemperaturflusses (Abb. 5.9 a) zeigen beide eine Verstärkung der klimatologischen Flußmaxima für hohe SZI-Werte. Dabei stammt das Signal größtenteils aus den quasi-stationären Wellenflüssen. Die quasi-transienten Wellenflüsse wirken der Verstärkung in hohen Breiten mit leichten Minima entgegen. In der Troposphäre ist noch ein leichter Einfluß erkennbar, zu dem quasi-stationäre und quasi-transiente Wellenflüsse gleichermaßen beitragen.

Eine Zeitfilteranalyse ergibt, daß in der Stratosphäre fast der gesamte quasi-transiente Anteil des Flusses zu den niederfrequenten Skalen gehört. Lediglich in der Troposphäre weisen die synoptischen Zeitskalen ein merkliches Signal auf.

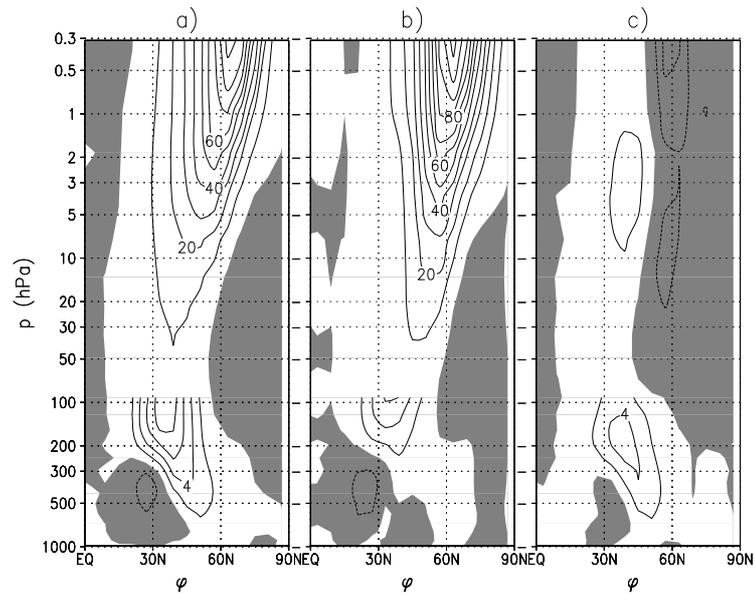


Abbildung 5.8: SZI-Phasen-anomalie für den zonal gemittelten a) totalen, b) quasi-stationären und c) quasi-transienten Wellenimpulsfluß in der Orographie-Simulation. Das Konturintervall beträgt $2 \text{ m}^2/\text{s}^2$ unterhalb und $10 \text{ m}^2/\text{s}^2$ oberhalb von 90 hPa. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

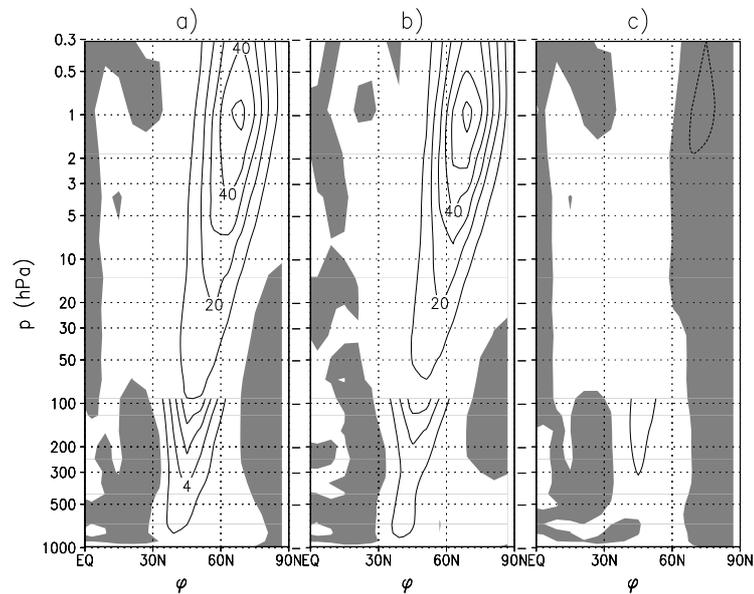


Abbildung 5.9: SZI-Phasen-anomalie für den zonal gemittelten a) totalen, b) quasi-stationären und c) quasi-transienten Wellentemperaturfluß in Orographie-Simulation. Das Konturintervall beträgt 2 K m/s unterhalb und 10 K m/s oberhalb von 90 hPa. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

5.3 Diskussion

Der größte Teil der stratosphärischen Schwankung kann bei dieser Simulation alleine mit dem SZI beschrieben werden, da das Muster von $EOF_1^{strato}([\psi])$ 82% der Variabilität beschreibt und die führende $PC([T])$ sehr stark mit dem SZI korreliert.

5.3.1 Stratosphärische Welle-Grundstrom-Wechselwirkung

Die SZI-Phasenanomale der EP-Fluß-Divergenz (Abb. 5.10) entspricht in der hohen SZI-Phase südlich von 60°N einer ostwärts gerichteten Beschleunigung von $[u]$ und nördlich davon einer westwärts gerichteten. Dem wirkt die Corioliskraft, $f \cdot [v_r]$, entgegen. Bei einer ostwärts gerichteten Beschleunigung durch die EP-Fluß-Divergenz tritt also eine erhöhte, polwärts gerichtete residuelle Meridionalgeschwindigkeit und damit eine verstärkte residuelle Zirkulation (Abb. 5.7) auf. Die residuelle Vertikalgeschwindigkeit ist im zeitlichen Mittel proportional zur diabatischen Heizung, die allein durch die Newtonsche Relaxation repräsentiert ist:

$$N^2 HR^{-1}[w_r] = -\frac{T - T_e}{\tau} \quad (5.1)$$

Demzufolge entspricht eine erhöhte residuelle Zirkulation, wie in den SZI-Phasen in Abbildung 5.7, einer Temperaturanomale (s. Abb. 5.6 b), da in dem aufsteigenden Ast der Tropen im Vergleich zum klimatologischen Zustand dynamisch gekühlt und in dem herabfallenden Ast bei 60°N dynamisch geheizt wird. Yulaeva et al. (1994) haben vorgeschlagen, Gleichung 5.1 mit $\cos(\varphi)$ zu multiplizieren und meridional zu mitteln, so daß die linke Seite von Gleichung 5.1 aufgrund der Kontinuitätsgleichung wegfällt. Es kommt also eine globale Kompensation der Temperaturanomale allein durch Veränderungen der welleninduzierten residuellen Zirkulation zustande, deren Ursprung in der troposphärischen Dynamik planetarer Wellen liegt. In der meridionalen Mittelung der SZI-Phasenanomale von $[T]$ ist diese Kompensation ersichtlich (Abb. 5.11), in der sich ein maximaler Wert von 0.35 K ergibt, was gegenüber dem lokalen Maximum der Anomale von 6 K bei etwa 70°N lediglich eine geringe Schwankung darstellt.

Die Temperatur- und Zonalwindanomalien sind wie erwähnt über die thermische Windrelation (Gl. 4.9) miteinander verknüpft. Somit ist die Konsistenz der SZI-Phasen gezeigt.

5.3.2 Kopplung zwischen tropo- und stratosphärischer Variabilität

Die vertikale Ausbreitung planetarer Wellen ist ein entscheidender Mechanismus für die Wechselwirkung zwischen Tropo- und Stratosphäre. Diese spiegelt sich unter anderem in der Korrelation zwischen den Wellen- EOF s verschiedener Höhen wider. So zeigen die Kreuzkorrelationsfunktionen von $PC_1(T_{788hPa}^*)$ mit $PC_1(T_{34hPa}^*)$ bzw. $PC_1(\psi_{196hPa}^*)$ mit $PC_1(\psi_{34hPa}^*)$ signifikante, positive Werte bei einem Zeitabstand von etwa 23 bzw. 18 Tagen (Abb. 5.12). Interessant ist hierbei, daß in den unteren Wellen- EOF s (Abb. 4.12) die zonalen Wellenzahlen 1, 4 und 5 dominant sind,

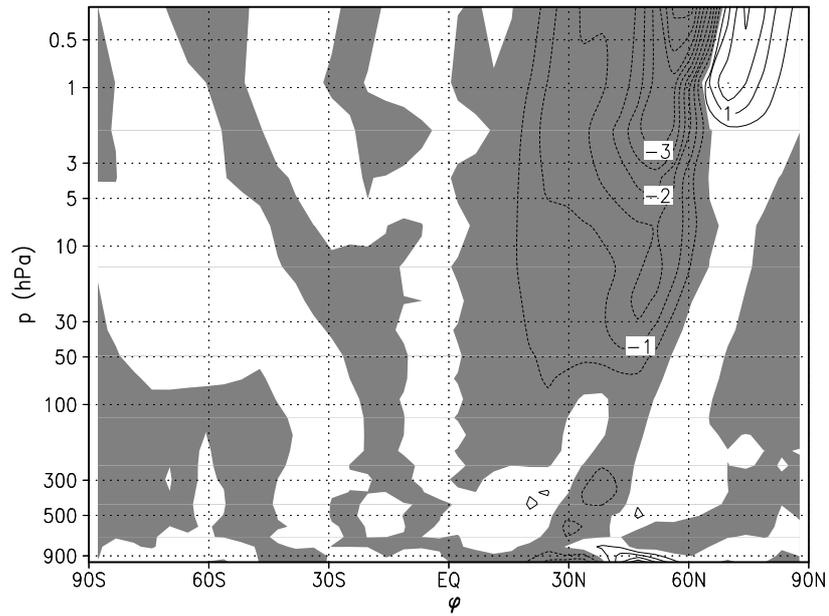


Abbildung 5.10: SZI-Phasenanomale für die Divergenz des EP-Fluß, dargestellt als $\Delta/\cos\varphi$ laut Edmon et al. (1980, Gl. 3.12). Das Konturintervall beträgt $0.5 \cdot 10^{15} \text{m}^3$. Die Nullkontur wurde nicht gezeichnet, negative Werte sind schattiert.

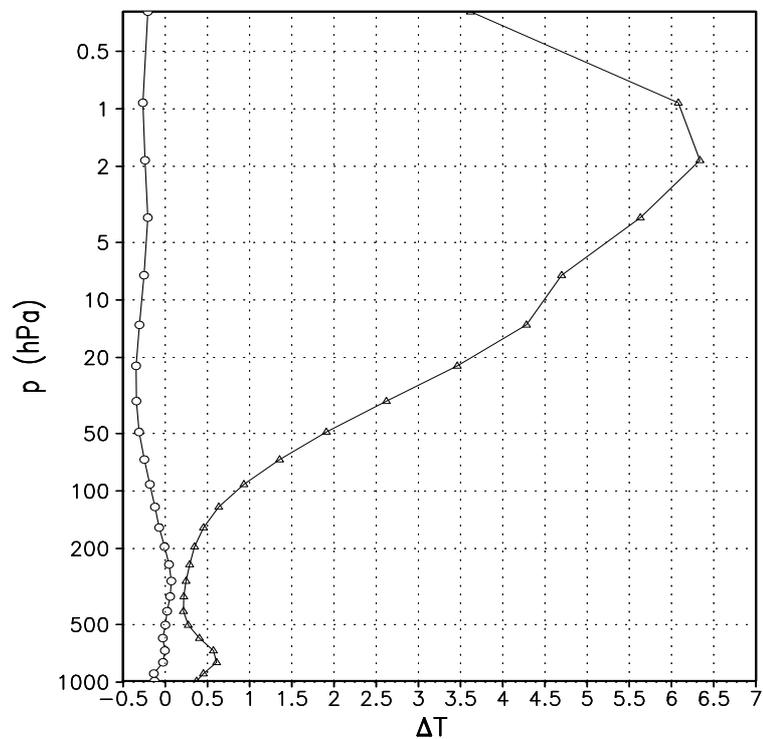


Abbildung 5.11: SZI-Phasenanomale von $[T]$ im globalen Mittel (Kreise) und lokal bei 70°N (Dreiecke).

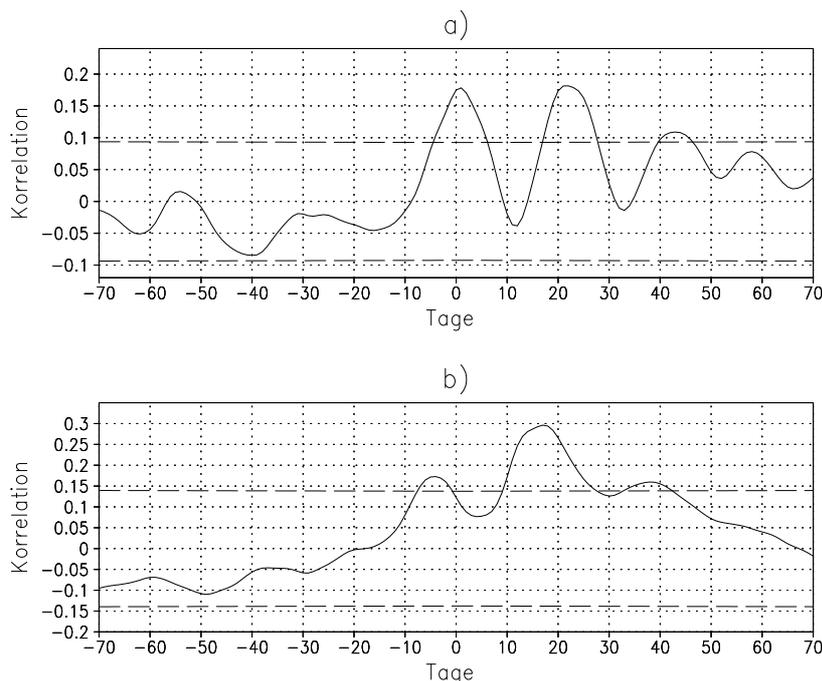


Abbildung 5.12: Kreuzkorrelationsfunktion von a) $PC_1(T_{788hPa}^*)$ mit $PC_1(T_{34hPa}^*)$ und b) $PC_1(\psi_{196hPa}^*)$ mit $PC_1(\psi_{34hPa}^*)$. Die 95%-Konfidenzniveaus sind gestrichelt eingetragen.

während auf 34 hPa (Abb. 5.5) die Welle 2 vorherrscht. Dieser „Filterungseffekt“ der Atmosphäre wurde in einer Arbeit von Grieger und Schmitz (1998) beschrieben.

Eine Kopplung zwischen den Höhenbereichen zeigt sich auch in der Kreuzkorrelationsfunktion von ZI und SZI (Abb. 5.13), die eine signifikante Spitze bei einem Zeitabstand von etwa 25 Tagen besitzt. Das heißt, auf eine hohe ZI-Phase folgt eine hohe SZI-Phase.

Den Einfluß des ZI auf die stratosphärische Zirkulation erkennt man auch in der residuellen Massenstromfunktion der ZI_{oro} -Phasen (Abb. 5.14). In der Orographie-Simulation findet bei hohen ZI_{oro} -Werten eine starke polwärtige Ausdehnung der stratosphärischen Zelle ähnlich wie bei hohen SZI-Werte statt. Bei niedrigen ZI_{oro} -Werten wird dagegen der Knick bei $45^\circ N$ verstärkt.

5.3.3 Klimaanomalie und interne Variabilität

Vergleicht man die Klimaanomalie zwischen der Orographie- und Aquaplanet-Simulation mit den führenden Schwankungsmustern in der unteren und mittleren Atmosphäre, fallen deutliche Ähnlichkeiten auf. In der Stratosphäre weist die Anomalie des klimatischen Mittelwerts von $[T]$ eine Dipolstruktur auf, wie sie auch in der Temperaturanomalie der hohen SZI-Phase auftritt (vergl. Abb. 3.7 b auf Seite 22 mit Abb. 5.6 b auf Seite 61). Die Muster zeigen beide eine Erwärmung in hohen Breiten und Abkühlung in niederen Breiten, die sich durch eine veränderte stratosphärische Zirkulation kompensieren, wie in Abschnitt 5.3.1 beschrieben wurde. Die durch Orographie induzierten, planetaren Wellen verstärken gegenüber dem Aquaplanet-Fall

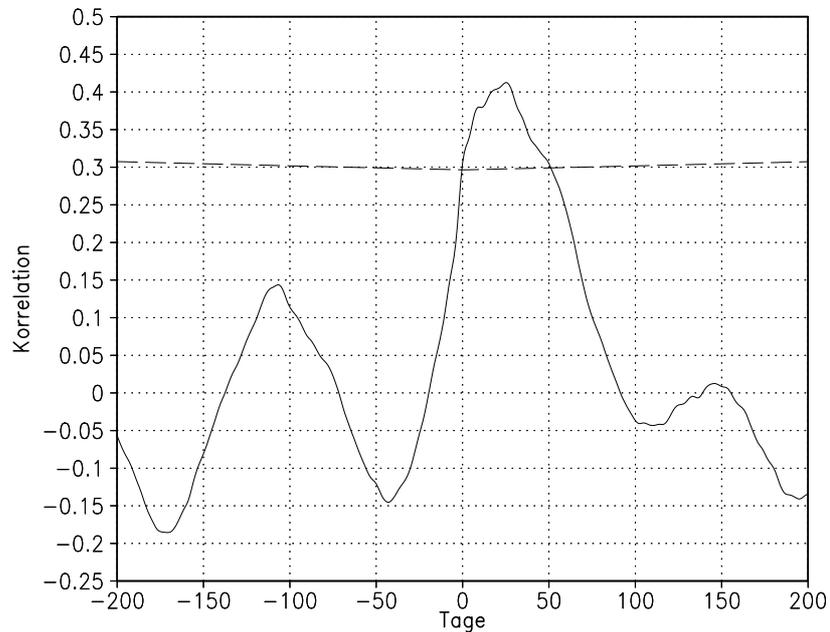


Abbildung 5.13: Kreuzkorrelationsfunktion zwischen ZI und SZI sowie das 95%-Konfidenzniveau (gestrichelt).

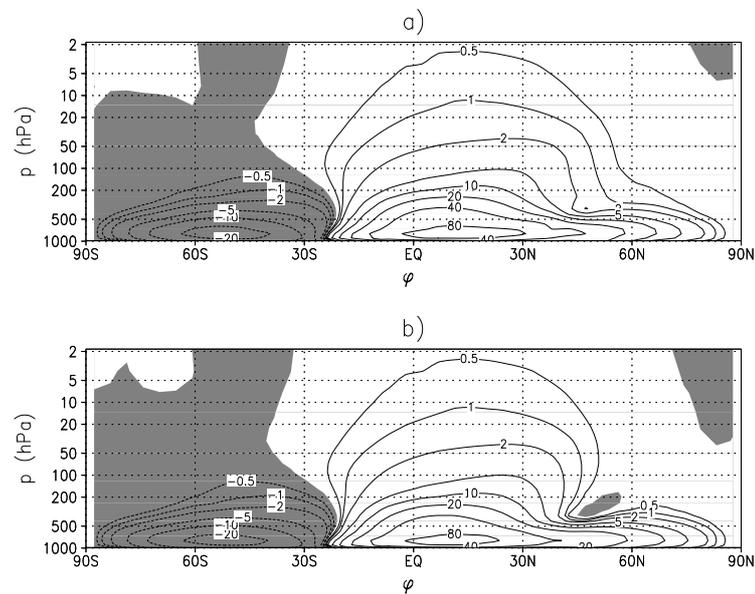


Abbildung 5.14: Residuelle Massenstromfunktion in a) der hohen und b) niedrigen ZI-Phase der Orographie-Simulation. Die Konturlinien liegen bei 0,5, 1, 2, 5, 10, 20, 40 und $80 \cdot 10^9$ kg/s. Die negativen Werte sind schattiert.

die residuelle Zirkulation (Abb. 3.5 auf Seite 21), welche dann den Temperaturgradienten zwischen Pol und Äquator verringert. Auch in der hohen SZI-Phase wurde ein erhöhter Wellenfluß und eine verstärkte Zirkulation festgestellt, die den Temperaturgradienten verkleinert. Dabei liegt die Temperaturanomalie etwa 10° nördlicher als bei dem Klimaunterschied, da sie sich nun auf zwei Phasen in der Orographie-Simulation bezieht und diese ja schon einen verringerten Temperaturgradienten besitzt. In der einen Phase (hohe SZI-Phase) ist die Temperaturanomalie im Vergleich zum Klimaunterschied weiter polwärts ausgedehnt, in der anderen Phase (niedrige SZI-Phase) weniger weit. Entsprechend der Temperatur weist auch der Zonalwind diese Ähnlichkeit zwischen der Klima-anomalie und den führenden Schwankungsmustern auf. Dabei gleichen die Klima-anomalien einer hohen SZI-Phase.

Der Zusammenhang zwischen der Klima-anomalie und der internen Variabilität kann vielleicht folgendermaßen veranschaulicht werden. Müßte man eine Hierarchie der Freiheitsgrade der Atmosphäre aufstellen, so könnte man hierzu die Muster der *EOFs* benutzen, da sie die Strukturen widerspiegeln, mit denen die Atmosphäre vorrangig schwingt. Bei einer externen Störung der Atmosphäre, wie etwa durch Orographie, muß sich die Atmosphäre an diese Störung anpassen. Solange keine komplett neue Zirkulation entsteht, liegt es nahe, daß die Störung nur eine leichte Änderung der Zirkulation auf den dominanten Freiheitsgraden bewirkt. Übertragen auf die *EOF*-Muster würde eine externe Störung bloß eine Verschiebung der Nulllage bzw. des klimatologischen Mittelwerts der jeweiligen *PCs* bedeuten und so die Klima-anomalie erzeugen. Diese Sichtweise macht plausibel, daß die Klima-anomalien bekannte Schwankungsmuster darstellen. Offen bleibt die Frage, ob die Berücksichtigung oder die Vernachlässigung der Orographie als Störung angesehen werden soll und welche Variationsmuster als grundlegend anzusehen sind.

Die deutlichen Abweichungen der berechneten, stratosphärischen *EOFs* zu denen aus Beobachtungen [Nigam, 1990] und GCM-Daten [Pawson et al., 1995] sind in der relativ schwachen längenabhängigen Anregung bei dieser Simulation begründet. Wie eine Untersuchung von Becker und Schmitz (1998 A) zeigt, werden längenabhängige Heizraten sowohl in mittleren Breiten als auch in den Tropen benötigt, um eine realistische Dynamik der Stratosphäre im klimatologischen Mittel zu erhalten. Insbesondere thermisch angeregte, planetare Wellen breiten sich in die polare Stratosphäre aus, was wiederum zu einer Verstärkung der residuellen Zirkulation führt und eine Erwärmung der hohen Breiten bis zum Nordpol hervorruft. Ist nur Orographie vorhanden, reicht die stratosphärische Zirkulation nicht in die polaren Breiten, so daß die Erwärmung nicht bis zum Pol gelangt und auch die Struktur der führenden *EOFs* nur auf Breiten südlich von 60°N mit Beobachtungen vergleichbar ist. Auf jeden Fall bietet sich speziell mit einem idealisierten GCM die Möglichkeit an, den Zusammenhang zwischen der Klima-anomalie und der internen Variabilität zu studieren, da hier die verschiedenen Wellenanregungen separat vorgegeben werden können [Becker, Schmitz, 1998 A, B].

Kapitel 6

Zusammenfassung

Mit einem vereinfachten allgemeinen Zirkulationsmodell wurden eine Aquaplanet- und eine Orographie-Simulation bei permanenten Januarbedingungen durchgeführt. Die Hauptunterschiede zwischen den beiden Simulationen besteht in einer stärker vertikal ausgedehnten residuellen Stromfunktion im Orographie-Fall und in den stratosphärischen Wellenflüssen, die nur bei Orographie deutliche Anteile, größtenteils stationäre, aufzeigen.

Die Variabilität wurde für beide Simulationen untersucht und mit entsprechenden Beobachtungen verglichen. In der unteren Atmosphäre ergab sich als dominantes, zonalsymmetrisches Schwankungsmuster des zonal gemittelten Zonalwindes eine Dipolstruktur mit Extrema bei 30°N und 50°N . Die dazugehörige Hauptkomponente wurde als zonaler Index (ZI) identifiziert. Der Vergleich der Muster für den Aquaplanet- und Orographie-Fall zeigte beim ersteren ein zusätzliches, tropisches Extremum. Diese Besonderheit konnte anhand von Beobachtungsdaten [Kidson, 1985, 1986] bestätigt werden. Der zonale Index wies des weiteren nur im Orographie-Fall eine signifikante Langzeitschwankung mit einer Periode von 130 Tagen auf. Hierbei sei angemerkt, daß der Nachweis einer solchen intrasaisonalen Schwingung in der Natur aufgrund des Jahresgangs problematisch ist. Zudem müßten die Modelldaten auf Sensitivität bezüglich verschiedener empirischer Parameter, wie die Zeitskalen von Temperaturrelaxation und Horizontaldiffusion, überprüft werden.

Die führenden Muster des zonal gemittelten, ageostrophischen Meridionalwindes stellen eine Verstärkung bzw. Abschwächung der Hadley- und Ferrel-Zellen dar. Im Orographie-Fall fiel besonders eine meridionale Massenschwankung auf. Bei den Temperatur-*EOFs* wurde bei Orographie eine stärkere, meridionale Ausdehnung im Vergleich zum Aquaplanet-Fall festgestellt.

In einer Betrachtung der Phasen mit besonders hohen oder niedrigen zonalen Indexwerten wurden die Schwankungsmuster in den Phasenanomalien wiedergefunden. Die Schwankungsmaxima des Zonalwindes betragen etwa 4 m/s und sind in guter Übereinstimmung mit Beobachtungsdaten der Nord-[Nigam, 1990] und Südhemisphäre [Karoly, 1990]. Die hohe Index-Phase ist charakterisiert durch einen polwärts verschobenen Zonalwindjet, Erwärmung in den mittleren Breiten bei Abkühlung der Tropen sowie hohen Breiten, einen erhöhten Wellenimpuls- und Wellentemperaturfluß sowie verstärkte mittlere meridionale Zirkulationszellen. Der erhöhte Wellenfluß tritt im Aquaplanet-Fall vor allem in den synoptischen, im Orographie-

Fall dagegen in den längeren Zeitskalen auf. In beiden Simulationen findet die Verstärkung der Ferrel- und Hadley-Zellen durch erhöhten Wellenantrieb statt, wobei dieser Effekt im Orographie-Fall deutlich stärker ist. Anhand der quasi-geostrophischen Näherung konnte die Konsistenz der zonalen Index-Phasen überprüft werden. Die Korrelation des zonalen Index mit der kinetischen Energie der Wellen wies in den Simulationen ein unterschiedliches Verhalten auf. Bei hohen ZI_{aqua} -Werten herrscht niedrige Wellenenergie und bei hohen ZI_{oro} -Werten hohe Wellenenergie vor. Anhand des Lorenzschen Energiezyklus kann man in der hohen ZI-Phase eine erhöhte barokline Instabilität im Aquaplanet-Fall und eine erhöhte barotrope Instabilität im Orographie-Fall vermuten. Dies ist ein wichtiger Ausgangspunkt für weitere Untersuchungen des zonalen Index.

In der Stratosphäre zeigt nur die Orographie-Simulation deutliche Variationen. Dort besteht die führende, zonal gemittelte Schwankung von Temperatur und Zonalwind jeweils in einer Dipolstruktur, die mit einem Wert von 0.85 korrelieren und somit die Gültigkeit der thermischen Windrelation zeigen. Die beschriebene Varianz der Muster beträgt 82% bzw. 79.5%, womit sie den größten Teil der stratosphärischen Varianz darstellen. Analog zur unteren Atmosphäre wurde ein stratosphärischer zonaler Index (SZI) anhand der ersten PC der zonal gemittelten horizontalen Stromfunktion definiert und dafür eine Phasenbetrachtung durchgeführt. Auch hier ergab sich in der hohen Index-Phase mit einem polwärts verschobenen Polarnachtjet eine Erwärmung der hohen Breiten, erhöhte Wellenflüsse und eine verstärkte residuelle Zirkulation. Diese übergreifende stratosphärische Zirkulation wird im klimatologischen Mittel erst bei Berücksichtigung längenabhängiger Wärmequellen erreicht [Becker, Schmitz, 1998 A]. Die mit der Temperaturanomalie verbundene diabatische Wärmequelle wird laut Yulaeva et al. (1994) dynamisch durch eine veränderte residuelle Zirkulation kompensiert, welche wiederum durch eine geänderte, vertikale Wellenausbreitung entsteht. Daher ist im globalen Mittel die SZI-Phasenanomalie der Temperatur vernachlässigbar.

Die Kopplung der Variabilität der unteren und mittleren Atmosphäre wurde sowohl in der Korrelation des troposphärischen mit dem stratosphärischen zonalen Index als auch in der vertikalen Wellenausbreitung mit „Wellenfilterung“ [Grieger, Schmitz, 1998] nachgewiesen. Die Zeitskala für diese Kopplung liegt bei 20 bis 30 Tagen.

Außerdem wurde eine deutliche Ähnlichkeit zwischen der internen Variabilität und der Klimaanomalie der beiden Simulationen festgestellt. Hier kann die Reaktion des Klimas auf eine externe Störung über dominante Freiheitsgrade in Form von internen Schwankungsmustern verstanden werden. Besonders dieser Punkt erfordert noch eine genauere Untersuchung mit verschiedenen Modellkonfigurationen.

Weiterführend sollte der Einfluß von Wärmequellen in den Tropen und mittleren Breiten auf die Variabilität eines SGCM berücksichtigt werden. Hierdurch könnten realistischere Schwankungsmuster, besonders in der Stratosphäre, und die Einflüsse der verschiedenen, längenabhängigen Modellantriebe auf die Variabilität untersucht werden.

Anhang A

Notation

∇_h	horizontal wirkender Nabla-Operator
$[A]$	zonales Mittel einer Größe A
A^*	Abweichung einer Größe A von seinem zonalen Mittel
\overline{A}	zeitliches Mittel einer Größe A
A'	Abweichung einer Größe A von seinem zeitlichen Mittel
a_e	Erdradius
c_p	spezifische Wärme trockener Luft bei konstantem Druck
∂_x	partielle Ableitung nach x
d_x	totale Ableitung nach x
D	horizontale Divergenz
\vec{e}_x	ostwärts gerichteter Einheitsvektor
\vec{e}_y	nordwärts gerichteter Einheitsvektor
\vec{e}_z	vertikaler Einheitsvektor
EH	Heizraten aus Wellenflüssen
$EOF_i(A)$	die i-te empirische orthogonale Funktion einer Größe A
EP-Fluß	Eliassen-Palm-Fluß
f	Coriolisparameter
\vec{F}	Eliassen-Palm-Fluß
g	Erdbeschleunigung
H	Skalenhöhe
J	diabatische Wärmequelle
LIAP	Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik, Kühlungsborn
MH	Heizraten aus der mittleren meridionalen Zirkulation
MMC	mittlere meridionale Zirkulation
N	Brunt-Väisälä-Frequenz
p	Druck
$PC_i(A)$	die i-te Hauptkomponente einer Größe A
p_s	Bodendruck
q	Vertikaldiffusion
q_{diss}	Energiedissipation
Q	diabatische Heizrate
R	molare Gaskonstante für trockene Luft

\vec{R}	Reibungskraft
S	Eulersche Stromfunktion
SGCM	Vereinfachtes allgemeines Zirkulationsmodell
SZI	stratosphärischer zonaler Index
t	Zeit
T	Temperatur
T_e	Relaxationstemperatur
u	Zonalwind
v	Meridionalwind
v_r	residueller Meridionalwind
\vec{v}	horizontaler Windvektor
w	vertikaler Wind
w_r	residueller Vertikalwind
x	ostwärts gerichtete Strecke
y	nordwärts gerichtete Strecke
z	vertikale Strecke
ZI	zonaler Index
α	Autoregressionskoeffizient erster Ordnung
β	$\equiv df/dy$, Änderung des Coriolisparameters mit der Breite
γ	kinematische Zähigkeit
ξ	horizontale Vorticity
η	vertikale Koordinate
θ	potentielle Temperatur
κ	$\equiv R/c_p$
λ	longitudinale Koordinate
ν	turbulente Viskosität, Frequenz
ρ	Dichte
τ	Relaxationszeit, Zeitabstand
φ	latitudinale Koordinate
Φ	Geopotential
χ	Geschwindigkeitspotential
ψ	horizontale Stromfunktion
Ψ	Streuungsfunktion
ω	Vertikalgeschwindigkeit in isobaren Koordinaten $d_t p$
Ω	Winkelgeschwindigkeit der Erde

Anhang B

Mathematischer Zusatz

Schätzung eines Markovspektrums

Die Schätzung wird nach Taubenheim (1969) durchgeführt. Gegeben sei eine diskrete Zeitreihe $z(t)$ der Länge T mit ihrer Autokovarianzfunktion $\gamma(\tau)$ und dem Leistungsspektrum $\Gamma(\nu)$. Im Falle des zonalen Index weist dieses Spektrum ein starkes rotes Rauschen auf, das mit dem Spektrum einer Markovreihe angepaßt werden kann. Das Spektrum besitzt die folgende Form:

$$R(\nu) = P \frac{1 - \alpha^2}{1 - 2\alpha \cos(2\pi\nu) + \alpha^2} = P f(\nu) , \quad (\text{B.1})$$

wobei P der Stärke des weißen Spektrums der Markovreihe und α dem Autoregressionskoeffizienten erster Ordnung entspricht. In dieser Arbeit wurde α als Mittelwert aus zehn Elementen der Autokovarianzfunktion bestimmt:

$$\alpha \approx \frac{1}{10} \sum_{i=1}^{10} \frac{\rho(\tau = i)}{\rho(\tau = i - 1)} . \quad (\text{B.2})$$

Der Parameter P wird für das empirische Spektrum $\Gamma(\nu)$ durch Minimierung des Fehlerquadrats $(\Gamma(\nu) - R(\nu))^2$ angepaßt. Daraus ergibt sich

$$P = \frac{\sum_{\nu} f(\nu) \Gamma(\nu)}{\sum_{\nu} f^2(\nu)} . \quad (\text{B.3})$$

Für eine Stichprobe einer Markovreihe folgt das dazugehörige Leistungsspektrum $\hat{R}(\nu)$ um das wahre Spektrum $R(\nu)$ einer χ^2 -Verteilung, da das Spektrum aus dem Quadrat normalverteilter Größen bestimmt wurde. Das Verhältnis zwischen den Spektren beträgt

$$\frac{\hat{R}(\nu)}{R(\nu)} = \frac{\chi^2}{n} , \quad (\text{B.4})$$

wobei n den effektiven Freiheitsgrad der Stichprobe angibt. Dieser Freiheitsgrad wird folgendermaßen bestimmt:

$$n = 2 \left(\frac{T}{\tau_m} - \frac{1}{3} \right) . \quad (\text{B.5})$$

τ_m gibt die maximale Verschiebung in der Autokovarianzfunktion an, für die in dieser Arbeit ein Wert von $T/3$ benutzt wurde. Die entsprechende Signifikanzschwellen der χ^2 -Verteilung bei vorgegebener Irrtumswahrscheinlichkeit kann man in entsprechenden Tabellen nachschlagen [Taubenheim, 1969].

Kreuzkorrelationsfunktionen

Es seien zwei Zeitreihen $z_1(t)$ und $z_2(t)$ mit den Erwartungswerten μ_1 und μ_2 gegeben. Die Kreuzkorrelationsfunktion ergibt sich als

$$\rho_{12}(\tau) = \frac{1}{\sigma_{x_1}\sigma_{x_2}} \mathcal{E}((x_1(t) - \mu_1)(x_2(t + \tau) - \mu_2)) = \frac{1}{\sigma_{x_1}\sigma_{x_2}} \gamma(\tau) , \quad (\text{B.6})$$

wobei σ_{x_i} die Standardabweichung von x_i repräsentiert. Für eine bestimmte Stichprobe der Zeitreihe mit T Zeitpunkten heißt die Kreuzkorrelationsfunktion r_{12} . Als Nullhypothese nimmt man nun an, daß $\gamma(\tau)$ gleich Null sei. Auf einem 5%-Signifikanzlevel kann diese These verworfen werden, wenn

$$|r_{12}(\tau)| > 2s \quad (\text{B.7})$$

gilt [von Storch, Zwiers, 1998]. Dabei ist s die geschätzte Standardabweichung von r_{12} und wird mit der Annahme, daß für alle τ außerhalb des Intervalls $\tau_1 \leq \tau \leq \tau_2$ die Kreuzkorrelationsfunktion ρ_{12} gleich Null ist, folgendermaßen berechnet:

$$s^2 \approx \frac{1}{T - |\tau|} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \rho_{11}(l)\rho_{22}(l) . \quad (\text{B.8})$$

Hier werden die geschätzten Autokorrelationsfunktion von x_1 und x_2 verwendet.

Zeitfilterung

Da die Fourieranalyse nur für periodische Funktionen definiert ist, wird an dem Datensatz der endlichen Länge T eine Tapering-Prozedur durchgeführt. Hierbei werden die Ränder des Datensatzes geglättet, so daß man sich die Zeitreihe als eine unendliche und glatte mit einer konstruktionsbedingten Periode von T vorstellen kann. Als Glättungsfunktion wurde ein einfacher Kosinus auf die ersten und letzten 5% des Datensatzes angewandt. Der gesamte Datensatz wurde mit folgender Funktion multipliziert:

$$h(t) = \begin{cases} 1/2[1 - \cos(\pi t 20/T)] & \text{für } 0 < t < T/20 \\ 1 & \text{für } T/20 < t < T - T/20 \\ 1/2[1 + \cos(\pi t 20/T)] & \text{für } T - T/20 < t < T \end{cases} . \quad (\text{B.9})$$

Nach der Fourieranalyse wurde als spektraler Filter ein Hochpass bei 10 Tagen in Form einer Rechteckfunktion verwendet. Die Antwortfunktion ist in Abbildung B.1 dargestellt.

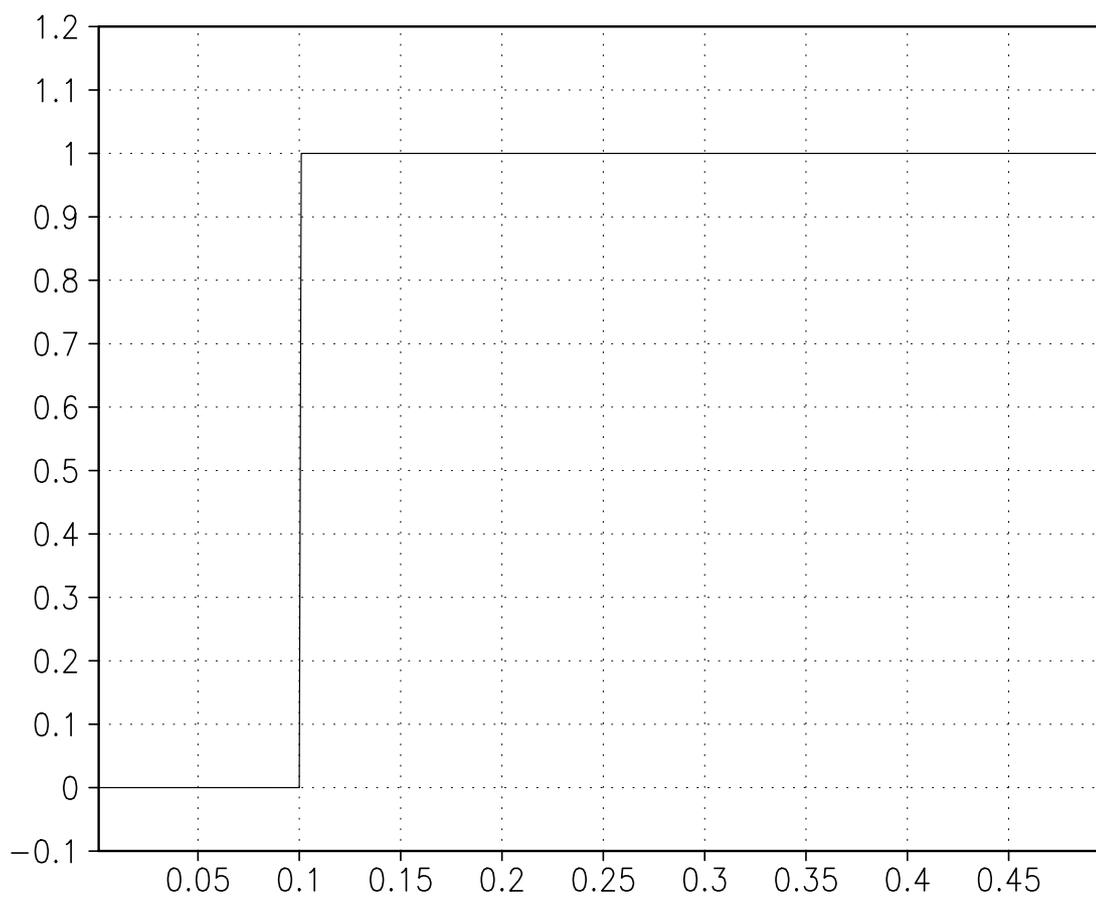


Abbildung B.1: Antwortfunktion (response function) des verwendeten Zeitfilters, eines Hochpasses bei 10 Tagen.

Literaturverzeichnis

- [Akahori, Yoden, 1997] Akahori, K., S. Yoden, 1997: Zonal Flow Vacillation and Bimodality of Baroclinic Eddy Life Cycles in a Simple Global Circulation Model. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 2349-2361.
- [Bartels et al., 1998] Bartels, J., D. Peters, G. Schmitz, 1998: Climatological Ertel's potential-vorticity flux and mean meridional circulation in the extratropical troposphere - lower stratosphere. *Ann. Geophysicae*, **16**, 250-265.
- [Becker et al., 1997] Becker, E., G. Schmitz, R. Geprägs, 1996: The feedback of midlatitude waves onto the Hadley cell in a simple general circulation model. *Tellus*, **49 A**, 182-199.
- [Becker, Schmitz, 1998 A] Becker, E., G. Schmitz, 1998: The Role of Orographically and Thermally Forced Stationary Waves in the Causation of the Residual Circulation. *Tellus*, eingereicht im August 1998.
- [Becker, Schmitz, 1998 B] Becker, E., G. Schmitz, 1998: Interaction between Stationary Waves and Zonal Mean Circulation in an Idealized GCM. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, eingereicht im September 1998.
- [Bronstein, Semendjajew, 1991] Bronstein, I. N., K. A. Semendjajew, 1991: Taschenbuch der Mathematik. Verlag Harri Deutsch, Frankfurt/Main.
- [Edmon et al., 1980] Edmon, H. J. Jr., B. J. Hoskins, M. E. McIntyre, 1980: Eliassen-Palm Cross Sections for the Troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2600-2616.
- [Grieger, Schmitz, 1998] Grieger, N., G. Schmitz, 1998: Fortschreitende Strukturen in der Tropo-Stratosphäre und ihre Interpretation mit linearen Modellen. *Nova Acta Leopoldina Supplementum*, Nr. 15, 192-220.
- [Holton, 1992] Holton, J. R., 1992: An Introduction to Dynamic Meteorology, Third Edition. Academic Press, London.
- [Hou, 1993] Hou, A. Y., 1993: The Influence of Tropical Heating Displacements on the Extratropical Climate. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 3553-3570.
- [James, James, 1992] James, I. N., P. M. James, 1992: Spatial structure of ultra-low-frequency variability of the flow in a simple atmospheric circulation model. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **118**, 1211-1233.

- [James, 1994] James, I. N., 1994: Introduction to circulating atmospheres. Cambridge University Press.
- [James et al., 1994] James, P. M., K. Fraedrich, I. N. James, 1994: Wave-zonal-flow interaction and ultra-low-frequency variability in a simplified global circulation model. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **120**, 1045-1067.
- [Karoly, 1990] Karoly, D. J., 1990: The role of transient eddies in low-frequency zonal variations of the Southern Hemisphere circulation. *Tellus*, **42 A**, 41-50.
- [Kidson, 1985] Kidson, J. W., 1985: Index Cycles in the Northern Hemisphere during the Global Weather Experiment. *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 607-623.
- [Kidson, 1986] Kidson, J. W., 1985: Index Cycles in the Southern Hemisphere during the Global Weather Experiment. *Mon. Wea. Rev.*, **114**, 1654-1663.
- [Kidson, 1988] Kidson, J. W., 1988: Indices of the Southern Hemisphere Zonal Wind. *J. Climate*, **1**, 183-194.
- [Lorenz, 1979] Lorenz, E. N., 1979: Forced and Free Variations of Weather and Climate. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1367-1376.
- [Namias, 1950] Namias, J., 1950: The Index Cycle and its Role in the General Circulation. *J. Meteor.*, **7**, 130-139
- [Nigam, 1990] Nigam, S., 1990: On the Structure of Variability of the Observed Tropospheric and Stratospheric Zonal-Mean Zonal Wind. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1799-1813.
- [North et al., 1982] North, G. R., T. L. Bell, R. F. Cahalan, 1982: Sampling Errors in the Estimation of Empirical Orthogonal Functions. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 699-706.
- [Pawson et al., 1995] Pawson, S., A. Meyer, S. Leder, 1995: Internal variability in a perpetual January integration of a troposphere-stratosphere-mesosphere GCM. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **121**, 369-397.
- [Preisendorfer, 1988] Preisendorfer, R. W., 1988: Principal Component Analysis in Meteorology and Oceanography, Developments in Atmospheric Science 17, Elsevier, New York.
- [Randel, 1992] Randel, W. J., 1992: Global Atmospheric Circulation Statistics, 1000-1 mb. *NCAR Technical Note*, NCAR/TN-366+STR, Boulder, Colorado.
- [Robinson, 1991] Robinson, W. A., 1991: The dynamics of the zonal index in a simple model of the atmosphere. *Tellus*, **43 A**, 295-305.
- [Robinson, 1993] Robinson, W. A., 1993: Mechanism of Low-Frequency Variability in a Simple Model with Orography. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 878-888.

- [Rossby, 1939] Rossby, C.-G., 1939: Relations between variations in the intensity of the zonal circulation and the displacements of the semi-permanent centers of action. *J. marine Res.*, **2**, 38-55
- [Taubenheim, 1969] Taubenheim, J., 1969: Statistische Auswertung geophysikalischer und meteorologischer Daten. Akademische Verlagsgesellschaft Geest und Portig, Leipzig.
- [von Storch, Navarra, 1995] von Storch, H., A. Navarra, 1995: Analysis of Climate Variability. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg.
- [von Storch, Zwiers, 1998] von Storch, H., F. W. Zwiers, 1998: Statistical Analysis in Climate Research. Voraussichtliche Veröffentlichung bei Cambridge University Press.
- [Whitaker, Barcilon, 1995] Whitaker, J. S., A. Barcilon, 1995: Low-Frequency Variability and Wavenumber Selection in Models with Zonally Symmetric Forcing. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 491-503.
- [Yu, Hartmann, 1993] Yu, J.-Y., D. L. Hartmann, 1993: Zonal flow vacillation and eddy forcing in a simple GCM of the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 3244-3259.
- [Yulaeva et al., 1994] Yulaeva, E., J. R. Holton, J. M. Wallace, 1994: On the Cause of the Annual Cycle in Tropical Lower-Stratospheric Temperatures. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 169-174.

Erklärung

Hiermit versichere ich, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwandt habe.

Rostock, 19. Juni 2000

Heiner Körnich

Danksagung

Ich möchte mich bei Herrn Prof. Dr. Schmitz für die Aufgabenstellung und wertvolle Anregungen, bei Herrn Dr. Entzian für didaktische Tips und sorgfältige Verbesserungsvorschläge, bei Dr. Ulrich Achatz für numerische Hinweise, bei Herrn Linow, Frau Schacht sowie Herrn Schmidt für die tägliche Versorgung von Rechenzeit und Speicher, bei Elke Hocke für lange Zimmergenossenschaft, bei Frau Dr. Kremp für kurzweilige Autofahrten, bei Frau Mehl für seelischen Beistand und Literatur, bei Frank Kwasniok sowie Dr. Uwe Berger für das Korrekturlesen und schließlich bei Dr. Erich Becker für stets ein offenes Ohr und viele freundschaftliche Diskussionen bedanken.

Ein besonderer Dank gilt meiner Frau Katja.

Heiner Körnich