

Variabilitätsmuster der atmosphärischen Zirkulation in Abhängigkeit von der Orographie und der Land-Meer-Verteilung

von Heiner Körnich

Dieser Forschungsbericht wurde als Disseration von der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Rostock angenommen.

Gutachter:

Prof. Dr. Gerhard Schmitz (Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik, Kühlungsborn) Prof. Dr. Klaus Fraedrich (Meteorologisches Institut der Universität Hamburg) Prof. Dr. Robert Sausen (DLR-Institut für Physik der Atmosphäre, Oberpfaffenhofen)

Verteidigt am 12. November 2004

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung			
	1.1	Die Annularen Moden der Troposphäre	3	
	1.2	Die Variabilität des Polarwirbels	6	
	1.3	Ziele der Arbeit	8	
	1.4	Methodik und Aufbau der Arbeit	9	
2	Zirł	culationsexperimente und deren mittleres Klima	12	
	2.1	Das Modell KMCM	12	
	2.2	Die Zirkulationsexperimente	14	
		2.2.1 Mittleres Klima der Zirkulationsexperimente	17	
	2.3	Linearisierung des Modells KMCM	26	
		2.3.1 Herleitung des linearen Modells	27	
		2.3.2 Rechnerische Umsetzung des linearen Modells	29	
	2.4	Lineare Analyse der klimatologischen stationären Welle	32	
3	Troposphärische Annulare Moden in Abhängigkeit von den stationären			
Wellen				
	3.1	Troposphärische Variabilitätsmuster	38	
	3.2	Kompositanalyse	46	
	3.3 Antrieb der zonal gemittelten Zonalwindschwankung		48	
	3.4	Der Rückkopplungsprozess der quasi-stationären Welle	56	
		3.4.1 Das lineare Modell für die AM-Kompositdifferenz	56	
		3.4.2 Antrieb der quasi-stationären Welle	58	
		3.4.3 Rückwirkung auf den zonal gemittelten Zonalwind	63	
	3.5	Diskussion	66	
4	Sch	wankungen des Polarwirbels in Abhängigkeit von den stationären Wel-		
	len		72	
	4.1	Stratosphärische Variabilitätsmuster	73	
	4.2	Mechanismus des stratosphärischen zonalen Index	83	
		4.2.1 Antrieb der zonal gemittelten Zonalwindschwankung	83	
		4.2.2 Antrieb der quasi-stationären Welle	88	
		4.2.3 Rückwirkung auf den zonal gemittelten Zonalwind	92	

T 1 1.		
Inhalte	verzeic.	hnic
mants	VULLUIU	mis

	4.3 4 4	Einfluss des troposphärischen Annularen Modes auf den Polarwirbel.	94 99
5	7. 		102
3	Zusa	ammemassung	102
A	Nota	ition	107
B	Stabilitätsanalyse zum Leap-Frog-Schema mit Zeitfilter		109
С	Statistische Verfahren		111
	C.1	Die Analyse der empirischen orthogonalen Funktionen	111
	C.2	Hoch- und Tiefpassfilter	112
	C.3	Telekonnektionen	113
D	Klin	natologische Januar-Mittelwerte aus Beobachtungsdaten	114
E	Weitere Abbildungen		115
	E.1	Langfristige Fluktuationen auf dem Aquaplaneten	115
	E.2	Weitere Variabilitätsmuster des Geopotentials	116
	E.3	Herabsinken bei verbesserter Parametrisierung der Temperaturrelaxation	n116
Literaturverzeichnis			

iv

Kapitel 1

Einleitung

"Wenn dort [Grönland] schlimme Witterung entsteht, da ist sie heftiger als in den meisten anderen Orten, sowohl in der Schärfe der Stürme wie auch in der Stärke des Frostes und des Schneefalls, aber oft ist die schlechte Witterung von kurzer Dauer, es vergeht lange Zeit dazwischen, ehe sie wiederkommt, und unterdessen ist eine gute Wetterlage, wenn auch das Land kalt ist. Es ist die Eigenart des Gletschers, daß er immer kalte Luft von sich ausströmen läßt, als streife er sich frostige Dünste von seinem Antlitz, und sehr oft hält er ein freies Haupt empor. Doch immer entgelten das die nächsten Nachbarn, denn alle andern Gebiete, die in der Nähe liegen, erhalten starke Unwetter von ihm; alle, die er mit kaltem Blasen von sich stößt, kommen über sie. " (anonym aus dem 13. Jahrhundert, übersetzt durch Meissner, 1978)

In diesem Zitat, das aus einem norwegischen Lehrwerk des 13. Jahrhunderts, dem "Königsspiegel", stammt und das auf den Beobachtungen der norwegischen Seefahrer basiert, findet sich eine frühe Beschreibung einer großräumigen atmosphärischen Variabilität über dem Nordatlantik. Dabei wird zwischen den Wettersystemen als den lokalen Stürmen und einem zeitlich sowie räumlich größerskaligen Zustand der Atmosphäre, der Witterung, unterschieden. Als Grund für die nordatlantische Witterung wird auf die Natur der grönländischen Gletscher verwiesen. Dieser Gedanke, dass die speziellen Gegebenheiten der Erdoberfläche die großräumige Variabilität der Atmosphäre beeinflussen, liefert die grundlegende Motivation für die vorliegende Arbeit.

Die Ursache für die atmosphärische Zirkulation ist die differentielle Aufheizung der Erde durch die Sonne. Infolge der starken Breitenabhängigkeit der kurzwelligen Einstrahlung durch die Sonne bei nahezu breitenunabhängiger, langwelliger Abstrahlung (Hartmann, 1994, Fig. 2.12) wird ein meridionaler¹ Temperaturgradient und damit verfügbare potentielle Energie (Lorenz, 1955) erzeugt. Die hieraus resultierende Dynamik baut einen Teil dieser Energie ab, wobei ein polwärtiger Wärmefluss stattfindet. Das Spektrum der atmosphärischen kinetischen Energie umfasst mehrere Größen-

¹in Nord-Süd-Richtung verlaufender

ordnungen und reicht von kleinräumiger Turbulenz auf Skalen von Sekunden bis zu planetaren Schwankungen mit Skalen von einigen Tagen bis zu mehreren Jahren (Vinnichenko, 1970). Das Spektrum weist einige schmalbandige lokale Maxima auf, die den Perioden der externen Anregung, nämlich von einem Tag für die Erdumdrehung und einem Jahr für die Umrundung der Erde um die Sonne, entsprechen. Der Großteil der spektralen Energiedichte liegt jedoch nicht auf diesen externen Perioden, sondern wird durch *intern* generierte Dynamik bestimmt. Diese Schlussfolgerung zieht Lorenz (1979) aus seiner Analyse des polwärtigen Wärmeflusses von 10 Jahren aufbereiteter Beobachtungsdaten des *National Meteorological Center* (USA). Ein hervorstechender Teil des Spektrums der atmosphärischen kinetischen Energie bei einer charakteristischen Zeit von etwa vier Tagen ist mit den Wettersystemen, den so genannten *baroklinen* Instabilität durch den meridionalen Temperaturgradienten in einer stabil geschichteten Breiten bei. Ihre charakteristische Länge beträgt ein- bis viertausend Kilometer.

Am niederfrequenten Ende des Spektrums befindet sich die niederfrequente Variabilität der Atmosphäre, die einen roten spektralen Verlauf mit Zeitskalen länger als zehn Tage bis zu mehreren Jahren aufweist und damit die Witterung erfasst. Hiermit sind räumliche Strukturen von mehreren tausend Kilometern verbunden. Da die niederfrequente Variabilität sich über einen weiten Frequenzbereich erstreckt, in dem verschiedene physikalische Mechanismen wirken, muss zur Analyse eine räumliche oder zeitliche Auswahl vorgenommen werden. Eine solche Selektion wird in dieser Arbeit für die extratropische Variabilität der Troposphäre und der Stratosphäre durchgeführt, die näherungsweise die Höhenbereiche von 0 bis 12 km und von 12 km bis 50 km abdecken.

Aus den Beobachtungsdaten ist bekannt, dass die troposphärischen Annularen² Moden und die Schwankungen des stratosphärischen Polarwirbels zu den dominanten Mustern der niederfrequenten, extratropischen Variabilität gehören (Thompson und Wallace, 2000; Kuroda und Kodera, 2001). Ein Verständnis dieser Variabilitätsmuster bildet die Grundlage für mittel- und langfristige Wettervorhersagen sowie für die Prognose von Klimaänderungen. Ghil (2001) stellt die niederfrequente Variabilität der Atmosphäre sogar als ein zentrales Problem in seinen "Hilbert problems for the geosciences in the 21st century" dar.

Die erwähnten Variabilitätsmuster der atmosphärischen Zirkulation weisen erhebliche Unterschiede zwischen der Nord- und der Südhemisphäre auf. So besitzt der troposphärische Annulare Mode der Nordhemisphäre eine stärkere Längenabhängigkeit als sein südhemisphärischer Gegenpart (Thompson und Wallace, 2000). Für die stratosphärische Variabilität ist der Unterschied zwischen den Hemisphären noch deutlicher ausgeprägt, so dass zu Winterbedingungen nur auf der Nordhemisphäre starke Schwankungen des Polarwirbels und ein stratosphärischer Annularer Mode auftreten. Die Ursache für dieses Verhalten der Hemisphären liegt in der ungleichen Anregung stati-

²ringförmige

onärer Wellen durch die Orographie und die Land-Meer-Verteilung begründet. Dieser Einfluss der Anregungen stationärer Wellen auf die extratropischen, niederfrequenten Variabilitätsmuster der atmosphärischen Zirkulation stellt die zentrale Fragestellung der vorliegenden Arbeit dar.

Im Folgenden wird der Stand der Forschung für die extratropischen Variabilitätsmuster dargelegt, um auf dieser Basis die Ziele und die Vorgehensweise der Arbeit einzuordnen. Da die Troposphäre mit etwa 80% den Großteil der atmosphärischen Masse enthält, werden zunächst die troposphärischen Schwankungsmuster und danach die stratosphärische Variabilität mit der Kopplung zur Troposphäre betrachtet.

1.1 Die Annularen Moden der Troposphäre

In der extratropischen Nord- und Südhemisphäre sind die führenden Muster der niederfrequenten Variabilität die Annularen Moden (Thompson und Wallace, 2000). Annulare Moden (AM) lassen sich für verschiedene atmosphärische Zustandsgrößen auf einer beliebigen Höhenschicht definieren und zeigen einen meridionalen Dipol, der ringförmig um den jeweiligen Pol liegt. Thompson und Wallace (1998) sowie Gong und Wang (1999) haben den nord- und südhemisphärischen AM³ über die führende empirische orthogonale Funktion (EOF) des Bodendrucks definiert, so dass der Mode eine Verlagerung der atmosphärischen Masse von mittleren in hohe Breiten und umgekehrt beschreibt. Die EOFs ergeben sich aus einem statistischen Verfahren, bei dem der durch die führende EOF beschriebene Anteil an der Varianz der betrachteten Zeitreihe maximiert wird. Der südhemisphärische AM (SAM) wird von der zonal⁴ gemittelten Komponente dominiert, da die Südhemisphäre nur geringe zonale Asymmetrien durch die Orographie und die Land-Meer-Verteilung aufweist. Der nordhemisphärische AM (NAM) weist dagegen neben der zonal symmetrischen Komponente eine starke Wellenkomponente auf, die das Schwankungsmuster auf die Bereiche über den Ozeanen, insbesondere über dem Nordatlantik, konzentriert. Dieser regionale Anteil ist als die Nord-Atlantische-Oszillation (NAO) bekannt, die beispielsweise über die Bodendruckdifferenz zwischen Portugal und Island definiert wird (Hurrell, 1995).

Zur Untersuchung der Variabilitätsmuster werden Phasen mit besonders starker positiver oder negativer Bodendruckstörung durch den AM betrachtet. In diesen Phasen lässt sich eine stationäre Welle definieren, die sich aus einem Anteil des klimatologischen Mittels und einem quasi-stationären Anteil der AM-Phase zusammensetzt. Diese Anteile werden in der vorliegenden Arbeit als *klimatologische stationäre Welle* und *quasi-stationäre Welle der Variabilitätsphase* bezeichnet.

Mit der Druckschwankung der AM hängen geostrophische Änderungen der mittleren Windgeschwindigkeit sowie der Windrichtung zusammen. Dabei ist die Schwankung des zonal gemittelten Zonalwinds nahezu identisch mit dem Variabilitätsmuster des zonalen Index (DeWeaver und Nigam, 2000a), der als die meridionale Schwankung

³dort: Arktische und Antarktische Oszillation

⁴in West-Ost-Richtung

des zonal gemittelten Strahlstroms definiert ist (Rossby et al., 1939). Die typischen Zeitskalen der AMs überdecken den niederfrequenten Bereich von einigen Tagen bis zu mehreren Jahren, so dass die Muster sowohl für die Witterung als auch für Klimaänderungen wichtig sind. So bestimmt die geostrophische Änderung der großskaligen Strömung durch den NAM die Zugbahnen der räumlich kleineren Wettersysteme. Hierdurch wird der Eintrag milder und feuchter Luftmassen maritimer Herkunft auf dem europäischen und nordafrikanischen Kontinent entscheidend beeinflusst (Rogers und van Loon, 1979; Lamb und Peppler, 1987). Außerdem werden die Schwankungsmuster auch als Grundlage zur Beschreibung von Klimatrends genutzt. Thompson et al. (2000) zeigen, dass 50% des Temperaturtrends der Monate Januar, Februar und März über Eurasien und 40% des Gesamtozonverlusts im Monat März nördlich von 40°N mit dem linearen Trend in der Zeitreihe des NAM erklärt werden können.

Für die Schwankung des zonal gemittelten Zonalwinds, die durch den AM bzw. den zonalen Index beschrieben wird, spielen Welle-Grundstrom-Wechselwirkungen eine entscheidende Rolle. Hierbei bezeichnet der Grundstrom die zonal gemittelte Größe und die Welle die Abweichung dazu. Die Wechselwirkungen resultieren aus den Advektionstermen der Bewegungsgleichungen für die großskalige atmosphärische Dynamik. Karoly (1990) untersucht die transienten Wellenflüsse in zwei extremen Phasen des zonalen Index auf der Südhemisphäre und findet, dass die Wechselwirkungen zwischen dem Grundstrom und den meridionalen Wellenflüssen von Temperatur und Impuls eine Zonalwindanomalie aufrecht erhalten. Eine ausgedehntere Statistik liefern Limpasuvan und Hartmann (2000) mit 41 Jahren der NCEP/NCAR⁵-Reanalysedaten (Kalnay et al., 1996). Dabei wird die zonal gemittelte Impulsbilanz in den AM-Phasen ebenfalls von den Wellenflüssen beherrscht. Auf der Südhemisphäre dominieren die Beiträge der synoptischen Wellen. Der größte Beitrag auf der Nordhemisphäre stammt aus der stationären Welle, wobei die synoptischen Wellen auch wichtig sind. Ebenso zeigen DeWeaver und Nigam (2000a) für den nordhemisphärischen zonalen Index, dass die Windschwankung größtenteils mit dem Impulsfluss aus der stationären Welle zusammenhängt, wobei die Kopplung zwischen der quasi-stationären Welle der Variabilitätsphase mit der klimatologischen stationären Welle entscheidend ist.

Der Antrieb des zonalen Index aus den synoptischen Wellen wurde in atmosphärischen Zirkulationsmodellen mit zonal symmetrischen Randbedingungen (Aquaplanet) intensiv studiert. Robinson (1991) benutzt ein atmosphärisches Zwei-Schichten-Modell und analysiert die Drehimpulsbilanz in der Projektion auf das Muster des zonalen Index. Hier ergibt sich, dass die niederfrequenten Schwankungen des zonal gemittelten Zonalwinds auf einem Aquaplaneten durch den Antrieb der synoptischen Wellen aufrecht erhalten werden. Die niederfrequenten Schwankungen des zonalen Index weisen dabei ein sehr rotes Spektrum mit Perioden von mehreren Jahren auf (James und James, 1992). Für die Rückkopplung der synoptischen Wellenflüsse mit dem zonalen Index hat Robinson (2000) den folgenden Mechanismus vorgeschlagen: Ein Bereich mit verstärkten, barotropen Westwinden erhält durch die Bodenreibung eine erhöhte

⁵National Centers for Environmental Prediction/National Center for Atmospheric Research, USA

Baroklinität. Dadurch entstehen barokline Wellen, deren resultierender Impulsfluss die Windanomalie verstärkt.

Lorenz und Hartmann (2001, 2003) weisen nun für Beobachtungsdaten der Südund Nordhemisphäre nach, dass die Rückkopplung zwischen den synoptischen Wellen und dem zonal gemittelten Zonalwind das führende Variabilitätsmuster in den Extratropen der beiden Hemisphären bestimmt. Aus der Projektion des meridionalen Wellenimpulsflusses auf die Schwankungsmuster wird gezeigt, dass die synoptischen Wellen den größten Beitrag zu dem Anwachsen sowie zu der Erhaltung des jeweiligen Musters liefern. Für die Nordhemisphäre weisen die Autoren jedoch daraufhin, dass der Wellenimpulsfluss der stationären Welle zwar die zonal symmetrische Windschwankung verstärkt, jedoch nicht genau auf das Variabilitätsmuster projiziert und dabei eine nordwärts gerichtete Drift des Musters erzeugt. Zu einem vergleichbaren Ergebnis kommt Feldstein (2003) bei der Analyse der längenabhängigen NAO aus Beobachtungsdaten.

Neben der zonal symmetrischen Zonalwindschwankung ist der NAM auch mit einer quasi-stationären Welle verbunden. Rossby et al. (1939) begründen eine solche Beziehung mit der Dispersionsrelation planetarer Wellen, welche die Wellenlänge stationärer Wellen in Abhängigkeit von dem zonal gemittelten Zonalwind beschreibt. Ausgehend von dieser Beziehung haben Branstator (1984) und Ting et al. (1996) in Beobachtungsdaten der Nordhemisphäre nachgewiesen, dass sich die quasi-stationäre Welle während der Phasen des zonalen Index über die lineare Ausbreitung der klimatologischen stationären Welle im geänderten zonal gemittelten Zonalwind erklären lässt. Nach Ting et al. (1996) ist dieser Prozess die Hauptursache für die langperiodischen Schwankungen der stationären Welle, während Änderungen der Anregungsfelder, wie beispielsweise der tropischen Wärmequellen durch das globale Variabilitätsmuster El-Niño/Southern Oscillation, kaum eine Rolle spielen. DeWeaver und Nigam (2000b) verbinden die lineare Ausbreitung der klimatologischen stationären Welle in den NAM-Phasen mit dem Antrieb der zonal symmetrischen Zonalwindschwankung aus dem stationären Wellenfluss, womit sie einen positiven Rückkopplungsmechanismus in einem quasi-linearen Bild aufstellen. Dabei erzeugt die zonal symmetrische Zonalwindschwankung durch die geänderte Ausbreitung der klimatologischen stationären Welle eine quasi-stationäre Welle, welche wiederum zusammen mit der klimatologischen stationären Welle die zonal symmetrische Windanomalie verstärkt. Auf der Südhemisphäre findet ein entsprechender Mechanismus wegen der schwachen Anregung stationärer Wellen nicht statt. Jedoch betonen DeWeaver und Nigam (2000b), dass dieser Prozess nicht genügt um die zonal symmetrische Windschwankung aufrechtzuerhalten und dass weitere Antriebsterme wie die synoptischen Wellen nötig sind. Thompson et al. (2003) bezweifeln sogar die Bedeutung der stationären Welle für den NAM und vermuten, dass sich in dem Antrieb des NAM aus der quasi-stationären Welle nur der Einfluss der synoptischen Wellen auf die quasistationäre Welle der Variabilitätsphase widerspiegelt und der NAM letztlich durch die synoptischen Wellen bestimmt wird.

Die Gemeinsamkeit von SAM und NAM besteht in der Rückkopplung zwischen den synoptischen Wellen und dem zonal gemittelten Zonalwind. Hieraus könnte man schließen, dass die ursprüngliche Natur der Muster im Sinne eines zonalen Index zonal symmetrisch ist. Auf der Nordhemisphäre bewirkt die Anregung stationärer Wellen jedoch eine ausgeprägte Längenabhängigkeit in der Aktivität der Wettersysteme, die so genannten *Sturmbahnen*, was zu einer Konzentration des AM in eben diesen Regionen führt. In einem solchen Bild stellt sich die Frage nach der Bedeutung der stationären Welle für den NAM. Dabei ist unklar, ob eine positive Rückkopplung für jegliche stationäre Welle eintritt oder erst durch die Orographie und die Land-Meer-Verteilung der Nordhemisphäre möglich wird. Derartige Fragen können nicht aus der Analyse der Beobachtungsdaten geklärt werden, sondern benötigen ein vereinfachtes Zirkulationsmodell, mit dem die erwähnten Prozesse möglichst realistisch für verschiedene Modellkonfigurationen untersucht werden können.

Eine Reihe von Arbeiten betrachten die Änderungen im Muster des zonalen Index und der Annularen Moden durch die Einführung einer idealisierten Orographie in vereinfachten atmosphärischen Zirkulationsmodellen. Robinson (1993) weist darauf hin, dass die quasi-stationäre Welle in einer Phase des zonalen Index durch die Kopplung zwischen geändertem zonal symmetrischen Zonalwind und der klimatologischen stationären Welle im Sinne der Dispersionsrelation von Rossby et al. (1939) entsteht. Bei Yu (1993) verstärkt die Orographie die Amplitude der niederfrequenten Variabilität, wobei als möglicher Mechanismus eine barotrope Instabilität der orographisch angeregten stationären Wellen oder die geänderte Ausbreitung der stationären Welle in der zonal symmetrischen Zonalwindschwankung angegeben wird. In der Arbeit von Taguchi und Yoden (2002) werden mehrere Experimente mit einer idealisierten Orographie bei unterschiedlicher Höhe durchgeführt. Es ergibt sich für jede Orographiehöhe ein AM als führendes Variabilitätsmuster, wobei die Stärke der zonal symmetrischen Komponenten von der Höhe der Orographie abhängt. Für geringe Höhen nimmt die Stärke ab und wächst erst ab einem Schwellenwert wieder an. Eine Interpretation dieser Abhängigkeit bleibt dabei offen. Den Einfluss der thermischen Anregung stationärer Wellen untersuchen Franzke et al. (2001) in einem vereinfachten Zirkulationsmodell mit zwei Heizdipolen, welche die Land-Meer-Verteilung in mittleren Breiten der Nordhemisphäre repräsentieren. Bei einem realistischen Abstand dieser Dipole wird ein NAM-ähnliches Muster erzeugt, wobei das Muster wiederum durch die Kopplung der klimatologischen stationären Welle mit der niederfrequenten zonal symmetrischen Zonalwindschwankung verstärkt wird.

1.2 Die Variabilität des Polarwirbels

Die stratosphärische Variabilität wird vor allem durch Variationen in der Lage und Stärke des *Polarwirbels* beherrscht. In der winterlichen Stratosphäre beschreibt der Polarwirbel eine großskalige, zyklonale Strömung, die im Normalfall über der Polarregion zentriert ist. Auf der Nordhemisphäre wird die Schwankung des Polarwirbels gut von dem NAM wiedergegeben, der sich vertikal bis in die Stratosphäre ausdehnt (Thompson und Wallace, 2000). Mit der Schwankung des Polarwirbels sind sowohl die Variabilität des stratosphärischen Strahlstroms, die auch als Oszillation des Polarnachtstrahlstroms (Kodera, 1995) oder als *stratosphärischer zonaler Index* (Körnich, 1998) bezeichnet wird, als auch Schwankungen der polaren, stratosphärischen Temperatur verbunden. Bei extrem negativen Phasen des stratosphärischen AM, also bei einer Abschwächung des Polarwirbels, kann sogar eine Umkehr des meridionalen Temperaturgradienten bzw. eine *stratosphärische Erwärmung* (Scherhag, 1952) auftreten. Eine weitere Eigenschaft der Polarwirbelschwankung ist das Herabsinken⁶ von der oberen Stratosphäre bis in die Troposphäre (Baldwin und Dunkerton, 1999). Ein stratosphärischer AM tritt nur in bestimmten Monaten auf, welche den Winter auf der Nordhemisphäre und den späten Frühling der Südhemisphäre beinhalten (Thompson und Wallace, 2000). Insbesondere findet sich kein dominanter stratosphärischer AM im südhemisphärischen Winter. Die Variabilität des Polarwirbels im südlichen Winter 2002 stellt hier einen Ausnahmefall dar.

Das Verständnis für die Schwankung des Polarwirbels basiert auf dem mechanistischen Modell für stratosphärische Erwärmungen von Matsuno (1971). Dort breitet sich eine stehende Rossby-Welle linear im stratosphärischen Grundstrom aus, wobei angenommen wird, dass die Änderung des Polarwirbels langsam gegenüber der Ausbreitung der Welle ist. Die nichtlineare Kopplung der Welle mit sich selbst führt über die Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses zu einer residuellen Zirkulation und zu einer Abbremsung des stratosphärischen Strahlstroms. Bei verstärkter Wellenaktivität aus der Troposphäre kann der stratosphärische Zonalwind negativ werden und so eine kritische Schicht bilden, die eine vertikale Ausbreitung der Rossby-Welle verhindert. Nun findet die Welle-Grundstrom-Wechselwirkung unterhalb der kritischen Schicht statt und das Herabsinken der zonal symmetrischen Anomalie setzt ein. Der Unterschied zwischen der stratosphärischen Variabilität der Nord- und Südhemisphäre hängt also mit der Orographie und der Land-Meer-Verteilung zusammen, da hierdurch planetare Rossby-Wellen entstehen, die sich in die Stratosphäre ausbreiten können (Charney und Drazin, 1961).

Die stratosphärische Variabilität hängt empfindlich von der Amplitude der Rossby-Welle an der Tropopause ab. So demonstrieren Holton und Mass (1976) mit einem quasi-geostrophischen Modell, dass stratosphärische Schwankungen bei einer konstanten stationären Welle an der Tropopause angeregt werden, wobei starke Schwankungen des stratosphärischen Strahlstroms erst bei Überschreiten eines Schwellenwertes für die Amplitude der stationären Welle auftreten. Dieses Konzept wurde von Scaife und James (2000) sowie Scott und Haynes (2000) auf komplexere Modelle der mittleren Atmosphäre angewandt. Bei einer genügend starken, vorgeschriebenen Wellenamplitude an der Tropopause ergeben sich ein mittlerer Zustand und eine Variabilität, die vergleichbar mit der beobachteten, nordhemisphärischen Stratosphäre sind. Scaife und James (2000) zeigen, dass die nötige Wellenamplitude jedoch nicht im klimatologi-

⁶Downward Propagation

schen Mittel der beobachteten Nordhemisphäre erreicht wird. Dies legt die Vermutung nahe, dass transiente Wellen aus der Troposphäre zu den starken Schwankungen des Polarwirbels beitragen.

Die Verbindung von troposphärischer und stratosphärischer Variabilität wurde in Beobachtungsdaten nachgewiesen. Für die Verstärkung des Polarwirbels weisen Ambaum und Hoskins (2002) aus Beobachtungen nach, dass die troposphärische AM-Zeitreihe auf 1000 hPa der stratosphärischen Polarwirbelschwankung um 4 Tage vorausgeht. Für einen schwachen Polarwirbel zeigen Perlwitz und Graf (2001), dass die planetaren Wellen mit der zonalen Wellenzahl 1 auf 500 hPa und 50 hPa mit einem Zeitversatz von 4 Tagen stark korrelieren, wobei die troposphärische Welle der stratosphärischen vorausläuft. Limpasuvan und Hartmann (2000) haben vorgeschlagen, dass der erhöhte Eliassen-Palm-Fluss mit der Ausbreitung der klimatologischen stationären Welle in dem geänderten zonal gemittelten Wind des troposphärischer Mellenaktivität, die zu der starken Schwankung des Polarwirbels führt, bleibt jedoch ungeklärt.

Eine Rückkopplung der stratosphärischen Variabilität auf die troposphärische wird durch das Herabsinken der zonal gemittelten Schwankung bis in die untere Troposphäre vermutet (Baldwin und Dunkerton, 1999). Für diesen Prozess existieren verschiedene Interpretationen. Nach Sigmond et al. (2003) beinhaltet der Mechanismus für das Herabsinken eine Kopplung des Massenflusses zwischen der unteren Stratosphäre und den bodennahen Schichten. Perlwitz und Harnik (2003) heben die Reflexion planetarer Wellen am stratosphärischen Strahlstrom hervor. Plumb und Semeniuk (2003) betonen, dass das Herabsinken allein durch die lokale Welle-Grundstrom-Wechselwirkung zustande kommt und somit von den troposphärischen planetaren Wellen induziert wird.

Um die Wechselwirkung zwischen stratosphärischer und troposphärischer Variabilität zu untersuchen bietet sich wiederum die Verwendung eines vereinfachten atmosphärischen Zirkulationsmodells an, in dem zum einen die troposphärische und stratosphärische Dynamik realistisch simuliert wird und zum anderen die Anregung stationärer Wellen variiert werden kann. So zeigt Christiansen (1999) in einem vollen atmosphärischen Zirkulationsmodell, dass ohne orographische Anregung stationärer Wellen keine stratosphärischen Erwärmungen auftreten. Der Einfluss einer idealisierten Orographie auf die stratosphärische Variabilität wird von Taguchi et al. (2001) in einem vereinfachten Zirkulationsmodell betrachtet. Erst ab einem Schwellenwert für die Orographiehöhe finden hier stratosphärische Erwärmungen mit einer wechselseitigen Beeinflussung der Troposphäre und Stratosphäre statt, während unterhalb des Schwellenwertes die stratosphärische Variabilität unabhängig von der troposphärischen zu sein scheint.

1.3 Ziele der Arbeit

Die Unterschiede zwischen den nord- und südhemisphärischen Mustern der extratropischen Variabilität hängen mit den unterschiedlichen Anregungen stationärer Wellen in den beiden Hemisphären zusammen. Quellen stationärer Wellen sind die Anströmung von Orographie und die Heizunterschiede aus der Land-Meer-Verteilung. In der vorliegenden Arbeit wird untersucht, welchen Einfluss diese Anregungen stationärer Wellen auf die führenden extratropischen Variabilitätsmuster der Troposphäre und Stratosphäre haben. Hierbei sollen insbesondere realistische Anregungsfelder zu Januarbedingungen betrachtet werden.

Zunächst stellt sich die Frage, ob ein troposphärischer AM für jegliche Anregung stationärer Wellen allein aus der internen Dynamik der Atmosphäre erzeugt wird. Der entscheidende Antrieb für die beobachteten AMs resultiert dabei nach Lorenz und Hartmann (2001, 2003) aus den synoptischen Wellen. Daher wird geprüft, ob und wie die Anregung stationärer Wellen die Rückkopplung zwischen den synoptischen Wellen und dem AM beeinflusst.

Wie DeWeaver und Nigam (2000b) gezeigt haben, besteht für den beobachteten NAM eine positive Rückkopplung zwischen der quasi-stationären Welle und der zonal symmetrischen Komponente in den Variabilitätsphasen. In der vorliegenden Arbeit wird nun untersucht, ob für jede Anregung stationärer Wellen eine solche Rückkopplung auftritt und welche Rolle den einzelnen Anregungen aus Orographie und Land-Meer-Verteilung dabei zukommt. Weiterhin ist die Bedeutung dieses Prozesses für den NAM umstritten (Lorenz und Hartmann, 2003; Thompson et al., 2003). Es bleibt also zu zeigen, inwieweit die stationären Wellen einen wichtigen Beitrag zu dem NAM liefern.

Für die Schwankung des Polarwirbels wird ebenfalls analysiert, wie die führenden Variabilitätsmuster und ihre Antriebsmechanismen von einer realistischen Anregung stationärer Wellen abhängen. Hierbei soll geklärt werden, wie der erhöhte Wellenfluss aus der Troposphäre zustande kommt, der zu einer starken Abschwächung des nordhemisphärischen Polarwirbels führt. Wie schon bei Scaife und James (2000) gemutmaßt wird, muss dazu das zeitlich variable Verhalten der Troposphäre berücksichtigt werden. Daher wird die Kopplung von troposphärischer und stratosphärischer Variabilität untersucht. Wenn insbesondere der troposphärische AM von der Anregung stationärer Wellen abhängt, stellt sich die Frage, welche Bedeutung diese Abhängigkeit für die Schwankung des Polarwirbels besitzt.

1.4 Methodik und Aufbau der Arbeit

Um den Einfluss der einzelnen Anregungen stationärer Wellen aus Orographie und Land-Meer-Verteilung auf die internen Variabilitätsmuster zu studieren, genügt nicht allein die Analyse der Beobachtungsdaten, da dort die Anregungen stets gekoppelt sind. Stattdessen wird ein mechanistisches Modell der atmosphärischen Zirkulation angewandt, in dem die verschiedenen Anregungen stationärer Wellen getrennt berücksichtigt werden können und in dem sich die Variabilität allein aus der internen Dynamik ergibt.

Mit dem Modell wird ein Satz von Zirkulationsexperimenten erzeugt. Dabei wird

von einem Experiment ohne Anregung stationärer Wellen ausgegangen, welches als Referenz für die Wirkung der transienten Wellen auf die atmosphärische Zirkulation dient. In den weiteren Experimenten werden jeweils nur einzelne Anregungen berücksichtigt, so dass deren alleinige Einflüsse auf die atmosphärische Variabilität betrachtet werden. Das Experiment mit der vollen Anregung stationärer Wellen aus Orographie und Land-Meer-Verteilung soll der beobachteten winterlichen Nordhemisphäre entsprechen. Hierfür wird die thermische Anregung aus der Land-Meer-Verteilung in Übereinstimmung mit beobachteten Heizraten so angepasst, dass die resultierende Zirkulation und ihre Variabilität mit derjenigen der beobachteten Nordhemisphäre vergleichbar ist. Die Orographie wird als bekannt vorausgesetzt.

Die Trennung der Anregungen stationärer Wellen in die Beiträge von der Orographie und der Land-Meer-Verteilung ist eine Näherung, da die beiden Mechanismen eigentlich nur gekoppelt auftreten. So werden durch die orographisch angeregte stationäre Welle Sturmbahnen induziert, die mit den Heizraten über den Ozeanen in Wechselwirkung stehen. Hieraus folgt eine Rückkopplung auf die stationäre Welle. Für eine konsistente Beschreibung der Wärmequellen wird daher ein Ansatz gewählt, bei dem die Heizrate durch die Dynamik induziert wird und so eine Kopplung mit der Orographie ermöglicht wird. Je nach Berücksichtigung der längenabhängigen Orographie resultiert somit eine unterschiedliche Heizrate. Die Unterschiede, die sich dabei in dem Modell ergeben, sind vergleichbar mit denen von Nigam et al. (1986, 1988), die ein volles Zirkulationsmodell mit und ohne Orographie betreiben. Der Ansatz der getrennten Anregungen stationärer Wellen wurde bereits von Becker und Schmitz (1999, 2001) verwendet, um den Einfluss der Orographie und der Land-Meer-Verteilung auf die mittlere meridionale Zirkulation der Troposphäre und auf die residuelle Zirkulation der Stratosphäre zu untersuchen. Als Erweiterung dazu wird dieser Ansatz in der vorliegenden Arbeit auf die Variabilitätsmuster angewandt.

Bei der Rückkopplung zwischen dem AM und der quasi-stationären Welle der Variabilitätsphase spielen die klimatologische stationäre Welle und ihre Ausbreitung in dem zonal gemittelten Wind der AM-Phasen eine wichtige Rolle. Um diesen Prozess und den Einfluss der einzelnen Anregungen dabei zu studieren wird eine lineare Version des Zirkulationsmodells entwickelt, die zu gegebener Wellenanregung und gegebenem zonal gemittelten Hintergrund die lineare stationäre Welle berechnet. Die beiden Modellversionen sowie die Klimatologie der Zirkulationsexperimente werden in Kapitel 2 erläutert.

Kapitel 3 behandelt die troposphärische Variabilität. Zunächst werden die führenden troposphärischen Schwankungsmuster bestimmt und mit den Beobachtungsdaten verglichen. Die Muster werden dabei auf der Basis der empirischen orthogonalen Funktionen berechnet, die aufgrund des objektiven Auswahlkriteriums für das führende Muster einen direkten Vergleich zwischen den Experimenten ermöglichen. Die AMs der Zirkulationsexperimente werden anhand der Variabilitätsmuster des Geopotentials auf 1000 hPa definiert.

Eine Rückkopplung zwischen den synoptischen Wellen bzw. der quasi-stationären

Welle und dem zonal gemittelten Zonalwind der AM-Phase kann nur erfolgen, wenn der Wind die Wellen in der Weise bestimmt, dass die resultierenden Wellenflüsse die Windänderung verstärken. Da die Windänderung in den AM-Phasen von der zonal gemittelten, barotropen Komponente dominiert wird, können solche Rückkopplungsprozesse für die verschiedenen Zeitskalen in dem zeitlichen Verhalten der vertikal und zonal gemittelten Drehimpulsbilanz untersucht werden. Dabei wird eine Kreuzkorrelationsanalyse mit Zeitversatz gemäß Lorenz und Hartmann (2001, 2003) durchgeführt. In der Analyse wird sich zeigen, dass die Zirkulationsexperimente stets eine Rückkopplung der synoptischen Wellen, aber nur bei der Berücksichtigung von Orographie und Land-Meer-Verteilung eine Rückkopplung der quasi-stationären Welle mit dem Zonalwind der AM-Phasen auftritt. Wie dieser Prozess in Abhängigkeit von der Anregung stationärer Wellen zustande kommt, wird mithilfe des linearen Modells und einer Kompositanalyse bezüglich der zugehörigen AM-Zeitreihe erörtert.

In Kapitel 4 werden die stratosphärische Variabilität und die Kopplung zwischen der Troposphäre und Stratosphäre untersucht. Die Schwankungsmuster des Polarwirbels werden für die Zirkulationsexperimente anhand der führenden empirischen orthogonalen Funktionen des stratosphärischen Strahlstroms und des Geopotentials auf 10 hPa bestimmt und mit den Beobachtungsdaten verglichen.

Da der grundlegende Mechanismus der Polarwirbelschwankung über die Welle-Grundstrom-Wechselwirkung bekannt ist, interessiert hier, woraus das unterschiedliche Verhalten der Nord- und Südhemisphäre resultiert. Dazu wird die Rolle der stationären Wellen für den Antrieb der Polarwirbelschwankung mit einer Kompositanalyse und mit dem linearen Modell untersucht. Um den Einfluss des troposphärischen Zustands auf die stratosphärische Variabilität zu analysieren wird eine modifizierte Version des mechanistischen Modells genutzt, in dem der troposphärische Zustand zeitlich konstant gehalten wird, so dass die Schwankung des Polarwirbels allein durch den stationären Eliassen-Palm-Fluss aus der zeitlich konstanten Troposphäre getrieben wird. Hier ermöglicht der Einsatz des linearen Modells eine Interpretation zu der Frage, wie der erhöhte Eliassen-Palm-Fluss aus der Troposphäre zustande kommt, der zu einer Abschwächung des Polarwirbels führt.

Die Zusammenfassung der Arbeit erfolgt in Kapitel 5.

Kapitel 2

Zirkulationsexperimente und deren mittleres Klima

In diesem Kapitel wird das mechanistische Zirkulationsmodell vorgestellt, das in der vorliegenden Arbeit genutzt wird. In den Zirkulationsexperimenten werden verschiedene Kombinationen von der Orographie und der großräumigen Verteilung latenter Wärmequellen für die Erzeugung stationärer Wellen verwendet. Die Grundlage zum Verständnis der Variabilitätsmuster ist die mittlere Klimatologie, auf der sich das Muster ausbildet. Deshalb werden zunächst die Klimatologien der Experimente vorgestellt und die Vergleichbarkeit mit den Beobachtungsdaten überprüft. Dabei werden einige Ergebnisse von Becker und Schmitz (1999, 2001) wiedergegeben. Um zu verstehen, wie die Anregungen stationärer Wellen sowie die Ausbreitung der Wellen die mittlere Klimatologie beeinflussen, wurde in dieser Arbeit ein lineares Modell entwickelt, welches auf dem mechanistischen Modell beruht.

2.1 Das Modell KMCM

Das verwendete Modell ist ein vereinfachtes Zirkulationsmodell der Atmosphäre mit dem Namen *Kühlungsborn Mechanistic general Circulation Model* (KMCM). Es basiert auf den primitiven Gleichungen (z.B. Pichler, 1986) und beschreibt die Zirkulation der trockenen Atmosphäre unter physikalisch idealisierten Bedingungen. Die Güte des Modells wurde in mehreren Publikationen nachgewiesen (Becker und Schmitz, 1999, 2001; Körnich et al., 2003).

Das KMCM ist ein spektrales Modell. Das bedeutet, es benutzt Kugelflächenfunktionen für die horizontale Darstellung der Variablen. In dieser Arbeit wird bei der totalen Wellenzahl 29 triangular (T29) abgebrochen. Die vertikale Diskretisierung geschieht auf 24 Flächen mit einer Hybrid-Koordinate η , die am Boden einer terrainfolgenden Sigma-Koordinate und in den höchsten Schichten einer Druck-Koordinate entspricht. Die oberste Schicht befindet sich bei 0,3 hPa, was etwa einer Höhe von 60 km entspricht. Da die oberste Schicht in der unteren Mesosphäre liegt, lässt sich mit



Abbildung 2.1: Profil der Gleichgewichtstemperatur T_E in K. Das Konturintervall beträgt 10 K.

dem Modell die Zirkulation und deren Variabilität für Troposphäre und Stratosphäre untersuchen. Der Zustandsvektor des Modells umfasst die Vorticity ξ und die Divergenz *D* der horizontalen Bewegung sowie die Temperatur *T* und den Bodendruck p_s . Eine ausführliche Modellbeschreibung findet sich bei Becker (2003), so dass im Folgenden nur auf die für die vorliegende Arbeit bedeutsamen Teile eingegangen wird.

Physikalische Idealisierungen ermöglichen mechanistische Studien, in denen eine Vielzahl von verschiedenen Modellkonfigurationen analysiert werden können. Eine wichtige Vereinfachung ist die Temperaturrelaxation, die im Modell den atmosphärischen Strahlungshaushalt repräsentiert. Die komplette diabatische Heizrate Qist:

$$Q = -\frac{T - T_E}{\tau} + Q_c + \frac{|\omega|\mathbf{h}(-\omega)}{40\mathbf{h}\mathbf{Pa} \, \mathbf{d}^{-1}}Q_m + q + H_T + \varepsilon.$$
(2.1)

Der erste Term gibt die Relaxation der Temperatur T auf eine zonal symmetrische Gleichgewichtstemperatur T_E an, die für sämtliche Modelluntersuchungen auf permanente Januarbedingungen eingestellt wurde (Abb. 2.1). Die Relaxationszeit τ beträgt 16 Tage in der Troposphäre und nimmt auf 4 Tage in der unteren Mesosphäre ab. Eine solche Temperaturrelaxation ist üblich in vereinfachten GCMs der Troposphäre (James und James, 1992; Yu, 1993). Für mechanistische Studien wird der Ansatz auf die Stratosphäre erweitert, obwohl die Ableitung der Relaxationszeit aus Strahlungsmodellen in der Tropopausenregion eine starke Breitenabhängigkeit sowie sehr hohe Werte um 100 Tage ergibt (Gille und Lyjak, 1986). Trotz dieser Vereinfachung werden mit dem Ansatz z.B. in den Arbeiten von Taguchi et al. (2001) und Becker und Schmitz (1999) vernünftige stratosphärische Zirkulationen erzeugt, die mit denen aus komplexeren Modellen vergleichbar sind.

Die Anregungsfunktionen Q_c und Q_m aus Gleichung 2.1 beschreiben die Heizung durch Kumuluskonvektion in den Tropen und eine selbst-induzierte Heizung durch Kondensation in mittleren Breiten. Die Selbst-Induzierung kommt durch die Abhängigkeit von der Druckgeschwindigkeit $\omega = dp/dt$ zustande, wobei die Heaviside-Funktion $h(-\omega)$ sicher stellt, dass nur bei aufwärts gerichteter Bewegung geheizt wird. Q_c und Q_m sind vorgeschriebene Funktionen der geographischen Länge und Breite sowie des Drucks und spiegeln die Wirkung der Land-Meer-Verteilung in dem Modell wider. Eine Beschreibung dieser Anregungen folgt in Abschnitt 2.2.

Die weiteren Terme in Gleichung 2.1 sind die vertikale Diffusion fühlbarer Wärme q, die horizontale Diffusion der Temperatur H_T und die Reibungswärme ε aus der Dissipation kinetischer Energie. Die turbulente Mischung in der planetaren Grenzschicht wird durch eine lokale Vertikaldiffusion (Holtslag und Boville, 1993) mit einer global konstanten Rauhigkeitslänge von 10^{-3} m parametrisiert. Die Land-Meer-Verteilung wird in der vertikalen Diffusion durch die Definition der Oberflächentemperatur T_s berücksichtigt:

$$T_s = [T_E + 0.4\tau(Q_c + Q_m)]_{\text{Oberfläche}}.$$
(2.2)

Die Randbedingungen des Modells bestehen aus einer kinematischen Randbedingung mit $\dot{\eta} = 0$ bei $\eta = 0$ und $\eta = 1$ sowie dynamischen Randbedingungen oder auch Flussrandbedingungen. Die vertikalen Diskretisierungen der vertikalen Impulsdiffusion und der zugehörigen Reibungswärme sind so definiert, dass gemäß der Haftbedingung die Gesamtenergie durch vertikale Impulsdiffusion nicht geändert wird (Becker, 2003b).

Die horizontale Diffusion von Impuls und Temperatur in der freien Atmosphäre ist durch einen ∇^2 -Ansatz (Becker, 2001) implementiert, der eine konsistente Berechnung der Reibungswärme ermöglicht. Die kinematische Viskosität beträgt 5,1 · 10⁴ m²s⁻¹ in der Troposphäre und steigt auf 4 · 10⁶ m²s⁻¹ in der unteren Mesosphäre an, um die Wellenreflexion am oberen Rand zu verhindern. Die Vertikaldiffusion besitzt eine zusätzliche kinematische Viskosität, die von 0 am Boden auf 10 m²s⁻¹ am oberen Rand anwächst.

Im Unterschied zu der Modellversion aus den Arbeiten von Becker und Schmitz (1999, 2001) wurde hier eine Änderung in dem Zeitintegrationsschema vorgenommen, so dass die Horizontaldiffusion zum Zeitpunkt t eingeht. Diese Änderung liefert eine genauere Bestimmung der Diffusion in den Modellgleichungen und führt zu realistischeren Variabilitätsmustern. In Anhang B wird die Stabilität der geänderten Gleichungen nachgewiesen.

2.2 Die Zirkulationsexperimente

In den Zirkulationsexperimenten werden die Anregungen stationärer Wellen unterschiedlich berücksichtigt. Die verschiedenen Anregungen sind Orographie (Φ_s), Heizung durch Kumuluskonvektion in den Tropen (Q_c) und Heizung durch Kondensation in mittleren Breiten (Q_m). Die Orographie geht in die Tendenzgleichung der Divergenz (Becker et al., 1997, Eqs. 4.8) ein und entspricht einer einhüllenden Standard-Weltorographie (Abb. 2.2a), bei der das Himalaja-Plateau eine Höhe von 4,4 km er-



Abbildung 2.2: Anregungen stationärer Wellen im Modell KMCM. In (a) die Weltorographie Φ_s/g_0 . In (b-d) die Heizfunktionen Q_m und Q_c , zonal gemittelt in (b), auf 500 hPa in (c) und auf 900 hPa in (d). Das Konturintervall beträgt in (a) 1 km, in (b) 0,5 Kd⁻¹ und in (c,d) 1 Kd⁻¹. In den Abbildungen sind die Werte größer als 0,5 schattiert unterlegt. Die Nullkonturen wurden ausgelassen.

reicht. Das globale Mittel der Orographie von 236,7 m stimmt gut mit dem beobachteten Wert von 237,3 m (Joseph, 1980) überein. In den Termen mit Q_m und Q_c aus der Tendenzgleichung der Temperatur spiegeln sich die Einflüsse der Land-Meer-Verteilung mit den warmen Meeresströmungen in mittleren Breiten und den Konvektionszellen in den Tropen wider (Abb. 2.2b-d). Q_m erreicht ein Maximum von 4,4 Kd⁻¹ in der untersten Modellschicht bei 990 hPa, während die tropische Quelle Q_c maximal 4,7 Kd⁻¹ bei 500 hPa beträgt.

In den Experimenten bleiben die zonal symmetrischen Anteile der Anregungsfelder aus Orographie und Land-Meer-Verteilung stets erhalten. Ausgehend von einem rotationsinvarianten Experiment AQUA, das nur die zonal symmetrischen Anteile der Anregungsfelder beinhaltet und somit die Entwicklung synoptischer Wellen auf einem Aquaplaneten beschreibt, werden die drei längenabhängigen Anregungsfelder Φ_s , Q_m und Q_c verschieden kombiniert. Im Experiment QCM wird nur der thermische Einfluss der Land-Meer-Verteilung aus Q_c und Q_m berücksichtigt. Dagegen enthält das Experiment WO nur den orographischen Antrieb Φ_s . In dem Experiment WOQC bzw. WOQM wird die Anregung der Orographie nur mit der Wärmequelle in den Tropen bzw. in mittleren Breiten ergänzt. Schließlich werden alle Anregungsmechanismen im Experiment FULL kombiniert. Die Länge der Zeitreihe beträgt für jedes Experiment 3601 Tage und für das Experiment AQUA sogar 25201 Tage. Darin ist die Einschwingzeit des Modells nicht enthalten, die so bestimmt wurde, dass kein visueller Trend in den Modelldaten erkennbar war, und die wenigstens 180 Tage betrug. Die lange Integration des Experiments AQUA ergibt sich aus langperiodischen Fluktuationen auf dem Aquaplaneten (Anhang E.1). Alle Zirkulationsexperimente sind in der Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Die Wärmequellen wurden für diese Arbeit an eine aus den NCEP/NCAR-Reanalysedaten abgeleitete diabatische Heizung (Wang und Ting, 1999) angepasst. Die Unterschiede zu der Konfiguration aus den Arbeiten von Becker und Schmitz (1999, 2001) bestehen vor allem für die Heizraten in mittleren Breiten, welche sich hier über einen erweiterten Bereich der geographischen Länge erstrecken und eine stärkere Neigung von Südwesten nach Nordosten aufweisen. Da die Heizrate (Gl. 2.1) von der Dynamik abhängt, auf die sie rückkoppelt, ist in Abbildung 2.3 die säulengemittelte und massengewichtete diabatische Heizrate¹ für die Experimente QCM und FULL im zeitlichen Mittel über 3601 Tage dargestellt. Im Vergleich zu den Analysen von Wang und Ting (1999, Fig. 2a) stimmen die Quellen in den Tropen und mittleren Breiten bezüglich ihrer räumlichen Struktur gut überein. Die Amplitude wurde auf eine realistische Beschreibung des Modellklimas im Experiment FULL hin angepasst. In diesem Experiment (Abb. 2.3b) ist sie insbesondere in mittleren Breiten etwa um ein Drittel schwächer als in den abgeleiteten Heizraten von Wang und Ting (1999). Bei allein thermischer Anregung stationärer Wellen im Experiment QCM (Abb. 2.3a) fehlt ein Maximum der Heizung in hohen Breiten und die Heizrate schwächt sich dort auf knapp ein Drittel des Wertes aus dem FULL-Experiment ab. In diesen Unterschieden spiegelt sich der Einfluss der Orographie auf die Heizung in mittleren Breiten wider.

$$^{1} < Q >= \left(\int_{1000\text{hPa}}^{100\text{hPa}} Qdp\right) / \left(\int_{1000\text{hPa}}^{100\text{hPa}} dp\right)$$

Experiment	Anregung stationärer Wellen	Länge der Integration
AQUA	keine	25201 Tage
QCM	Q_m, Q_c	3601 Tage
WO	Φ_s	3601 Tage
WOQC	Φ_s, Q_c	3601 Tage
WOQM	Φ_s, Q_m	3601 Tage
FULL	Φ_s, Q_m, Q_c	3601 Tage

Tabelle 2.1: Zirkulationsexperimente mit unterschiedlichen Anregungen stationärer Wellen (s.Text für Erklärung der Anregung)



Abbildung 2.3: Säulengemittelte und massengewichtete diabatische Heizrate Q (Gl. 2.1) im zeitlichen Mittel für das Experiment QCM (a) und für das Experiment FULL (b). Das Konturintervall beträgt 0,5 Kd⁻¹. Die Nullkontur wurde ausgelassen und positive Werte sind schattiert.

2.2.1 Mittleres Klima der Zirkulationsexperimente

Für die Zirkulationsexperimente, die in Tabelle 2.1 angegeben sind, bedeutet im Folgenden ein klimatologisches Mittel ein zeitliches Mittel über die komplette Zeitreihe. Des Weiteren konzentrieren sich die Untersuchungen auf die winterliche Nordhemisphäre des Modells.

Zunächst wird die Klimatologie im zonalen Mittel betrachtet, was eine Mittelung über die geographische Länge λ gemäß $[X] = (2\pi)^{-1} \int_0^{2\pi} X d\lambda$ für die Größe X bedeutet. Der klimatologisch und zonal gemittelte Zonalwind ist in Abbildung 2.4 gezeigt. Im Experiment AQUA (Abb. 2.4a) tritt ein sehr starker Strahlstrom mit troposphärischen Werten von 50 ms⁻¹ und maximalen Amplituden von 80 ms⁻¹ in der Stratosphäre bei 60°N und 1 hPa. Eine zunehmende Abschwächung des stratosphärischen Strahlstroms zeigt sich für die verschiedenen Wellenanregungen in der Reihenfolge von Land-Meer-Verteilung (Abb. 2.4b), Orographie (Abb. 2.4c) und kombinierter Anregung (Abb. 2.4f). Der Strahlstrom wird dabei polwärts und abwärts verschoben, bis er in dem Experiment FULL (Abb. 2.4f) nur noch etwa 45 ms⁻¹ bei etwa 70°N und 3 hPa erreicht.

Die Änderungen des troposphärischen Strahlstroms sind schwächer und lassen sich besser in der klimatologischen Antwort auf die verschiedenen Anregungen stationärer Wellen untersuchen. Abbildung 2.5 zeigt solche Antworten als Differenzen zwischen Experimenten mit Anregung stationärer Wellen und dem AQUA-Experiment. Es findet dabei stets eine Abschwächung des troposphärischen Zonalwinds in den Breiten um 40°N statt. Diese Windabschwächung ist verbunden mit einer stratosphärischen Antwort, die besonders bei orographischer Anregung hervorsticht (Abb. 2.5b,c). Die Antwort auf die thermische Anregung (Abb. 2.5a) zeigt außerdem eine Verstärkung des Zonalwinds in Tropen und Subtropen. Bei kombinierter Anregung im Experiment FULL (Abb. 2.5c) scheinen sich die einzelnen troposphärischen Effekte aus der Orographie und der thermischen Anregung zu überlagern. Dagegen verlagert sich die stratosphärische Antwort bei der kombinierten Anregung stationärer Wellen polwärts.

Die meridionale Verschiebung des troposphärischen Strahlstroms ähnelt der meridionalen Schwankung des Zonalwinds, wie sie durch den zonalen Index (Rossby et al., 1939) beschrieben wird. Hierin deutet sich eine Beziehung zwischen der mittleren Antwort auf eine externe Störung, in diesem Fall auf Orographie oder Land-Meer-Verteilung, und den internen Variabilitätsmustern an. Dieser Aspekt wird im Zusammenhang mit den troposphärischen Variabilitätsmustern in Kapitel 3.5 diskutiert.



Abbildung 2.4: Klimatologischer zonal gemittelter Zonalwind für die Zirkulationsexperimente. Der Name des Experiments steht im Titel der jeweiligen Abbildung. Das Konturintervall beträgt 10 ms⁻¹. Die Nullkontur wurde ausgelassen und negative Werte sind schattiert.

Der Einfluss der längenabhängigen tropischen Wärmequelle Q_c auf den zonal gemittelten Zonalwind lässt sich aus dem Vergleich der Abbildungen 2.4c und 2.4d bzw. 2.4e und 2.4f ableiten. Die geringen Unterschiede zwischen den Abbildungen weisen auf die vernachlässigbare Rolle der tropischen Wärmequelle für die extratropische Zirkulation hin. Ebenso wird nur ein geringer Effekt des Q_c -Terms für die extratropische Variabilität erwartet. Daher konzentrieren sich die Betrachtungen im Folgenden auf die Experimente AQUA, QCM, WO und FULL.

Das Profil des Strahlstroms für das Experiment FULL (Abb. 2.4f) ist vergleichbar mit den UKMO²-Analysedaten (Swinbank und O'Neill, 1994) für die winterliche Nordhemisphäre (Anhang D), wobei der simulierte stratosphärische Strahlstrom keine äquatorwärtige Neigung mit der Höhe aufweist und zudem etwas zu schwach ist. Die Neigung ergibt sich erst bei Berücksichtigung von Schwerewellen-Parametrisierungen in Zirkulationsmodellen (Volodin und Schmitz, 2001; Becker und Schmitz, 2003). Der beobachtete Strahlstrom der winterlichen Südhemisphäre weist im Vergleich mit dem der winterlichen Nordhemisphäre eine äquatorwärtige Verschiebung und höhere Amplituden auf, die beispielsweise in einer Höhe von 10 hPa einen Wert von 80 ms⁻¹ erreichen. Daher ähnelt die winterliche Südhemisphäre den Experimenten ohne orographische Anregung, also den Experimenten AQUA und QCM, wobei diese eine etwas schwächere Amplitude von 60 ms⁻¹ bei 10 hPa aufweisen (Abb. 2.4a,b).



²United Kingdom Meteorological Office, Großbritannien

Abbildung 2.5: Klimatologische Antwort des zonal gemittelten Zonalwinds auf die unterschiedlichen Anregungen stationärer Wellen (weiß). Dabei wird die Differenz zwischen einem Experiment mit Wellenanregung (QCM, WO sowie FULL) und dem Experiment AQUA gebildet, was im Titel der jeweiligen Abbildung wiedergegeben wird. Das Konturintervall beträgt 5 ms⁻¹. Die Nullkontur wurde ausgelassen. Negative Werte sind dunkel, positive hell schattiert. Zusätzlich ist schwarz das klimatologische Mittel mit einem Konturintervall von 10 ms⁻¹ für das jeweilig erst genannte Experiment gezeigt.

Die zeitlich gemittelte residuelle Massenstromfunktion gibt näherungsweise die mittlere diabatische Zirkulation der Atmosphäre im Höhen-Breiten-Schnitt an und ist mit dem Druck als vertikale Koordinate nach Edmon et al. (1980) folgendermaßen definiert:

$$[v_r] = \frac{g}{2\pi a \cos\phi} \frac{\partial [\psi_r]}{\partial p} \quad \text{und} \quad [\omega_r] = -\frac{g}{2\pi a^2 \cos\phi} \frac{\partial [\psi_r]}{\partial \phi}$$
(2.3)

mit den residuellen Geschwindigkeiten

$$[v_r] = [v] - \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{[v^* \theta^*]}{(\partial/\partial p)[\theta]} \right)$$
(2.4)

$$[\omega_r] = [\omega] + \frac{1}{a\cos\phi} \frac{\partial}{\partial\phi} \left(\frac{|v^*\theta^*|\cos\phi}{(\partial/\partial p)[\theta]} \right) .$$
(2.5)

Die eckigen Klammern geben das zonale Mittel und die Sterne die Abweichung davon an. Die weitere Notation ist im Anhang A aufgeführt.

Für die ausgewählten Experimente ist in Abbildung 2.6 die residuelle Stromfunktion dargestellt. Im Experiment AQUA, in dem keine stationären Welle angeregt wird,



Abbildung 2.6: Zeitlich gemittelte residuelle Massenstromfunktion für die Experimente AQUA (a), QCM (b), WO (c) und FULL (d). Die Konturwerte betragen $\pm 0, 5, \pm 1, \pm 2, \pm 5, \pm 10, \pm 20, \pm 50, \pm 100 \pm 200 \times 10^9 \text{kgs}^{-1}$. Negative Werte sind schattiert.

bricht die stratosphärische Zirkulation schon in mittleren Breiten ab (Abb. 2.6a). Ähnlich verhält sich das Experiment QCM (Abb. 2.6b), in dem die thermisch angeregte stationäre Welle einen vernachlässigbaren Einfluss auf die residuelle Zirkulation zeigt. Bei orographischer Anregung im Experiment WO (Abb. 2.6c) ist eine Ausbreitung in hohe Breiten der Stratosphäre angedeutet, aber erst im Experiment FULL wird eine übergreifende residuelle Zirkulation bis in polare Breiten induziert (Abb. 2.6d). Entscheidend ist hierfür die Kombination aus Orographie und Wärmequellen in mittleren Breiten (Becker und Schmitz, 1999), während die tropischen Wärmequellen vernachlässigbar sind. In der Troposphäre tritt eine Verstärkung der residuellen Zirkulation um 40°N im Experiment FULL auf. Diese Änderung hängt wiederum mit der Kombination der beiden Anregungen zusammen.

Der Eliassen-Palm-Fluss (EPF) wird dazu genutzt, die Wellenausbreitung und die Welle-Grundstrom-Wechselwirkung zu analysieren. Die Berechnung des EPF erfolgt hier in sphärischer Geometrie (Edmon et al., 1980):

$$\mathbf{EPF} = (F_{\phi}, F_p) \tag{2.6}$$

mit
$$F_{\phi} = -\cos\phi[u^*v^*]$$
 und $F_p = f\frac{[v^*\theta^*]}{(\partial/\partial p)[\theta]}$. (2.7)

Die Divergenz des EPF ergibt sich damit zu:

$$\nabla \cdot \mathbf{EPF} = \frac{1}{a\cos^2\phi} \frac{\partial}{\partial\phi} (F_{\phi}\cos\phi) + \frac{\partial}{\partial p} (F_{p}).$$
(2.8)

In der quasi-geostrophischen Näherung, die in der extratropischen Stratosphäre gut erfüllt ist, ergibt sich aus der zeitlich gemittelten, reibungsfreien Gleichung des zonalen Impulses folgender direkter Zusammenhang zwischen dem residuellen Meridionalwind und der EPF-Divergenz (Andrews und McIntyre, 1976):

$$-f\overline{[v_r]} = \nabla \cdot \overline{\mathbf{EPF}}.$$
(2.9)

Die Gültigkeit dieser Gleichung bestätigt Abbildung 2.7a-c. Dort sind die Terme der rechten und linken Seite sowie ihre Differenz im klimatologischen Mittel des Experiments FULL dargestellt. Oberhalb von 3 hPa ist die Differenz zwischen den Termen (Abb. 2.7c) nicht mehr vernachlässigbar, wobei dort die erhöhte Horizontaldiffusion der oberen Modellschichten einen wichtigen Beitrag in der zonalen Impulsbilanz liefert (Abb. 2.7d). Hier macht sich also der obere Rand des Modells bemerkbar, so dass im Folgenden die Modelldaten nur noch bis in eine Höhe von 3 hPa betrachtet werden.

In Abbildung 2.8 ist für die Experimente AQUA, QCM, WO und FULL die EPF-Divergenz gemäß der graphischen Konvention von Edmon et al. (1980, Eq. 3.12) dargestellt. Die EPF-Divergenz (Abb. 2.8a-d) zeigt im Vergleich mit der residuellen Zirkulation (Abb. 2.6), dass die Verstärkung und polwärtige Ausdehnung der Zirkulation in der Stratosphäre nach Gleichung 2.9 auf eine erhöhte Wellenaktivität zurückgeführt werden kann. In der Stratosphäre nehmen die transienten Beiträge von dem Experiment AQUA mit einem maximalen Wert von $2,0\cdot10^{15}$ m³ bis zum Experiment FULL



Abbildung 2.7: Beiträge zur zonal gemittelten zonalen Impulsbilanz im klimatologischen Mittel für das Experiment FULL. (a) Die linke und (b) die rechte Seite von Gleichung 2.9 sowie (c) deren Residuum und (d) der Beitrag der Horizontaldiffusion zur zonalen Impulsbilanz. Das Konturintervall beträgt 4 ms⁻¹d⁻¹ unterhalb von 100 hPa und 1 ms⁻¹d⁻¹ oberhalb davon. Negative Werte sind schattiert und die Nullkontur wurde ausgelassen.

mit einem maximalen Wert von $3,2 \cdot 10^{15}$ m³ vergleichsweise schwach zu (Abb. 2.8il). Größtenteils stammen die stratosphärischen Änderungen aus demjenigen Anteil der EPF-Divergenz, der mit der stationären Welle zusammenhängt und in den Abbildungen 2.8e-h dargestellt ist. Insbesondere findet im Experiment FULL (Abb. 2.8h) eine Erhöhung der stratosphärischen EPF-Divergenz statt, die sich nicht aus einer Überlagerung der einzelnen Bestandteile aus orographisch und thermisch angeregten stationären Wellen (Abb. 2.8f,g) interpretieren lässt.

In der Troposphäre weist die EPF-Divergenz in mittleren Breiten ebenfalls eine Verstärkung bei thermisch und orographisch angeregten Wellen auf (Abb. 2.8a-d). Ein wichtiger Prozess ist hier die Rückkopplung planetarer Wellen auf die Hadley-Zirkulation (Becker et al., 1997; Becker und Schmitz, 2001), wobei die Wellen eine Einmischung von Vorticity in den polwärtigen Ast der Hadley-Zelle induzieren. Bei allein thermischer Anregung stationärer Wellen wird die Einmischung aus den transienten Wellen der mittleren Breiten in die Subtropen abgeschwächt. Der Grund hierfür könnte in der Längenabhängigkeit der Heizfunktion Q_m liegen, die wegen der nichtlinearen Parametrisierung (Gl. 2.1) eine zusätzliche zonal symmetrische Heizung in mittleren Breiten erzeugt und den Bereich der baroklinen Instabilität polwärts verschiebt. In Subtropen wird so die EPF-Divergenz abgeschwächt (Abb. 2.8j,l) im Vergleich zum Experiment ohne Anregung stationärer Wellen (Abb. 2.8i). Die verminderte Einmischung führt zu einem verstärkten meridionalen Windgradienten im oberen Ast der Hadley-Zelle im Experiment QCM (Abb. 2.5a) sowie zu einer erhöhten transienten Wellenaktivität in mittleren Breiten (Abb. 2.8j). Bei allein orographischer Anregung (Abb. 2.8c) zeigt sich eine deutliche Erhöhung der Konvergenz bei 40°N und 350 hPa. Hier stammt ein großer Anteil aus der stationären Welle, die auch in den Bereich der Hadley-Zirkulation einmischen (Abb. 2.8g). Gleichzeitig schwächt sich die Einmi-



Abbildung 2.8: Zeitlich gemittelte EPF-Divergenz gemäß Edmon et al. (1980) für die Experimente AQUA (a,e,i), QCM (b,f,j), WO (c,g,k) und FULL (d,h,l). Die Abbildungen (a-d) zeigen die EPF-Divergenz, (e-h) den Anteil aus der stationären Welle und (i-l) den Anteil aus den transienten Wellen. Das Konturintervall beträgt $2 \cdot 10^{15}$ m³ unterhalb und $0, 5 \cdot 10^{15}$ m³ oberhalb von 100 hPa. Die Nullkontur wurde ausgelassen und negative Werte sind schattiert.

schung aus den transienten Wellen ab (Abb. 2.8k), so dass die gesamte EPF-Divergenz in Subtropen im Vergleich zum Experiment AQUA näherungsweise erhalten bleibt (Abb. 2.8a,c). In dem Experiment FULL erstreckt sich das Konvergenzgebiet der stationären EPF-Divergenz (Abb. 2.8h) meridional weiter und die Einmischung aus den transienten Wellen in die Hadley-Zirkulation wird zusätzlich geschwächt (Abb. 2.8l). In mittleren Breiten wird die starke Zunahme der stationären EPF-Divergenz wird nicht durch die transiente Komponente kompensiert (Abb. 2.8i-1), so dass die Erhöhung der totalen EPF-Divergenz im Experiment FULL konsistent mit der verstärkten residuellen Zirkulation in der Troposphäre (Abb. 2.6d) ist. Die Überlagerung von Orographie und Land-Meer-Verteilung verstärkt somit die Effekte der einzelnen Anregungen stationärer Wellen aus den Experimenten QCM und WO.

Repräsentativ für die längenabhängige Klimatologie ist in Abbildung 2.9 die klimatologische stationäre Wellenkomponente des Geopotentials auf 300 hPa und 30 hPa für die unterschiedlichen Experimente und die Beobachtungsdaten dargestellt. Die großräumigen Wellenstrukturen im Geopotential auf 300 hPa und 30 hPa bei Abwesenheit stationärer Wellenanregung im AQUA-Experiment (Abb. 2.9a,f) stammen aus langfristigen Fluktuationen, deren Einfluss auf das klimatologische Mittel bei zunehmender Integrationszeit geringer wird (Anhang E.1). Bei thermisch angeregter stationärer Welle im Experiment QCM (Abb. 2.9b,g) bestimmen vor allem die Wärmequellen in mittleren Breiten den Wellenanteil des Geopotentials, wobei die Amplituden in Troposphäre und Stratosphäre bei Werten von 90 m bzw. 140 m gering bleiben. Dagegen treten bei orographischer Anregung (Abb. 2.9c,d) in der Troposphäre deutliche Amplituden bei Werten bis 230 m mit den bekannten Wellenzügen auf, die sich bei westlicher Anströmung hinter der Topographie nach Norden und Süden ausbreiten (Hoskins und Karoly, 1981). Bei Kombination von orographischer und thermischer Anregung (Abb. 2.9d) erreicht die klimatologische stationäre Welle in der Troposphäre Werte bis zu 280 m und erstreckt sich zudem bis in hohe Breiten.

Die Wellenkomponente des Geopotentials auf 30 hPa erreicht bei allein orographischer Anregung (Abb. 2.9h) ein Maximum von 320 m bei einer vorherrschenden zonalen Wellenzahl 1. Bei zusätzlicher thermischer Anregung im Experiment FULL (Abb. 2.9i) verstärkt sich die Welle 1 und die klimatologische stationäre Welle erreicht ein Maximum von 580 m. Wie in der stratosphärischen EPF-Divergenz findet hier eine Verstärkung statt, die nicht aus einer Superposition der einzelnen Beiträge erklärt werden kann.

Die klimatologische stationäre Welle im Experiment FULL (Abb. 2.9d,i) ist vergleichbar mit Beobachtungsdaten des nordhemisphärischen Winters (Abb. 2.9e,j). Lediglich auf 300 hPa weist die simulierte Welle des Geopotentials über dem östlichen Atlantik deutlich zu schwache Werte auf. Dabei finden sich im Experiment (Abb. 2.9d) zwei Maxima bei 75°N und 30°W sowie 40°N und 30°W, während in den Beobachtungsdaten (Abb. 2.9e) lediglich ein Maximum bei 45°N und 0°W vorkommt. Diese Unterschiede spiegeln sich auch in den dazugehörigen Variabilitätsmuster wider (Kap. 3.1). Außerdem zeigt sich in der stationären Welle des Geopotentials, dass der



Abbildung 2.9: Wellenanteil des zeitgemittelten Geopotentials auf 300 hPa und 30 hPa für die Experimente AQUA (a,f), QCM (b,g), WO (c,h) und FULL (d,i) sowie aus NCEP/NCAR-Reanalysedaten für das Januar-Monatsmittel über 40 Jahre (1958-1997) (e,j). Das Konturintervall beträgt 50 m in (a-e) und 100 m in (f-j). Die Nullkontur wurde ausgelassen und negative Werte sind schattiert.



Abbildung 2.10: Zonaler Wind (a) und transienter meridionaler Wellenimpulsfluss $\overline{u^*v'^*}$ (b) auf 300 hPa für das Experiment FULL im zeitlichen Mittel über 3601 Tage. Das Konturintervall beträgt 10 ms⁻¹ (a) und 20 m²s⁻² (b). Die Nullkontur wurde ausgelassen und negative Werte sind schattiert.

atlantische Strahlstrom im Experiment FULL (Abb. 2.10a) eine geringere Neigung von Südwesten nach Nordosten und eine stärkere zonale Symmetrie als in den Beobachtungsdaten besitzt. Dennoch besteht sowohl auf 300 hPa wie auf 30 hPa eine realistische Längenabhängigkeit für die stationäre Wellenkomponente des Geopotentials im Experiment FULL.

Weiterhin wird nun die mittlere Klimatologie des Experiments FULL mit den Beobachtungsdaten der winterlichen Nordhemisphäre verglichen. Für den zonalen Wind auf 300 hPa des Experiments FULL (Abb. 2.10a) fällt trotz der überbetonten zonalen Symmetrie eine gute Übereinstimmung mit dem Profil des mittleren Januars (Anhang D) aus den NCEP/NCAR-Reanalysedaten auf. Die für diese Arbeit angepassten Wärmequellen bewirken gegenüber der vorherigen Version (Becker und Schmitz, 1999, 2001) eine deutliche Verbesserung in der Längenabhängigkeit der zweiten Momente, z.B. dem transienten meridionalen Wellenimpulsfluss $u'^*v'^*$, der in Abbildung 2.10b dargestellt ist. Der Strich und der Stern geben hier die Abweichung von dem zeitlichen und zonalen Mittel an. Hier konnte die Amplitude und die Lage der Maxima durch die neuen Wärmequellen im Vergleich zu Becker und Schmitz (2001, Fig. 4) besser an Analysen von Beobachtungsdaten (z.B. Roeckner et al., 1992, Fig. A36a) angepasst werden. Insgesamt liefert das Modell eine vernünftige Beschreibung der mittleren Zirkulation für die winterliche Nordhemisphäre.

2.3 Linearisierung des Modells KMCM

Im Abschnitt 2.2.1 zeigte sich für die verschiedenen Experimente eine starke Abhängigkeit der mittleren Klimatologie von der Anregung stationärer Wellen. Um den Einfluss der unterschiedlichen Quellen zu untersuchen wird eine linearisierte Version des KMCM entwickelt, wobei die Linearisierung um den zonal gemittelten Zustand vorgenommen wird.

2.3.1 Herleitung des linearen Modells

Ausgangspunkt der Linearisierung sind die Modellgleichungen des KMCM, welche auf den primitiven Gleichungen basieren. Dabei umfasst der atmosphärische Zustandsvektor **y** die spektralen Koeffizienten von Vorticity, Divergenz, Temperatur und Bodendruck. Formal kann die Gleichung für die Tendenz des Zustandsvektors wie folgt geschrieben werden:

$$\dot{\mathbf{y}} = \mathrm{dyn}(\mathbf{y}) + F(\mathbf{y}), \tag{2.10}$$

wobei der Punkt über dem Zustandsvektor die Zeitableitung angibt. Der Term $dyn(\mathbf{y})$ repräsentiert den dynamischen Kern des Modells inklusive Reibungsparametrisierungen und Temperaturrelaxation, während *F* die Orographie sowie die diabatischen Wärmequellen erfasst und somit die längenabhängigen physikalischen Anregungsterme enthält. Die kinematische Randbedingung des Modells kann bei der Linearisierung übernommen werden. Die Grenzschichtparametrisierung wird in der linearen Modellversion deaktiviert und stattdessen eine lineare Dämpfung berücksichtigt.

Die Linearisierung wird um den zonal und zeitlich gemittelten Zustand $[\bar{y}]$ ausgeführt, wobei die zonale Mittelung im Fall des Zustandsvektors y bedeutet, dass nur die Komponenten mit einer zonalen Wellenzahl m gleich Null eingehen. Der Überstrich gibt eine zeitliche Mittelung an, die auch ein Ensemble von bestimmten Zeitpunkten der Modellzeitreihe umfassen kann, was bei der Analyse der Variabilitätsmuster genutzt wird. Ein solches Ensemble könnte beispielsweise aus allen Zeitpunkten mit einer Verstärkung des stratosphärischen Strahlstroms um 20 ms⁻¹ bestehen.

Zur Bestimmung des linearen Operators L wird der dynamische Kern mittels einer Taylor-Entwicklung um den mittleren Zustand $[\overline{y}]$ aufgespalten:

$$dyn(\mathbf{y}) = dyn([\overline{\mathbf{y}}]) + L\mathbf{y} - L[\overline{\mathbf{y}}] + NL$$
(2.11)

mit
$$L = \frac{\partial dyn(\mathbf{y})}{\partial \mathbf{y}}\Big|_{\mathbf{y}=[\overline{\mathbf{y}}]},$$
 (2.12)

wobei NL alle Terme höherer Ordnung erfasst.

Gleichung 2.11 wird nun in die Gleichung 2.10 eingesetzt und das zeitliche Mittel gebildet. Für das lineare Modell der stationären Welle werden außerdem im Folgenden nur die Wellenbeiträge, d.h. im Spektralraum die Komponenten mit $m \neq 0$, berücksichtigt. Dabei wird angenommen, dass das zeitliche Mittel über die Tendenz auf der linken Seite verschwindet, was insbesondere bei einer Ensemble-Mittelung geprüft werden muss:

$$0 = \mathbf{L}\overline{\mathbf{y}}^* + \overline{\mathbf{N}\mathbf{L}}^* + \overline{F(\mathbf{y})}^*.$$
(2.13)

Hierbei wurde der lineare Operator L auf die Anteile reduziert, die gemäß Gleichung 2.12 aus der Ableitung des Wellenzustandsvektors y^* stammen. Die Mittelung über

den Anregungsterm $F(\mathbf{y})$ ist aufgrund der Zeitabhängigkeit der diabatischen Wärmequellen nötig. Der zweite Term der rechten Seite von Gleichung 2.13 beschreibt die dynamische Wellenanregung und wird nun genauer analysiert, indem zuerst Gleichung 2.11 nach diesem Anteil aufgelöst und danach der Anregungsterm in transiente und stationäre Beiträge zerlegt wird:

$$\overline{\mathrm{NL}}^* = \overline{\mathrm{dyn}(\mathbf{y})}^* - \mathrm{L}\overline{\mathbf{y}}^* = \mathrm{SE}(\overline{\mathbf{y}}^*)^* + \overline{\mathrm{TE}(\mathbf{y}^*)}^* \qquad (2.14)$$

mit
$$SE(\overline{\mathbf{y}}^*)^* = dyn(\overline{\mathbf{y}})^* - L\overline{\mathbf{y}}^*$$
 (2.15)

$$\overline{\mathrm{TE}(\mathbf{y}^*)}^* = \overline{\mathrm{dyn}(\mathbf{y})}^* - \mathrm{dyn}(\overline{\mathbf{y}})^*.$$
(2.16)

 $SE(\overline{y}^*)^*$ beschreibt die nichtlineare Kopplung der stationären Welle mit sich selbst. Es sei betont, dass dieser Term keinen Anregungsterm des linearen Modells darstellt, da in seine Berechnung die Lösung des Problems, nämlich \overline{y}^* , eingeht. Von Wang und Ting (1999) wurde dieser Term als stationäre Nichtlinearität bezeichnet. Die Definition des SE-Terms über den linearen Operator aus Gleichung 2.15 ermöglicht eine einfache Berechnung. Hier gehen jedoch die Fehler des linearen Modells aus der Reibungsparametrisierung und aus einem Nichtverschwinden der Tendenz des Zustandsvektors ein. Alternativ kann der SE-Term direkt für die Beiträge aus der horizontalen Advektion von Impuls und Temperatur berechnet werden, die nach der quasi-geostrophischen Näherung dominant sind. Ein solcher Term ergibt sich beispielsweise aus dem Beitrag der meridionalen Advektion der Temperatur zu $\overline{v}^*(\partial \overline{T}^*/\partial y) - [\overline{v}^*(\partial \overline{T}^*/\partial y)]$. Der Term $\overline{\text{TE}(y^*)}^*$ besteht aus der Wirkung aller transienten Wellen und wird in einem linearen Modell als vorgeschriebener Anregungsterm betrachtet.

Gleichung 2.14 wird nun in Gleichung 2.13 eingesetzt:

$$0 = \mathbf{L}\overline{\mathbf{y}}^* + \mathbf{SE}(\overline{\mathbf{y}}^*)^* + \overline{\mathbf{TE}(\mathbf{y}^*)}^* + \overline{F(\mathbf{y})}^*.$$
(2.17)

Um die stationäre Welle zu berechnen wird die Gleichung mit dem Inversen des linearen Operators multipliziert und nach \overline{y}^* aufgelöst und der Anregungsterm F in den orographischen und diabatischen Anteil zerlegt:

$$\overline{\mathbf{y}}^* = -\mathbf{L}^{-1} \left\{ \mathbf{SE}(\overline{\mathbf{y}}^*)^* + \overline{\mathbf{TE}(\mathbf{y}^*)}^* + F_{oro}^* + \overline{F_Q(\mathbf{y})}^* \right\}$$
(2.18)

Gleichung 2.18 beschreibt formal das lineare Modell für stationäre Wellen. Die verschiedenen Terme in der geschweiften Klammer der Gleichung 2.18 sind die Anregungsterme, die aus dem Datensatz des nichtlinearen Modells bestimmt werden.

Zur Veranschaulichung wird nun die Linearisierung anhand der zonalen Impulsgleichung nachvollzogen. Die zonale Impulsgleichung kann in einem kartesischen Koordinatensystem mit dem Druck als Vertikalkoordinate folgendermaßen geschrieben werden (z.B. Pichler, 1986, Kap. 7.9):

$$\frac{\partial u}{\partial t} = fv - \mathbf{v}_3 \cdot \nabla_3 u - \frac{\partial \Phi}{\partial x} + H_x + Z_x + \varepsilon u , \qquad (2.19)$$

2.3. Linearisierung des Modells KMCM

wobei das 3-dimensionale Geschwindigkeitsfeld $\mathbf{v}_3 = (u, v, \omega)$ und ∇_3 der drei-dimensionale Nabla-Operator mit dem Druck als Vertikalkoordinate ist. Die Größen H_x und Z_x enthalten die horizontale sowie vertikale Diffusion. Außerdem findet sich ein linearer Reibungsterm εu , der in Abschnitt 2.3.2 erläutert wird. Nun wird die Gleichung 2.19 zeitgemittelt und ihr zonales Mittel subtrahiert:

$$0 = f\overline{v^*} - \overline{[\mathbf{v}_3]} \cdot \nabla_3 \overline{u^*} - \overline{\mathbf{v}_3^*} \cdot \nabla_3 \overline{[u]} - \overline{[\mathbf{v}_3']} \cdot \nabla_3 u'^* - \overline{\mathbf{v}_3'} \cdot \nabla_3 \overline{[u']} - \frac{\partial \overline{\Phi^*}}{\partial x} - \left(\overline{\mathbf{v}_3^*} \cdot \overline{\nabla_3 u^*} - \overline{[\mathbf{v}_3^*} \cdot \overline{\nabla_3 u^*]}\right) + \overline{H_x^*} + \overline{Z_x^*} + \varepsilon \overline{u^*} .$$
(2.20)

Für den Term in den runden Klammern werden die Variablen in ihr zeitliches Mittel und die Abweichung davon gemäß $X = \overline{X} - X'$ aufgeteilt:

$$\left(\overline{\mathbf{v}_{3}^{*}\cdot\nabla_{3}u^{*}}-\overline{[\mathbf{v}_{3}^{*}\cdot\nabla_{3}u^{*}]}\right)=\left(\overline{\mathbf{v}_{3}^{*}}\cdot\nabla_{3}\overline{u^{*}}-[\overline{\mathbf{v}_{3}^{*}}\cdot\nabla_{3}\overline{u^{*}}]\right)+\left(\overline{\mathbf{v}_{3}^{\prime*}\cdot\nabla_{3}u^{\prime*}}-\overline{[\mathbf{v}_{3}^{\prime*}\cdot\nabla_{3}u^{\prime*}]}\right).$$
(2.21)

Die beiden Terme in den runden Klammern auf der rechten Seite beschreiben die horizontale und vertikale Advektion des zonalen Impulses durch die stationären sowie transienten Wellen. Somit gehören sie zu der stationären Nichtlinearität SE und der transienten Wellenanregung TE. Für die Horizontaldiffusion wird der Ansatz $H_x = K\nabla^2 u$ angenommen, was nicht der symmetrischen Formulierung des Modells (Becker, 2001) entspricht, aber dessen linearen Charakter wiedergibt. Da die vertikale Diffusion durch die Höhenabhängigkeit der Dichte keinen rein linearen Term darstellt, wird dieser Term der Einfachheit halber nur symbolisch in den linearen und die nichtlinearen transienten und stationären Anteile aufgespalten: $Z_x = Z_{x,lin} + Z_{x,SE} + Z_{x,TE}$. Wenn au-Berdem noch das Geopotential in den konstanten orographischen und den variablen Beitrag gemäß $\Phi = \Phi_s + \Phi_{var}$ getrennt wird, ergibt sich schließlich die Aufteilung der zonalen Impulsgleichung entsprechend dem linearen Modell (Gl. 2.17):

$$0 = \underbrace{f\overline{v^{*}} - \overline{[\mathbf{v}_{3}]} \cdot \nabla_{3}\overline{u^{*}} - \overline{\mathbf{v}_{3}^{*}} \cdot \nabla_{3}\overline{[u]} - \frac{\partial \overline{\Phi_{var}^{*}}}{\partial x} + K\nabla^{2}\overline{u^{*}} + \overline{Z_{x,lin}^{*}} + \varepsilon\overline{u^{*}} + \underbrace{\overline{Z_{x,TE}^{*}} + \overline{[\mathbf{v}_{3}^{*} \cdot \nabla_{3}u^{\prime*}]} - \overline{\mathbf{v}_{3}^{\prime*} \cdot \nabla_{3}u^{\prime*}} - \overline{[\mathbf{v}_{3}^{\prime}] \cdot \nabla_{3}u^{\prime*}} - \overline{\mathbf{v}_{3}^{\prime*} \cdot \nabla_{3}[u^{\prime}]} + \underbrace{\overline{Z_{x,SE}^{*}} + \overline{[\mathbf{v}_{3}^{*} \cdot \nabla_{3}\overline{u^{*}}]} - \overline{\mathbf{v}_{3}^{*} \cdot \nabla_{3}\overline{u^{*}}} - \overline{[\mathbf{v}_{3}^{\prime}] \cdot \nabla_{3}u^{\prime*}} - \overline{\mathbf{v}_{3}^{\prime*} \cdot \nabla_{3}[u^{\prime}]} + \underbrace{\overline{Z_{x,SE}^{*}} + \overline{[\mathbf{v}_{3}^{*} \cdot \nabla_{3}\overline{u^{*}}]} - \overline{\mathbf{v}_{3}^{*} \cdot \nabla_{3}\overline{u^{*}}} + \underbrace{\frac{\partial \Phi_{s}^{*}}{\partial x}}_{SE(\overline{\mathbf{y}^{*}})^{*}} \cdot \underbrace{\overline{Z_{x,SE}^{*}} + \overline{[\mathbf{v}_{3}^{*} \cdot \nabla_{3}\overline{u^{*}}]} - \overline{\mathbf{v}_{3}^{*} \cdot \nabla_{3}\overline{u^{*}}} + \underbrace{\frac{\partial \Phi_{s}^{*}}{\partial x}}_{F_{oro}^{*}(\mathbf{y})} \cdot \underbrace{(2.22)}$$

2.3.2 Rechnerische Umsetzung des linearen Modells

Der lineare Operator

Die numerische Bestimmung des linearen Operators erfolgt nach Gleichung 2.12 durch Differentiation des dynamischen Modellkerns nach den einzelnen Vektorkomponenten y_i des Wellenzustandsvektors:

$$\mathbf{L}_{i} = \frac{\partial \mathrm{dyn}(\mathbf{y})}{\partial y_{i}} \bigg|_{\mathbf{y} = [\overline{\mathbf{y}}]} = \lim_{h \to 0} \frac{\mathrm{dyn}([\overline{\mathbf{y}}] + h\mathbf{e}_{i}) - \mathrm{dyn}([\overline{\mathbf{y}}] - h\mathbf{e}_{i})}{2h}, \quad (2.23)$$

wobei die Grenzwertbildung numerisch durch ein Fehlerkriterium mit $1 \cdot 10^{-4}$ bei Halbierung der Schrittweite *h* durchgeführt wird. Eine Erniedrigung auf $1 \cdot 10^{-8}$ ergab keine Änderung in den linearen Wellenantworten.

Der lineare Operator wird getrennt nach den zonalen Wellenzahlen berechnet, da bei einem zonal symmetrischen Hintergrundzustand die einzelnen zonalen Wellenzahlen linear nicht miteinander in Wechselwirkung stehen. Dabei werden zur Analyse der stationären Welle nur die ersten zehn zonalen Wellenzahlen berechnet, während in meridionaler Richtung die volle Auflösung bis Wellenzahl 29 berücksichtigt wird. Für die zonale Wellenzahl 1 ergibt sich eine reguläre Matrix mit dem Rang 4234. Zur rechnerischen Umsetzung der Inversion werden Funktionen der Bibliothek *Linear Algebra Package* (LAPACK) verwendet.

Die unterschiedlichen Anregungsterme des linearen Modells stehen auf der rechten Seite von Gleichung 2.18. F_{oro}^* entspricht der Wellenkomponente der Modellorographie und $\overline{F_Q}^*$ enthält die Wellenkomponente der diabatischen Heizrate Q aus Gleichung 2.1. Für die Anregung aufgrund von Wärmequellen spielt die Wahl des Mittelungsensembles eine wichtige Rolle, da Q nicht vorgeschrieben, sondern mit der Zeit veränderlich ist. Zur Bestimmung der transienten Wellenanregung $\overline{\text{TE}(\mathbf{y})}^*$ wird Gleichung 2.16 benutzt. Dabei wird für jedes Ensemblemitglied der entsprechende Zustandsvektor aus der Modellzeitreihe in den dynamischen Kern eingesetzt. Die transiente Wellenanregung ergibt sich dann aus der zeitlichen Mittelung über die Beiträge und der Subtraktion des stationären Anteils aus dem zeitgemittelten Zustand. Der Antriebsterm SE($\overline{\mathbf{y}}^*$)* resultiert aus der Kopplung der stationären Welle mit sich selbst und kann entweder explizit für die horizontalen Advektionsterme oder mit Gleichung 2.15 berechnet werden.

Dämpfung im linearen Modell

Es ist aus der Literatur (Grose und Hoskins, 1979; Valdes und Hoskins, 1989) bekannt, dass in einem linearen Modell erst bei Berücksichtigung zusätzlicher Dämpfung physikalisch sinnvolle Resultate erzielt werden. Hierbei muss nicht allein die Vernachlässigung der Vertikaldiffusion kompensiert werden, sondern es muss auch eine lineare Dämpfung in der freien Atmosphäre eingeführt werden. So benutzen beispielsweise Ting und Held (1990) eine Horizontaldiffusion, die um einen Faktor 10 größer als in dem nichtlinearen atmosphärischen Zirkulationsmodell ist, welches diagnostiziert wird. Als Gründe für die zusätzliche Dämpfung führen Grose und Hoskins (1979) Resonanzeffekte an, während Ting und Yu (1998) die Dämpfung allgemeiner als Parametrisierung nichtlinearer Effekte interpretieren, die insbesondere an kritischen Linien mit [u] = 0 auftreten.

2.3. Linearisierung des Modells KMCM

In dieser Arbeit werden die Werte für die Dämpfungsparameter so angepasst, dass das lineare Modell eine möglichst realistische Beschreibung des nichtlinearen Modells KMCM bei der vollen Anregung stationärer Wellen im Experiment FULL liefert. Hierbei ist die Sensitivität des linearen Modells auf Änderung in den Parametern gering, sobald eine genügend hohe Dämpfung zur Unterdrückung unphysikalisch großer Antworten erreicht wird. Entsprechende Sensitivitätsstudien finden sich bei Valdes und Hoskins (1989) und Schneider (1990).

Folgender Dämpfungsterm wird gemäß Nigam et al. (1986) in die horizontalen Impulsgleichungen eingeführt:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \sim -\varepsilon \mathbf{v} = -\max(\varepsilon_b, \varepsilon_c) \mathbf{v}$$
. (2.24)

Der Anteil ε_b ersetzt in den untersten zwei Modellschichten die Vertikaldiffusion aus der Grenzschichtparametrisierung des nichtlinearen Modells durch eine Rayleigh-Reibung:

$$\begin{aligned} \varepsilon_b &= \frac{\eta(l) - \eta(l_B - 2)}{\eta(l_B) - \eta(l_B - 2)} (86400 \mathrm{s})^{-1}, \qquad l_B - 1 \le l \le l_B \qquad (2.25) \\ \varepsilon_b &= 0 \qquad l < l_B - 1. \qquad (2.26) \end{aligned}$$

$$l < l_B - 1.$$
 (2.26)

Die unterste Modellschicht ist hier mit l_B gekennzeichnet, die nächst höhere mit l_B – 1. Der Ansatz der Rayleigh-Reibung in den untersten Modellschichten ist in linearen Modellen üblich (Valdes und Hoskins, 1989; Wang und Ting, 1999). Der Dämpfungsparameter ε_b verstärkt in dem linearen Modell ebenfalls die Temperaturrelaxation in Bodennähe.

Zum anderen wird ein breiten- und höhenabhängiger Anteil ε_c benutzt, so dass in der Umgebung von kritischen Linien, bei denen der zonal gemittelte Zonalwind gleich Null ist, die Wellenkomponente verstärkt gedämpft wird. Dieser Anteil parametrisiert die nichtlinearen Dämpfungseffekte durch kritische Linien und hängt von dem zonal gemittelten Zonalwind ab:

$$\varepsilon_c = 2/3 \exp\left[-\left(\frac{[u]}{6ms^{-1}\cos(\phi)}\right)^2\right] (86400s)^{-1}.$$
 (2.27)

Der effektive Reibungskoeffizient ε ist abhängig von der Höhe und der geographischen Breite. Er wird gitterpunktweise auf das Maximum von ε_b und ε_c gesetzt. Die Abbildung 2.11 zeigt die resultierende Dämpfungszeit für das Zirkulationsexperiment FULL. Die Dämpfungszeiten, die kleiner als 3 Tage sind, sind in Abbildung 2.11 schattiert und zeigen ihren Einfluss in einem dünnen Streifen am Boden sowie in den Gebieten, wo der zonale Hintergrundwind verschwindet. Der größte Teil der extratropischen Nordhemisphäre besitzt Dämpfungszeiten größer als 100 Tage und erfährt damit näherungsweise keinen Einfluss durch den Koeffizienten E.



Abbildung 2.11: Dämpfungszeit aus dem Reibungskoeffizienten ε in Tagen für das Experiment FULL. Es wurden die Konturen 3, 10 und 100 Tage gezeichnet. Werte kleiner als 3 sind schattiert.

Eine weitere lineare Dämpfung ist die Horizontaldiffusion, die in dem linearen Modell mit den zehnfachen Koeffizienten im Vergleich mit der nichtlinearen Modellversion (s. Kap. 2.1) implementiert wird. Diese erhöhte Horizontaldiffusion dämpft insbesondere kleinskalige Strukturen in der meridionalen Wellenzahl.

2.4 Lineare Analyse der klimatologischen stationären Welle

Nun wird das lineare Modell auf die klimatologische stationäre Welle der Stromfunktion bei 300 hPa und 30 hPa angewandt. Zuerst werden die Ergebnisse des linearen Modells mit den nichtlinearen Modellintegrationen im Experiment FULL validiert. Danach werden die linearen Antworten auf die einzelnen Anregungsterme betrachtet und mit Analysen von Beobachtungsdaten verglichen. Es wird insbesondere untersucht, weshalb die stationäre Welle auf 300 hPa bei voller Anregung durch die längenabhängige Orographie und die Land-Meer-Verteilung (Experiment FULL) im Bereich des Nordatlantik von der Beobachtung abweicht (Kap. 2.2.1). Schließlich wird die Änderung der stationären Welle durch die Entkoppelung von Orographie und Land-Meer-Verteilung betrachtet. Die Wellenanregungsterme für das lineare Modell wurden stets aus der vollen Integrationsdauer von 3601 Tagen extrahiert.

Die Abbildung 2.12a,b stellt den Wellenanteil der Stromfunktion auf 300 hPa für die nichtlineare Modellintegration und für das lineare Modell dar, wobei sämtliche Anregungsterme aus Orographie, diabatischer Heizung und transienten Wellen eingehen. Der Vergleich der beiden Felder zeigt die Rekonstruktion der stationären Wellenkomponenten durch das lineare Modell. Insbesondere werden die Wellenzüge im westlichen Pazifik und im Atlantik in ihrer räumlichen Struktur gut wiedergegeben. Die Amplitude ist im linearen Modell schwächer und erreicht im nordöstlichen Pazifik
und über Grönland etwa nur ein Drittel der simulierten Amplituden. Aus den Arbeiten von Valdes und Hoskins (1989) sowie Wang und Ting (1999) ist bekannt, dass die pazifischen und atlantischen Strahlströme gut linear beschrieben werden können. Beide Arbeiten zeigen ebenfalls den Einfluss von Nichtlinearitäten im nordöstlichen Pazifik. Außerdem kann bei Valdes und Hoskins (1989) die stationäre Welle über Grönland und der Labradorsee nicht linear beschrieben werden.

Zur Validierung der linearen Antwort in der Stratosphäre wird die Wellenkomponente der Stromfunktion auf 30 hPa für das nichtlineare und lineare Modell untersucht (Abb. 2.12c,d). Die räumliche Struktur der stationären Welle aus der nichtlinearen Modellintegration wird wiederum von der linearen Antwort gut erfasst, was insbesondere für die Phasenlage der stratosphärischen Welle zutrifft. Die Amplitude weist bis auf die Region um 60°W ebenfalls eine gute Übereinstimmung auf. Die linearisierte Modellversion rekonstruiert also die stationäre Welle des Zirkulationsexperiments in Troposphäre und Stratosphäre auf zufrieden stellende Weise.

In Abbildung 2.13 ist gezeigt, wie die einzelnen Wellenanregungsterme aus Gleichung 2.18 zur stationären Wellenkomponente der Stromfunktion auf 300 hPa und 30 hPa im Experiment FULL beitragen. In der Troposphäre sind die einzelnen Antworten in Struktur und Amplitude gut mit den Analysen der Beobachtungsdaten von Wang



Abbildung 2.12: Wellenanteil der klimatologischen Stromfunktion auf 300 hPa und 30 hPa für das Experiment FULL in (a,c) aus dem Modell KMCM und in (b,d) als lineare Antwort auf die Anregungsterme (Orographie, Wärmequellen und transiente Wellen). Das Konturintervall beträgt in (a,b) $5 \cdot 10^6 \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$ und in (c,d) $10 \cdot 10^6 \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$. Die Nullkontur wurde ausgelassen und negative Werte sind schattiert.



Abbildung 2.13: Lineare Antwort der Stromfunktion bei 300 hPa und 30 hPa auf die Wärmequelle Q (a,e), auf die Orographie Φ_s (b,f), auf die stationäre Nichtlinearität SE (c,g) und die transienten Terme TE (d,h) für das Experiment FULL. Das Konturintervall beträgt in (a-d) $3 \cdot 10^6 \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$ und in (e-h) $5 \cdot 10^6 \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$. Die Nullkontur wurde ausgelassen und negative Werte sind schattiert.

und Ting (1999, Fig.13) vergleichbar. Die Antwort auf die Orographie (Abb. 2.13b) zeigt die bekannten Wellenzüge, die sich stromabwärts des Himalaja-Plateaus und der Rocky Mountains ausbilden. Bei der Antwort auf die transiente Wellenanregung (Abb. 2.13d) gibt es eine gute Übereinstimmung für den Bereich vom Äquator bis etwa 60°N, wobei aber das Minimum über den Aleuten fehlt. Die stationäre Nichtlinearität SE (Abb. 2.13c) wurde über die horizontalen Advektionsterme von Impuls und Temperatur bestimmt. Die zugehörige linearen Antwort besitzt eine ähnliche Struktur und Stärke wie in den Analysen von Wang und Ting (1999), wobei allerdings die Antwort über dem Nordwesten Amerikas zu gering ausfällt. Eine bessere Übereinstimmung ergibt sich in diesem Bereich für den SE-Term aus Gleichung 2.15. Einzig fällt die lineare Antwort der Wärmequelle (Abb. 2.13a) in diesem Modell etwa um die Hälfte schwächer aus als bei Wang und Ting (1999). Zudem besitzt die Antwort ein starkes Maximum bei 70°N und 10°W, welches sich hauptsächlich von Westen nach Osten ausdehnt. Dahingegen liegt bei Wang und Ting (1999) ein lang gestrecktes Maximum von Südwesten nach Nordosten mit einem Zentrum bei 50°N und 15°O. Die Ursachen für die Unterschiede in der Amplitude und Lage hängen mit den leicht unterschiedlichen Wärmequellen (Kap. 2.2) zusammen. Außerdem weist das Zirkulationsexperiment FULL einen doppelt so starken bodennahen Wind in mittleren Breiten auf (vergl. Abb. 2.4f und D.1b). Dies führt nach Held und Ting (1990) zu einer Abschwächung der linearen Antwort auf die extratropischen Wärmequellen. Der Unterschied zwischen dem Zirkulationsexperiment FULL und den Beobachtungsdaten der Nordhemisphäre stammt somit vor allem aus der linearen Antwort auf die angepassten Wärmequellen.

Die linearen Antworten für die Wellenkomponente der Stromfunktion auf 30 hPa sind für das Experiment FULL in der Abbildung 2.13e-h dargestellt. Die stationäre Welle wird hier zu vergleichbaren Teilen durch die Beiträge aus der Wärmequelle, der Orographie und der stationären Nichtlinearität bestimmt. Der Einfluss der transienten Wellen ist dagegen relativ gering (Abb. 2.13h).

Um zu untersuchen, welchen Einfluss die Kopplung von Orographie und Land-Meer-Verteilung auf die klimatologische stationäre Welle bei 300 hPa und 30 hPa besitzt, werden in Abbildung 2.14 die linearen Antworten auf die Wärmequelle und die Orographie in den Experimenten QCM und WO betrachtet und mit den entsprechenden Antworten aus dem Experiment FULL verglichen. Die linearen Antworten auf die Orographie sind in den Experimenten WO (Abb. 2.14b,d) und FULL (Abb. 2.13b,f) sehr gut vergleichbar. Die unterschiedliche Ausbreitung in den zonal gemittelten Zonalwinden des jeweiligen Experiments ändert die lineare Antwort dabei nur geringfügig. Dagegen treten für die Antworten auf die Wärmequellen in den Experimenten QCM (Abb. 2.14a,c) und FULL (Abb. 2.13a,e) deutliche Unterschiede auf. In mittleren und hohen Breiten ist sowohl in der oberen Troposphäre als auch in der Stratosphäre die lineare Antwort im Experiment FULL fast doppelt so stark wie im Experiment QCM. Dies zeigt sich deutlich in dem nordatlantischen Maximum auf 300 hPa (Abb. 2.13a, 2.14a) und hängt wiederum mit der stärkeren atlantischen Heizrate im Experiment



Abbildung 2.14: Lineare Antwort der Stromfunktion bei 300 hPa und 30 hPa auf die Wärmequelle Q im Experiment QCM (a,c) und auf die Orographie Φ_s im Experiment WO (b,d). Das Konturintervall beträgt in (a,b) $3 \cdot 10^6 \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$ und in (c,d) $5 \cdot 10^6 \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$. Die Null-kontur wurde ausgelassen und negative Werte sind schattiert.

FULL zusammen. In der Stratosphäre liegt die lineare Antwort auf die Wärmequellen außerdem im Experiment FULL (Abb. 2.13e) etwa 10° weiter polwärts als im Experiment QCM (Abb. 2.14c). Vergleicht man hierzu den zonal gemittelten Zonalwind im klimatologischen Mittel (Abb. 2.4b,f), kann dieser Unterschied mit der Ausbreitung der stationären Welle im stratosphärischen Strahlstrom erklärt werden. Insgesamt liefern die einzelnen Anregungen stationärer Wellen in den verschiedenen Zirkulations-experimenten qualitativ ähnliche Beiträge zu der stationären Welle. Allerdings wird durch die Kombination von Orographie und Land-Meer-Verteilung die Heizrate im Nordatlantik verstärkt, woraus sich eine deutliche Erhöhung der linearen Wellenant-wort auf die Wärmequelle im Experiment FULL ergibt.

Kapitel 3

Troposphärische Annulare Moden in Abhängigkeit von den stationären Wellen

In diesem Kapitel wird untersucht, wie die Variabilitätsmuster der Troposphäre von der Anregung stationärer Wellen durch die längenabhängige Orographie und die Land-Meer-Verteilung abhängen. Dabei konzentriert sich die Analyse auf die Annularen Moden (AM), welche die dominanten Muster in den Beobachtungsdaten sind.

Für die Zirkulationsexperimente werden zunächst die führenden Variabilitätsmuster des Geopotentials auf einer Höhe von 1000 hPa und 300 hPa bestimmt. Dazu wird die Methode der empirischen orthogonalen Funktionen (EOF) angewandt. Die berechneten Muster aus den Experimenten werden mit den Schwankungsmustern der Beobachtungsdaten verglichen. Zur Analyse der AMs werden die zonal symmetrische Komponente und die quasi-stationäre Welle der Variabilitätsphasen getrennt betrachtet. Die quasi-stationäre Welle ist dabei definiert als diejenige Wellenkomponente, die in der Variabilitätsphase stationär ist und die nicht nicht durch die klimatologische stationäre Welle beschrieben wird.

Es wird untersucht, wie die Anregung stationärer Wellen die Rückkopplung zwischen dem AM und den synoptischen Wellen bzw. der quasi-stationären Welle der AM-Phase beeinflusst. Hierzu werden die Antriebsterme des AM aus der zonal und vertikal gemittelten Drehimpulsbilanz bestimmt und ihr zeitliches Verhalten analysiert. Es wird sich zeigen, dass nur bei der Kombination von Orographie und Land-Meer-Verteilung die zonal gemittelte Zonalwindschwankung den Antrieb aus der quasi-stationären Welle in der Weise bestimmt, dass eine positive Rückkopplung zwischen dem Zonalwind und der quasi-stationären Welle der AM-Phasen erfolgen kann.

Der zugehörige Rückkopplungsprozess der quasi-stationären Welle wird schließlich mithilfe des linearen Modells studiert. Dabei wird analysiert, wie die Orographie und die Land-Meer-Verteilung im Einzelnen zu dem Antrieb der zonal symmetrischen Komponente und der quasi-stationären Welle der AM-Phasen beitragen und welche Unterschiede sich hierfür in den verschiedenen Zirkulationsexperimenten ergeben.

3.1 Troposphärische Variabilitätsmuster

Die führenden Variabilitätsmuster der Troposphäre werden auf der Basis der empirischen orthogonalen Funktionen (EOFs) für das Geopotential in 1000 hPa und 300 hPa berechnet und mit den Mustern aus Beobachtungsdaten verglichen. Die Muster werden im Modell für die winterliche Nordhemisphäre bestimmt und werden stets so dargestellt, dass ein positiver Wert der AM-Zeitreihe eine polwärtige Verschiebung des Strahlstroms bedeutet. Um die niederfrequente Variabilität zu betrachten werden die Daten mit einem Tiefpassfilter bei 30 Tagen geglättet, wobei eine binomiale Glättung mit 126 Stützstellen verwendet wird. Der Einfluss der synoptischen Wellen wird mit einem Hochpass bei 15 Tagen extrahiert. Hier wird ein Lanczos-Filter mit 40 Stützstellen verwendet. Dieser ermöglicht den Vergleich mit den Analysen von Lorenz und Hartmann (2003), wobei für synoptische Wellen etwas zu lange Perioden erfasst werden. Die Konsistenz der Ergebnisse wurde mit einem binomialen Hochpass bei 10 Tagen geprüft. Die Zeitfilter werden in Anhang C.2 erläutert.

Das Verfahren der EOFs ist ein statistisches Verfahren, um die vorherrschenden Strukturen einer mehrdimensionalen Zeitreihe zu extrahieren. Die EOFs bilden dabei eine orthonormale Basis der betrachteten Zeitreihe. Zu jeder EOF gehören eine zeitabhängige Hauptkomponente, die das Zeitverhalten des Variabilitätsmusters wiedergibt, und eine beschriebene Varianz, die den Anteil der Varianz der Hauptkomponente an der gesamten Varianz der Zeitreihe angibt. Die führende oder erste EOF stellt das Muster dar, bei dem die beschriebene Varianz maximal ist. Dadurch werden alle höheren EOFs in Abhängigkeit von der ersten EOF bestimmt. Die erste EOF ist also das einzige, unabhängig bestimmte Muster. Details der Analysemethode finden sich in Anhang C.1.

Die Methode der EOF wird von Ambaum et al. (2001) und Dommenget und Latif (2002) in Frage gestellt. Dort wird gezeigt, dass in einem statistischen Modell, in dem die Variationen über dem Pazifik und Atlantik statistisch linear unabhängig sind, die führende EOF eine ringförmige Struktur aufweist, die zwischen den pazifischen und atlantischen Variationen eine Abhängigkeit unterstellt. Somit sei laut Ambaum et al. (2001) die NAO physikalisch relevanter als der NAM. Ebenso findet Deser (2000) in den Beobachtungsdaten keine signifikante zeitliche Korrelation zwischen dem atlantischen und pazifischen Zentrum des NAM. Dem halten Wallace und Thompson (2002) entgegen, dass die fehlende Korrelation zwischen den ozeanischen Sektoren erst bei Berücksichtigung eines zweiten Variabilitätsmodes, des PNA¹, entsteht. Wird die zeitlich gegenphasige Entwicklung der Sektoren aus dem PNA, welches basierend auf einer Ein-Punkt-Korrelation bestimmt wird, aus dem Datensatz des Bodendrucks entfernt, ergibt sich eine signifikante positive Korrelation zwischen den Sektoren. Zudem zeigt Wallace (2000), dass sich die Muster und die Zeitreihe für NAO und NAM faktisch nicht unterscheiden.

Aufgrund der umstrittenen physikalischen Relevanz der EOFs wird in dieser Arbeit

¹Pazifik-Nord-Amerika-Muster



Abbildung 3.1: Ein-Punkt-Korrelation für das Geopotential auf 1000 hPa im Experiment FULL mit dem Basispunkt bei 32°N 30°W. Das Konturintervall ist 0,2 und negative Werte sind schattiert.

beispielhaft der Annulare Mode für das Experiment FULL über ein Telekonnektionsmuster (Wallace und Gutzler, 1981, Anhang C.3) bestimmt. Da das führende Telekonnektionsmuster nur in den seltensten Fällen aus einem AM besteht, erfolgt eine subjektive Auswahl des Basispunktes, die zu einer schlechten Vergleichbarkeit der unterschiedlichen Zirkulationsexperimente führt. Für das Geopotential auf 1000 hPa ist das Muster der entsprechenden Ein-Punkt-Korrelation mit dem Basispunkt bei 32°N 30°W (Abb. 3.1) sehr gut mit der führenden EOF des Experiments FULL (Abb. 3.2d) vergleichbar. Die Zeitreihe des Telekonnektionsmusters korreliert sehr stark bei einem Wert von 0,99 mit der führenden Hauptkomponente desselben Feldes. Wegen der hohen Korrelation und der objektiven Auswahlmethode werden im Folgenden die Variabilitätsmuster auf Basis der EOFs bestimmt.

Nun werden die führenden Variabilitätsmuster des tiefpassgefilterten Geopotentials auf 1000 hPa betrachtet. Dabei wird die äquivalente geopotentielle Höhe $Z_{1000hPa} =$ 8mhPa⁻¹($p_s - 1000hPa$) mit dem Bodendruck p_s genutzt, über welche Thompson und Wallace (1998) die Arktische Oszillation definiert haben. In Abbildung 3.2 sind die führenden EOFs des tiefpassgefilterten Geopotentials auf 1000 hPa für die Zirkulationsexperimente sowie für die Beobachtungsdaten der winterlichen Nord- und Südhemisphäre dargestellt. Die Muster sind mit der Standardabweichung der zugehörigen Hauptkomponente gewichtet. Die beschriebenen Varianzen der ersten zwei EOFs (zweite Spalte in Tab. 3.1) sind deutlich voneinander getrennt, so dass die Muster nach North et al. (1982) nicht entartet sind. Da die Varianzen der ersten EOFs mit Werten zwischen 22,3% und 31,5% etwa doppelt so groß wie die der zweiten EOFs mit Werten zwischen 9,2% und 12,5% sind, konzentriert sich die Betrachtung auf die führenden Muster.

Jedes Experiment zeigt in der führenden EOF (Abb. 3.2) ein AM-ähnliches Muster.



40 3. Troposphärische Annulare Moden in Abhängigkeit von den stationären Wellen

Abbildung 3.2: Führende EOFs des tiefpassgefilterten Geopotentials auf 1000 hPa für die Experimente AQUA (a), QCM (b), WO (c) und FULL (d) und aus NCEP/NCAR-Reanalysedaten auf Basis von Juli-Monatsmitteln für die Südhemisphäre (e) sowie Januar-Monatsmitteln für die Nordhemisphäre (f). Die Muster sind mit der Standardabweichung der zugehörigen Haupt-komponente gewichtet. Die beschriebene Varianz jedes Musters ist in Tabelle 3.1 vermerkt. Die Darstellung erfolgt von 20°N bis 90°N. Das Konturintervall beträgt 10 m. Negative Werte sind schattiert und die Nullkontur wurde ausgelassen.

Tabelle 3.1: Für die gewichteten EOFs des Geopotentials auf 1000 hPa (Abb. 3.2) wird die beschriebene Varianz für die erste EOF und für die zweite EOF in Klammern und die maximale Amplitude der Fourier-Koeffizienten A_m (Bronstein und Semendjajew, 1991, Kap. 4.4) für die zonale Wellenzahl *m* sowie die geographische Lage des Maximums angegeben.

Datenquelle	Varianz EOF ₁ (EOF ₂)	$\frac{1}{2}A_{0}$ (m)	<i>A</i> ₁ (m)	<i>A</i> ₂ (m)
AQUA	30,1% (9,2%)	49,0 (88°N)	2,0 (62°N)	0,8 (58°N)
QCM	24,9% (12,5%)	61,3 (88°N)	7,1 (62°N)	5,8 (62°N)
WO	22,3% (11,7%)	45,4 (88°N)	4,3 (79°N)	10,3 (49°N)
FULL	31,5% (10,1%)	68,3 (88°N)	7,9 (62°N)	8,6 (62°N)
SH-Juli	31,4% (14,4%)	42,9 (73°S)	10,8 (85°S)	4,4 (45°S)
NH-Januar	28,9% (15,5%)	45,9 (88°N)	19,5 (65°N)	17,7 (50°N)

Als Maßzahl dafür kann die maximale Amplitude der zonal symmetrischen Komponente angesehen werden, die sich in Tabelle 3.1 findet. Dort werden außerdem die Amplituden und die Lage der Maxima für die Zerlegung in die zonalen Wellenzahlen 1 und 2 wiedergegeben. Bei dieser Zerlegung wird eine Fourier-Analyse in West-Ost-Richtung auf einem Breitenkreis durchgeführt. Für die Simulation auf dem Aquaplaneten (Abb. 3.2a) beträgt das Maximum des zonal symmetrischen Anteils 49,0 m. Dabei treten geringe Abweichungen von einem zonal symmetrischen Muster auf, die aus Langzeit-Fluktuationen (James und James, 1992) stammen. Ihre Amplitude nimmt bei Verlängerung der Integrationszeit ab, wie im Anhang E.1 demonstriert ist. Achatz und Schmitz (1997) zeigen, dass ohne eine ausgezeichnete geographische Länge, wie es auf dem Aquaplaneten der Fall ist, jede EOF nur eine einzige zonale Wellenzahl enthält. Demnach wird das führende Muster im Experiment AQUA als ein Muster mit der zonalen Wellenzahl 0 interpretiert. Durch die Orographie im Experiment WO (Abb. 3.2c) wird die maximale, zonal symmetrische Komponente des AM auf einen Wert von 45,4 m abgeschwächt und es tritt eine Wellenstruktur über dem europäischen Kontinent in den Vordergrund, wobei die Amplitude der zonalen Welle 2 ein Maximum von 10,3 m bei 49°N erreicht. Bei Berücksichtigung der Land-Meer-Verteilung in den Experimenten QCM und FULL (Abb. 3.2b,d) nimmt die zonal symmetrische Komponente auf Werte von 61,3 m und 68,3 m zu. Bei Kopplung von thermischer und orographischer Anregung im Experiment FULL besitzt das Muster zudem die größte Varianz mit einem Wert von 31,5%. In der Längenabhängigkeit deuten sich in den Experimenten QCM und WO (Abb.3.2b,c) Zentren in mittleren Breiten an, aber allein im Experiment FULL (Abb. 3.2d) liegen diese Zentren der Variabilität über dem pazifischen und atlantischen Ozean.

Zum Vergleich mit der Beobachtung sind in den Abbildungen 3.2e,f die führenden Variabilitätsmuster für die winterliche Süd- bzw. Nordhemisphäre der NCEP/NCAR-Reanalysedaten dargestellt. Dabei gingen in die Berechnung der Muster die Juli- bzw. Januar-Monatsmittel der Jahre 1958-1997 ein. Da die Muster der Beobachtungsdaten auf Basis der Monatsmittel und die Muster der Zirkulationsexperimente über tiefpass-

gefilterte Daten berechnet wurden, sind die beschriebenen Varianzen und die Amplituden der Muster für die unterschiedlichen Datenquellen nicht exakt vergleichbar. Außerdem enthalten die Muster der Beobachtungsdaten neben der internen Variabilität auch externe Einflüsse wie Vulkanausbrüche und den Treibhauseffekt.

Die beobachteten Muster der SAM und NAM auf 1000 hPa besitzen eine dominante zonal symmetrische Komponente mit ähnlichen, maximalen Amplituden von 42,9 m und 45,9 m (Tab. 3.1). Das nordhemisphärische Muster (Abb. 3.2f) weist zudem deutliche Wellenkomponenten in den zonalen Wellen 1 und 2 mit Extrema über den Ozeanen auf und ist mit dem Muster des Experiments FULL (Abb. 3.2d) vergleichbar. Dabei ist die maximale Amplitude der zonal symmetrischen Komponente im Experiment FULL um einen Faktor 1,5 größer und die der Wellenkomponenten etwa um einen Faktor 2 kleiner als in den Beobachtungsdaten. Das Modell erzeugt also eine zu große zonale Symmetrie, wie auch schon für den mittleren Zonalwind auf 300 hPa festgestellt wurde (Abb. 2.10a). Insbesondere zeigt der NAM aus den Beobachtungsdaten einen Wellenzug über Europa wie im Muster des Experiments WO (Abb. 3.2c). Diese Wirkung der Orographie scheint im Experiment FULL durch den Einfluss der Wärmequellen kompensiert zu sein. Der beobachtete SAM (Abb. 3.2e) besitzt eine starke zonal symmetrische Komponente sowie geringe Wellenanteile und ist mit den AM aus den Experimenten AQUA und QCM vergleichbar.

Die führenden Hauptkomponenten des Geopotentials auf 1000 hPa sind in Abbildung 3.3 über eine Zeitdauer von 3475 Tagen dargestellt. Außerdem ist dort die Projektion der führenden EOFs auf die Tageswerte des Geopotentials schattiert. In allen Experimenten verweilen sowohl die Hauptkomponenten wie die täglichen Projektionen bis zu mehreren hundert Tagen bei positiven oder negativen Werten. Die längsten Verweildauern der Hauptkomponente für positive und negative Phasen treten im Experiment AQUA mit Werten bis 240 Tagen auf. Hierin zeigen sich die langperiodischen Fluktuationen, wie sie auch von James und James (1992) für ein vereinfachtes atmosphärisches Zirkulationsmodell mit Aquaplanet-Bedingungen festgestellt wurden. Abbildung 3.3 zeigt, dass durch den alleinigen Einfluss von Orographie die Verweildauer auf etwa 100 Tage erniedrigt wird, während sie bei thermischer Anregung stationärer Wellen in den Experiment QCM und FULL bei Werten von etwa 160 Tagen liegt.

Insgesamt werden sowohl die Zeitskala als auch die zonal symmetrische Komponente des AM durch die alleinige Anregung der Orographie verringert, wohingegen die Land-Meer-Verteilung die zonal symmetrische Komponente des Modes verstärkt und seine Erhaltungsneigung gegenüber der alleinigen orographischen Anregung erhöht.

Um das Bild der troposphärischen Variabilität zu vervollständigen werden die führenden EOFs des tiefpassgefilterten Geopotentials auf 300 hPa in Abbildung 3.4 für die Experimente und die Beobachtungsdaten betrachtet. Die zugehörigen beschriebenen Varianzen der ersten EOFs (Tab. 3.2) weisen einen nach North et al. (1982) genügend großen Abstand zu den Varianzen der zweiten EOFs auf, so dass die Muster nicht entartet sind. Zusätzlich enthält Tabelle 3.2 die maximalen Amplituden aus der zonalen Fourier-Analyse.



Abbildung 3.3: Führende Hauptkomponente des Geopotentials auf 1000 hPa (durchgezogen) sowie die Projektion der führenden EOF auf die täglichen Werte des Geopotentials (schattiert) für die Experimente AQUA, QCM, WO und FULL. Die Zeitreihen wurden auf die Standardabweichung der jeweiligen Hauptkomponente normiert.

In den EOFs der oberen Troposphäre treten deutliche qualitative Unterschiede zu den Mustern des Bodendrucks auf. Nur die Muster der Experimente AQUA, QCM und FULL werden von der zonal symmetrischen Komponente mit Werten von 33,5 m, 42,0 m und 69,0 m dominiert. Die Abweichungen von der zonalen Symmetrie im Experiment AQUA (Abb. 3.4a) hängen mit den oben genannten langperiodischen Fluktuationen zusammen. In dem Experiment QCM (Abb. 3.4b) zeigt sich eine Längenabhängigkeit des AM mit einer Konzentration um den nordamerikanischen Kontinent, die sich in einer maximalen Amplitude der zonalen Welle 1 von 28,3 m bei 71°N widerspiegelt. Schließlich zeichnet sich der AM im Experiment FULL (Abb. 3.4d) durch die größte zonal symmetrische Komponente von 69,0 m mit dem Extremum über dem Pol und durch deutliche Wellenkomponenten mit Extrema über den Ozeanen aus. Bei allein orographischer Wellenanregung (Experiment WO) erreicht die zonal symmetrische Komponente der ersten EOF dagegen nur einen maximalen Wert von 29,6 m und die größte Amplitude tritt für die zonale Welle 2 bei 49°N mit einem Wert von 42,0 m auf. Lediglich in der vierten EOF des Experiments WO (Abb. 3.5a) wird eine zonal symmetrische Komponente mit einem Dipol zwischen mittleren und hohen Breiten und einer maximalen Amplitude von 24,5 m gefunden, die stark von Komponenten der zonalen Wellen 1 und 2 mit Amplituden von 25,8 m und 21,7 m überlagert wird.





Abbildung 3.4: wie Abbildung 3.2, aber für das tiefpassgefilterte Geopotential auf 300 hPa. Die beschriebenen Varianzen sind in Tabelle 3.2 vermerkt. Das Konturintervall beträgt 15 m.

Betrachtet man die beschriebene Varianz der EOFs in Tabelle 3.2 für diejenigen Experimente mit einem AM in der oberen Troposphäre, d.h. alle außer Experiment WO, fällt eine Verstärkung durch die thermische Anregung stationärer Wellen auf. Diese Erhöhung der beschriebenen Varianz ist mit einem Wert von 22,7% am stärksten im Experiment FULL, wo die Kopplung der Land-Meer-Verteilung mit der Orographie auch eine verstärkte Heizrate über dem Nordatlantik erzeugt.

Zum weiteren Vergleich der Modellergebnisse mit Beobachtungsdaten sind in Abbildung 3.4e,f die AM der winterlichen Süd- und Nordhemisphäre aus NCEP/NCAR-Reanalysedaten dargestellt. Es zeigen sich auf der Südhemisphäre neben einer starken zonal symmetrischen Komponente von 71,3 m weitere Beiträge aus der zonalen Welle 1 mit 23,9 m und der Welle 2 mit 22,3 m (Tab. 3.2). Auf der Nordhemisphäre sind die Wellenkomponenten mit Amplituden von 40,4 m und 25,7 m größer und die zonal symmetrische Komponente beträgt 67,7 m. Die Muster aus den Experimenten QCM und FULL weisen ebenfalls starke zonal symmetrische Komponenten überlagert von Wellenkomponenten auf. Dabei kann für das Experiment QCM nicht die Phasenlage der Welle mit dem südhemisphärischen Muster verglichen werden, da die Wärmequellen im Modell für die Nordhemisphäre angepasst wurden. In dem Experiment FULL stimmen die maximalen Amplituden der Fourier-Zerlegung mit Werten von 69,0m für m = 0 sowie 35,2m bzw. 17,4m für die zonalen Wellen 1 und 2 gut mit dem beobachteten NAM überein. Genauso sind die Phasenlage nördlich von 60°N und das starke Extremum über Grönland für Experiment und Beobachtung gut vergleichbar. Die Extrema in mittleren Breiten sind dagegen für den simulierten AM zu dem beobachteten Muster insbesondere in der Atlantikregion um 40 Längengrade versetzt. Hier spiegeln sich die verschiedenen klimatologischen stationären Wellen des Geopotentials in dem Experiment FULL und den Beobachtungsdaten wider (Abb. 2.9d,e), die aus den Unterschieden zwischen den Wärmequellen und den bodennahen Winden resultieren (Kap. 2.4). Zudem wird das Modell auch hier von einer größeren zonalen Symmetrie beherrscht. Insgesamt stimmen die AMs der Experimente QCM und FULL gut mit den beobachteten Mustern der Süd- und Nordhemisphäre überein.

Um den Einfluss der Wärmequellen in den Tropen und mittleren Breiten zu trennen sind in Abbildung 3.5b,c die führenden EOFs des Geopotentials auf 300 hPa der

Tabelle 3.2: Wie Tabelle 3.1, aber für die ersten EOFs des Geopotentials auf 300 hPa (Abb. 3.4a-f, 3.5b,c). Außerdem sind die Analysen für die vierte EOF des Experiments WO angegeben.

Datenquelle	Varianz EOF ₁ (EOF ₂)	$\frac{1}{2}A_{0}$ (m)	<i>A</i> ₁ (m)	<i>A</i> ₂ (m)
AQUA	12,2% (9,0%)	33,5 (84°N)	4,2 (75°N)	1,9 (54°N)
QCM	15,4% (9,6%)	42,0 (88°N)	28,3 (71°N)	19,0 (54°N)
WO	19,8% (15,0%)	29,6 (88°N)	21,9 (49°N)	42,0 (49°N)
WO, 4.EOF	8,4%	24,5 (88°N)	25,8 (49°N)	21,7 (49°N)
WOQC	19,1% (13,9%)	41,1 (88°N)	29,7 (49°N)	32,2 (49°N)
WOQM	17,7% (16,1%)	40,8 (75°N)	45,0 (71°N)	31,6 (66°N)
FULL	22,7% (13,6%)	69,0 (79°N)	35,2 (62°N)	17,4 (62°N)
SH-Juli	25,4% (14,5%)	71,3 (78°S)	23,9 (68°S)	22,3 (60°S)
NH-Januar	21,5% (17,9%)	67,7 (85°N)	40,4 (75°N)	25,7 (48°N)



Abbildung 3.5: wie Abbildung 3.4 mit (a) der vierten EOF des Experiments WO, (b) der ersten EOF des Experiments WOQC, (c) der ersten EOF des Experiments WOQM und (d) der zweiten EOF des Experiments FULL.

Experimente WOQC und WOQM dargestellt. Das Muster für das Experiment WOQC (Abb. 3.5b) besitzt neben starken Wellenanteilen, die dem Muster des Experiments WO (Abb. 3.4c) ähneln, eine zonal symmetrische Komponente mit einem maximalen Wert von 41,4 m, während bei rein orographisch angeregter stationären Welle im Experiment WO nur ein Wert von 29,6 m erreicht wurde. Das Experiment WOQM (Abb. 3.5c) weist einen AM mit einer Konzentration über dem Atlantik auf und ist somit mit dem Muster des Experiments FULL (Abb. 3.4d) vergleichbar, obwohl die zonal symmetrische Komponente im Experiment WOQM auf zwei Drittel der Amplitude des Experiments FULL abnimmt. Die Vergleiche zwischen den führenden EOFs der Experimente WO und WOQC sowie WOQM und FULL zeigen somit, dass die tropische Wärmequelle zwar unterstützend für den nordhemisphärischen AM ist, aber die Kopplung zwischen Orographie und Wärmequellen der mittleren Breiten entscheidend ist. Die erhöhte zonal symmetrische Komponente in der führenden EOF des WOQC-Experiments (Abb. 3.5b) ist mit einem Wellenzug im östlichen Pazifik verbunden, der ein ähnliches Muster wie das Pazifik-Nord-Amerika-Muster (PNA) von Wallace und Gutzler (1981) beschreibt. In der EOF-Analyse der Beobachtungsdaten für die winterliche Nordhemisphäre erscheint das PNA-Muster in der zweiten EOF (Anhang E.2). Ebenso tritt ein vergleichbares Muster in den ersten zwei EOFs des Experiments FULL (Abb. 3.4d, 3.5d) sowie in der zweiten EOF des Experiments WOQM (Anhang E.2) auf, worin wiederum das realistische Verhalten des Modells bestätigt wird.

In diesem Abschnitt wurde gezeigt, dass alle Zirkulationsexperimente einen Annularen Mode und eine damit verbundene Masseschwankung von hohen in mittlere Breiten und umgekehrt beinhalten. Nun wird untersucht, ob die Experimente hierfür auch einen gemeinsamen Anregungsprozess besitzen. Außerdem stellt sich die Frage, warum ein mit den Beobachtungsdaten vergleichbarer NAM erst bei der Kombination von Orographie und Land-Meer-Verteilung zustande kommt, während bei allein längenabhängiger Orographie der AM im Vergleich zum Aquaplaneten abgeschwächt wird.

Die Analysen werden auf der Basis der führenden EOFs des Geopotentials auf 1000 hPa durchgeführt, weil dort jedes Zirkulationsexperiment einen AM besitzt (Abb. 3.2a-d). Daher wird für die folgenden Untersuchungen der AM immer als die führende EOF des Geopotentials auf 1000 hPa definiert.

3.2 Kompositanalyse

Zur Darstellung und Analyse der Schwankung, die mit einem Variabilitätsmuster verbunden ist, wird die *Kompositanalyse* genutzt. Dazu werden die positive und negative Phase des Musters über ein Datenensemble definiert. In dieser Arbeit werden die Ensembles so gewählt, dass die positive Phase aus einem Ensemble mit genau den Tagen besteht, an denen die zugehörige Hauptkomponente des AM die höchsten Werte erreicht. Die negative Phase wird entsprechend aus den Tagen mit den niedrigsten Werten der Hauptkomponente gebildet. Die Größe der Ensembles wird auf 10% der

3.2. Kompositanalyse

gesamten Zeitreihe festgelegt. Wenn die Hauptkomponente normalverteilt ist, erfassen die Ensemble mit diesen 10% genau die Tage, deren Hauptkomponenten die 1,28-fache Standardabweichung der gesamten Zeitreihe überschreiten (z.B. Beyer et al., 1991, Tafel 2). Die Mittelwerte der Ensembles liegen bei $\pm 1,64$ Standardabweichungen der jeweiligen Hauptkomponente und werden positive und negative Kompositphasen des Annularen Modes genannt und mit $\overline{X}^{AM\pm}$ gekennzeichnet. Die Differenz zwischen den Ensemble-Mitteln heißt *Kompositdifferenz* des Modes und wird für eine Variable X berechnet über $\overline{X}^{AM} = \overline{X}^{AM+} - \overline{X}^{AM-}$. Die Kompositdifferenz umfasst bei Normalverteilung 3,28 Standardabweichungen und wird im Folgenden auch einfach als Anomalie bezeichnet.

In Abbildung 3.6 ist die zonal symmetrische Zonalwindanomalie als AM-Kompositdifferenz dargestellt. Da die positive Phase des AM gemäß Abbildung 3.2 eine Abnahme des Bodendrucks in hohen sowie eine Zunahme in mittleren Breiten bedeutet, findet mit ihr eine geostrophische Verstärkung des Zonalwinds um 60°N statt. Die Kompositdifferenzen aller Experimente sind durch einen meridionalen Dipol gekennzeichnet, der bis etwa 200 hPa keine Neigung mit der Höhe aufweist und sich somit in der Troposphäre äquivalent barotrop verhält. Die Extrema liegen bei etwa 33°N und 55°N und ihre Lage variiert zwischen den verschiedenen Experimenten in der geographischen Breite nur um wenige Grad. Dagegen unterscheiden sich die Amplituden mit Werten von $\pm 4 \text{ ms}^{-1}$ im Experiment WO (Abb. 3.6c) bis zu $\pm 10 \text{ ms}^{-1}$ im Experiment FULL (Abb. 3.6d). Zusätzlich tritt allein in letzterem Experiment eine starke stratosphärische Amplitude mit einer polwärtigen Phasenneigung auf. Im Vergleich mit dem



Abbildung 3.6: AM-Kompositdifferenz des zonal gemittelten Zonalwinds (weiße Konturen) für die Experimente AQUA (a), QCM (b), WO (c) und FULL (d). Das Konturintervall beträgt 2 ms^{-1} . Negative Werte sind dunkel, positive hell schattiert. Die Nullkontur wurde ausgelassen. In schwarzen Konturlinien ist der zeitgemittelte Zustand mit einem Konturintervall von 10 ms^{-1} eingetragen.

mittleren Zustand des Zonalwinds, der in der Abbildung 3.6 mit schwarzen Konturlinien eingetragen ist, liegt das Extremum der Kompositdifferenz bei 30°N nahezu auf dem Maximum des troposphärischen Strahlstroms und das Extremum bei 60°N an dessen polwärtiger Flanke. Dieses Verhalten entspricht den beobachteten zonal gemittelten Zonalwindschwankungen durch den SAM und den NAM (Limpasuvan und Hartmann, 2000).

Die AM-Kompositdifferenzen des zonal gemittelten Zonalwinds sind mit dem Variabilitätsmuster des zonalen Index (Namias, 1950) vergleichbar, der über die führende Hauptkomponente der zonal gemittelten Zonalwindschwankung definiert werden kann. Der auf diese Weise bestimmte zonale Index korreliert mit der Zeitreihe der AM für die Experimente AQUA, QCM und FULL mit einem Wert von 0,8 und für das Experiment WO mit einem Wert von 0,5. Die geringe Korrelation im Experiment WO bedeutet, dass die zonal symmetrische Variabilität dort weniger mit einer quasi-stationären Welle als bei dem beobachteten NAM verbunden ist.

3.3 Antrieb der zonal gemittelten Zonalwindschwankung

Da die zonal gemittelte Zonalwindschwankung der AMs (Abb. 3.6) von der barotropen Komponente dominiert wird, wird nun allein die vertikal gemittelte Schwankung betrachtet. Dabei wird ein Kreuzkorrelationsverfahren mit Zeitversatz gemäß Lorenz und Hartmann (2003) genutzt. Um den treibenden Term für die Zonalwindschwankung zu diagnostizieren wird von der zonal und vertikal gemittelten Drehimpulsgleichung in der Näherung von Lorenz und Hartmann (2003) ausgegangen:

$$\frac{\partial \langle [u] \rangle}{\partial t} = -\frac{1}{a \cos^2 \phi} \frac{\partial (\langle [u^* v^*] \rangle \cos^2 \phi)}{\partial \phi} - \frac{1}{p_0} \left[p_s \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \Phi_s}{\partial \lambda} \right] - F \tag{3.1}$$

wobei die dreieckigen Klammern die vertikale Mittelung, p_s den Bodendruck, p_0 einen konstanten Referenzbodendruck und F den Beitrag aus der Bodenreibung angeben. Die vertikale Integration erfolgt hierbei in Druckkoordinaten von 1000 hPa bis 100 hPa. In der eigentlichen Drehimpulsgleichung (Holton, 1992, Eq. 10.43) findet sich der Bodendruck in den eckigen Klammern von dem Term der Tendenz und des Wellenflusses. Nach Madden und Speth (1995) werden Impulsänderungen jedoch von dem Zonalwind dominiert, so dass Gleichung 3.1 eine gute Näherung ergibt. Aufgrund der dissipativen Natur der Bodenreibung wird der Term als Antriebsterm des AM vernachlässigt, obwohl dieser Term für die gesamte Drehimpulsbilanz von Bedeutung ist (Holton, 1992). Der erste Term auf der rechten Seite ist der meridionale Wellenimpulsfluss und der zweite der so genannte *Gebirgsterm*, der das Drehmoment aus der Orographie am unteren Rand der vertikalen Integration beschreibt.

Die täglichen Felder des zonal gemittelten Zonalwinds, des meridionalen Wellenimpulsflusses und des Gebirgsterms aus Gleichung 3.1 werden auf die vertikal gemittelte Zonalwindanomalie des AM (Abb. 3.6) projiziert, so dass ein zeitabhängiger Index für jeden Term den Antrieb der AM-bezogenen Zonalwindschwankung beschreibt. Die Projektion wird für die troposphärische Analyse nur bis 100 hPa durchgeführt. Der Index I^u für den zonal gemittelten Zonalwind gibt die Schwankung mit der AM-Zeitreihe wieder und berechnet sich folgendermaßen:

$$I^{u}(t) = \int_{0}^{\pi/2} \langle [u(t)] \rangle \,\overline{\langle [u] \rangle}^{\text{AM}} \cos(\phi) d\phi.$$
(3.2)

Der entsprechende Index wird für den meridionalen Wellenimpulsfluss als I^{uv} und für den Gebirgsterm als I^{Gt} bezeichnet.

In Abbildung 3.7 sind die Kreuzkorrelationen mit Zeitversatz (z.B. von Storch und Zwiers, 1999, Chap. 11.3) zwischen der AM-bezogenen Zonalwindschwankung (I^u) und dem projizierten Antrieb aus der Summe von I^{uv} und I^{Gt} dargestellt. Ein positiver Zeitversatz bedeutet, dass die Änderung in den Antriebstermen von der rechten Seite aus Gleichung 3.1 den Zonalwindschwankungen folgen. Wenn bei einem positiven Zeitversatz also eine positive Kreuzkorrelation vorliegt, bewirkt der Antrieb, welcher der Windstörung folgt, eine Beschleunigung des Windes mit demselben Vorzeichen. Somit bildet eine positive Kreuzkorrelation bei positivem Zeitversatz die notwendige Bedingung für eine positive Rückkopplung, wie Lorenz und Hartmann (2001, 2003) für die AMs aus Beobachtungsdaten der Süd- und Nordhemisphäre demonstrieren.



Abbildung 3.7: Kreuzkorrelation mit Zeitversatz zwischen I^{u} und der Summe von I^{uv} und I^{Gt} (s. Text für Erklärung) für die Experimente AQUA (schwarz durchgezogen), QCM (schwarz gestrichelt), WO (weiß gestrichelt) und FULL (weiß durchgezogen).

Für negativen Zeitversatz weisen alle Zirkulationsexperimente ein ähnliches Verhalten in der Kreuzkorrelation (Abb. 3.7) auf, wobei allein das Experiment WO eine etwas geringere Korrelation besitzt. Die meridionalen Wellenimpulsflüsse treiben also in allen Experimenten eine Schwankung des zonal gemittelten Zonalwinds an. Die entscheidenden Unterschiede zeigen sich jedoch für die Erhaltung einer Windschwankung bei dem positiven Zeitversatz. Hier treten allein in den Experimenten AQUA, QCM und FULL positive Korrelationen auf. Die positiven Werte bei großem Zeitversatz im Experiment AQUA bestätigen die langen Zeitskalen, die auch schon in den Hauptkomponenten des AM (Abb. 3.3) festgestellt wurde. Dagegen weist das Experiment WO nur im Bereich von sechs bis zehn Tagen eine positive Kreuzkorrelation bei positiven Zeitversatz auf (Abb. 3.7). Eine positive Rückkopplung mit dem AM ist bei allein orographischer Anregung stationärer Wellen also im Vergleich zu den anderen Experimenten nur stark abgeschwächt möglich.

Um die Beiträge der verschiedenen Zeitskalen auf einen Rückkopplungsprozess abzuschätzen werden die atmosphärischen Variablen auf der rechten Seite von Gleichung 3.1 in einen hochfrequenten, einen niederfrequenten und einen quasi-stationären Anteil aufgespalten: $X = X_h + X_n + X_s$. Diese Aufteilung und die gewählten Zeitfilter folgen dabei näherungsweise Lorenz und Hartmann (2003). Der hochfrequente Anteil berechnet sich über den Hochpass bei 15 Tagen, der quasi-stationäre über den Tiefpass bei 30 Tagen (Anhang C.2). Letzterer enthält auch die quasi-stationäre Welle der AM-Phasen. Die verbliebenen Zeitskalen von 15 bis 30 Tagen werden von dem niederfrequenten Anteil erfasst. Nun wird der meridionale Wellenimpulsfluss aus Gleichung 3.1 aufgeteilt in einen synoptischen Anteil $[u_h^*v_h^*]$, einen quasi-stationären Anteil $[u_s^*v_s^*]$ sowie dem Rest $[u_h^*v_n^* + u_n^*v_h^* + u_h^*v_s^* + u_s^*v_h^* + u_s^*v_n^* + u_n^*v_s^* + u_n^*v_n^*]$. Diese Einteilungen lassen sich wiederum entsprechend zu Gleichung 3.2 auf die AM-bezogene Zonalwindschwankung projizieren, so dass sich ein Index I_h^{uv} für die synoptischen Skalen, ein Index $I_s^{\mu\nu}$ für die quasi-stationären Skalen sowie ein Index $I_r^{\mu\nu}$ für den Rest erzeugen lassen. Entsprechend geht in den Index I_s^{Gt} nur die quasi-stationäre Schwankung des Bodendruckgradients ein.

Die Kreuzkovarianzen zwischen der AM-bezogenen Zonalwindschwankung und den verschiedenen Indizes der Wellenflüsse sowie dem Index des Gebirgsterms sind in Abbildung 3.8 dargestellt. Alle Experimente zeigen einen dominanten Einfluss des synoptischen Wellenimpulsflusses (weiß durchgezogen in Abb. 3.8) mit einer signifikanten, positiven Kreuzkovarianz bei positivem Zeitversatz. Der Signifikanztest erfolgt nach von Storch und Zwiers (1999, Chap. 12.4.2) auf einem 95%-Niveau, wobei die Nullhypothese, die Kurven seien unkorreliert, verworfen wird. Somit erfüllt jedes Experiment die notwendige Bedingung für eine positive Rückkopplung der synoptischen Wellenflüsse mit der zonal symmetrischen Zonalwindschwankung. Diese Gemeinsamkeit ist die Grundlage für das Auftreten eines Annularen Modes in jedem Experiment.

Die Beiträge des niederfrequenten Wellenflusses und der Kreuzterme zeigen stets einen ähnlichen Verlauf in der Kreuzkovarianz mit I^{u} (weiß gestrichelt in Abb. 3.8). Die vorwiegend negative Kovarianz bei positivem Zeitversatz gibt eine abbauende Wirkung der niederfrequenten planetaren Wellen für die Windstörung an.

Der entscheidende Unterschied zwischen den Experimenten zeigt sich in dem Beitrag der quasi-stationären Welle (schwarz gestrichelt in Abb. 3.8). Für die Experimente AQUA und QCM (Abb. 3.8a,b) treten schwache negative Kovarianzen bei positivem Zeitversatz auf, so dass in diesem Frequenzbereich hier die notwendige Bedingung für eine positive Rückkopplung nicht erfüllt ist. Im Experiment WO (Abb. 3.8c) ergibt sich eine schwache positive Kovarianz bei positivem Zeitversatz, die jedoch bei einem Zeitversatz von 10 Tagen fast null ist. Allein im Experiment FULL (Abb. 3.8d) besitzt der Beitrag der quasi-stationären Wellenflüsse auch bei einem Zeitversatz von über 10 Tagen eine signifikante, positive Kovarianz, die sogar höhere Werte als der synoptische Anteil erreicht. Die Wirkung der quasi-stationären Welle wird jedoch durch den Beitrag des Gebirgsterms (schwarz gepunktet in Abb. 3.8c,d) kompensiert. Der Gebirgsterm wirkt also einer barotropen Windänderung entgegen. Für die AM stammt



Abbildung 3.8: Kreuzkovarianzen des Index I^{μ} mit dem Index der synoptischen Wellenflüsse $I_h^{\mu\nu}$ (weiß durchgezogen), dem Index der quasi-stationären Wellenflüsse $I_s^{\mu\nu}$ (schwarz gestrichelt), dem Index der restlichen Wellenflüsse $I_r^{\mu\nu}$ (weiß gestrichelt) und dem Index des Gebirgsterms I^{Gt} (schwarz gepunktet) für die verschiedenen Zirkulationsexperimente. Mit den dünnen horizontalen Linien ist das jeweilige 95%-Signifikanzniveau für die Kurven der synoptischen und quasi-stationären Wellenflüsse eingetragen.

der Gebirgsterm zum größten Teil aus der quasi-stationären Zeitskala (Abb. 3.9a,b). Abbildung 3.9 zeigt die Kreuzkovarianzen mit I^u für die quasi-stationären Beiträge des Wellenimpulsflusses und des Gebirgsterms. Im Experiment WO (Abb. 3.9a) wird die Kreuzkovarianz des Wellenflusses durch den Gebirgsterm überkompensiert, so dass sich insgesamt bei positivem Zeitversatz außer von null bis zwei Tagen negative Werte ergeben. Somit besteht eine negative Rückkopplung zwischen den quasi-stationären Beiträgen und dem AM, so dass dessen zonal symmetrische Komponente im Experiment WO geschwächt wird. Dagegen bleibt für die quasi-stationären Beiträge im Experiment FULL (Abb. 3.9b) die positive Kreuzkovarianz bei positivem Zeitversatz auch bei dem kompensierenden Einfluss des Gebirgsterms erhalten, so dass allein in diesem Experiment eine positive Rückkopplung zwischen dem quasi-stationären Wellenantrieb und der zonal gemittelten Windschwankung erfolgen könnte.

Der Antrieb des zonal gemittelten Zonalwinds der AMs stammt aus dem meridionalen Wellenimpulsfluss der synoptischen und quasi-stationären Zeitskalen (Abb. 3.8). Während die Modelle für die synoptischen Wellenflüsse ein ähnliches Verhalten zeigen, treten deutliche Unterschiede bei den quasi-stationären Wellenflüssen auf. Um einen möglichen Rückkopplungsmechanismus der quasi-stationären Welle der AM-Phase mit der zonal gemittelten Zonalwindschwankung zu studieren wird nun die Kompositanalyse sowohl auf die Wellenflüsse als auch auf die quasi-stationäre Welle angewandt. Die Untersuchung in den Extrema der AM-Schwankungen ermöglicht im Folgenden die Verwendung des linearen Modells, da die Tendenz des atmosphärischen Zustandes im Extremum näherungsweise verschwindet.

Nun werden die verschiedenen Beiträge der synoptischen und quasi-stationären Wellen zum meridionalen Wellenimpulsfluss analysiert und so der zonal symmetrische Antrieb der AM für die verschiedenen Experimente verglichen. Dazu werden die AM-Kompositdifferenzen des Flusses betrachtet, wobei der meridionale Wellenimpulsfluss



Abbildung 3.9: Kreuzkovarianzen des Index I^{u} mit den Indizes I_{s}^{uv} (gestrichelt) und I_{s}^{Gt} (gepunktet) sowie die Summe der beiden Kurven (durchgezogen) für die Experimente WO (a) und FULL (b).



Abbildung 3.10: AM-Kompositdifferenz des meridionalen Wellenvorticityflusses für die Experimente AQUA (a), QCM (b), WO (c) und FULL (d). Das Konturintervall beträgt 0,5 ms⁻¹d⁻¹. Negative Werte sind schattiert und die Nullkontur wurde ausgelassen.

aus Gleichung 3.1 gemäß der quasi-geostrophischen Näherung als meridionaler Wellenvorticityfluss ausgedrückt wird, wobei die Markierungen für die geostrophischen Komponenten weggelassen werden:

$$-\frac{1}{a\cos^2\phi}\frac{\partial}{\partial\phi}\left([u^*v^*]\cos^2\phi\right) = [v^*\xi^*]. \tag{3.3}$$

Die AM-Kompositdifferenz des meridionalen Wellenvorticityflusses berechnet sich aus der Differenz des Wellenflusses zu den einzelnen Kompositphasen:

$$\overline{\left[v^{*}\xi^{*}\right]}^{\mathrm{AM}} = \overline{\left[v^{*}\xi^{*}\right]}^{\mathrm{AM}+} - \overline{\left[v^{*}\xi^{*}\right]}^{\mathrm{AM}-} .$$
(3.4)

Die verschiedenen Experimente zeigen in der AM-Kompositdifferenz für den meridionalen Wellenvorticityfluss (Abb. 3.10) ein qualitativ ähnliches Verhalten, das aus einem meridionalen Dipol mit Extrema bei etwa 30°N und 50°N in einer Höhe von etwa 300 hPa besteht. Im Vergleich mit der Anomalie des Zonalwinds (Abb. 3.6) tritt eine gute Übereinstimmung in der meridionalen Struktur auf, die in Übereinstimmung mit Abbildung 3.8 darauf hinweist, dass der meridionale Wellenvorticityfluss die Windanomalie antreibt und dessen Persistenz erhöht. Neben der ähnlichen Struktur fallen die unterschiedlichen Amplituden in dem Wellenfluss auf. Im Experiment FULL beträgt die maximale Anomalie etwa 3,0 ms⁻¹d⁻¹, während in den anderen Experimenten Werte um 1,5 ms⁻¹d⁻¹ erreicht werden.

Um die verschiedenen Zeitskalen für die Kompositdifferenz des meridionalen Wellenvorticityflusses zu betrachten werden die atmosphärischen Variablen aus Gleichung 3.4 für jede AM-Phase in den klimatologischen stationären, den quasi-stationären, den

hochfrequenten und den niederfrequenten Anteil aufgespalten:

$$X^* = \overline{X^*}^c + \overline{X'^*}^{\mathrm{AM}\pm} + X_h^{*'\mathrm{AM}\pm} + X_n^{*'\mathrm{AM}\pm} .$$
(3.5)

Damit ergibt sich für die AM-Kompositphasen das folgende Mittel des meridionalen Wellenvorticityflusses:

$$\overline{[v^{*}\xi^{*}]}^{AM\pm} = [\overline{v^{*}c}\overline{\xi^{*}c}] + [\overline{v^{*}c}\overline{\xi^{'*}}^{AM\pm}] + [\overline{v^{'*}}^{AM\pm}\overline{\xi^{*}c}] + [\overline{v^{'*}}^{AM\pm}\overline{\xi^{'*}}^{AM\pm}] +
+ [v^{*'AM\pm}\xi^{*'AM\pm}_{h}]^{AM\pm} + [v^{*'AM\pm}\xi^{*'AM\pm}_{n}]^{AM\pm} +
+ [v^{*'AM\pm}\xi^{*'AM\pm}_{h}]^{AM\pm} + [v^{*'AM\pm}\xi^{*'AM\pm}_{n}]^{AM\pm}.$$
(3.6)

In der ersten Zeile stehen auf der rechten Seite der Gleichung die Wellenflüsse der klimatologischen stationären und quasi-stationären Welle. In der zweiten Zeile befindet sich die Kopplung der hoch- bzw. niederfrequenten Wellen und in der dritten Zeile die Kreuzterme. Nach der Kreuzkovarianzanalyse der Drehimpulsbilanz (Abb. 3.8) interessiert hier zum einen der Wellenfluss der synoptischen Wellen (1. Term in 2. Zeile von Gl. 3.6). Zum anderen wird der *lineare quasi-stationäre* Wellenfluss (2.+3. Term in 1. Zeile von Gl. 3.6) betrachtet, der aus der Kopplung der quasi-stationären und der klimatologischen stationären Wellen besteht und der in den Analysen der Beobachtungsdaten für den NAM einen dominanten Beitrag liefert (DeWeaver und Nigam, 2000a). Die weiteren Terme aus Gleichung 3.6 werden als restlicher Wellenfluss berücksichtigt.

Die oben beschriebenen Terme aus Gleichung 3.6 werden nun in einer Höhe von 300 hPa betrachtet, da dort die AMs sowohl in dem meridionalen Wellenvorticityfluss als auch in dem zonal gemittelten Zonalwind ihre stärkste Signatur aufweisen. Für die Impulsbilanz in dieser Höhe spielt nach der quasi-geostrophischen Näherung auch der Coriolis-Term eine wichtige Rolle. Da jedoch in der Kreuzkorrelationsanalyse gezeigt wurde, dass eine barotropen Windschwankung von den meridionalen Wellenimpulsflüssen getrieben wird, konzentriert sich die Untersuchung auf eben diese Flüsse.

Die synoptischen Wellenflüsse in der AM-Kompositdifferenz auf 300 hPa zeigen in allen Experimenten einen Dipol mit Extrema bei etwa 35°N und 50°N (Abb. 3.11, weiß durchgezogen). Dabei ist der Wellenfluss maximal im AQUA-Experiment (Abb. 3.11a) mit Werten von 2,8 ms⁻¹d⁻¹ und nimmt bei Anregung stationärer Wellen ab. Die geringsten Werte mit 1,3 ms⁻¹d⁻¹ erreicht der synoptische Wellenfluss im Experiment WO (Abb. 3.11c). Dort ist besonders das Minimum um 35°N stark abgeschwächt. Im Vergleich mit der Kompositdifferenz des zonal symmetrischen Zonalwinds (schwarz gepunktet in Abb. 3.11) tritt eine gute Übereinstimmung in der meridionalen Struktur auf, so dass die synoptischen Wellenflüsse in allen Experimenten die Windschwankung antreiben. Die Wellenflüsse reichen jedoch nur bis etwa 60°N, während die Windschwankungen auch nördlich von 60°N signifikante positive Werte aufweisen.

Der lineare quasi-stationäre Anteil des meridionalen Wellenvorticityfluss ist in Abbildung 3.11 schwarz durchgezogen eingetragen. Im Experiment AQUA (Abb. 3.11a) ist dieser Term per Definition nicht vorhanden. Im Experiment QCM (Abb. 3.11b) spielt er eine vernachlässigbare Rolle, was sich auf die schwache stationäre Welle im klimatologischen Mittel zurückführen lässt (Abb. 2.9b). Allein in hohen Breiten bei 68°N gibt es einen kleinen Beitrag. Bei alleiniger Präsenz der Weltorographie im Experiment WO (Abb. 3.11c) treten in dem linearen quasi-stationären Wellenfluss ein Minimum von $-1,5 \text{ ms}^{-1}\text{d}^{-1}$ bei etwa 42°N und schwach positive Werte von 50°N bis 80°N auf. Dieses Signal liegt in mittleren Breiten versetzt zu der Zonalwindschwankung der AM-Phasen, so dass die quasi-stationären Welle hier die Windschwankung nicht verstärkt, sondern eine polwärtige Verschiebung des Zonalwinds forcieren. Nur in hohen Breiten unterstützt die Welle die Windanomalie. Im Experiment FULL (Abb. 3.11d) liefert der lineare quasi-stationäre Wellenfluss ein Maximum von 2,4 ms⁻¹d⁻¹ bei 65°N sowie zwei schwächere Minima von $-0,8 \text{ ms}^{-1}\text{d}^{-1}$ und $-1,0 \text{ ms}^{-1}\text{d}^{-1}$ bei 20°N und 42°N. Das breite Maximum in hohen Breiten liegt



Abbildung 3.11: AM-Kompositdifferenz des meridionalen Wellenvorticityflusses in $ms^{-1}d^{-1}$ auf 300 hPa für die Experimente AQUA (a), QCM (b), WO (c) und FULL (d). Der lineare quasi-stationäre Wellenfluss aus Gleichung 3.6 ist schwarz durchgezogen, der synoptische weiß durchgezogen und der restliche Wellenfluss ist weiß gestrichelt. Zum Vergleich ist die AM-Kompositdifferenz des zonal gemittelten Zonalwinds auf 300 hPa, mit einem willkürlichen Faktor normiert, schwarz gepunktet eingetragen.

nur um wenige Grad polwärts zu der Zonalwindanomalie der AM-Phasen versetzt, während das Windminimum bei 35°N durch die quasi-stationäre Welle einen pol- und äquatorwärtigen Antrieb erfährt. Insgesamt wird allein bei der Kopplung von Orographie und Land-Meer-Verteilung die zonal symmetrische Bilanz des zonalen Impulses während den AM-Phasen deutlich durch die linearen quasi-stationären Anteile des meridionalen Wellenvorticityflusses beeinflusst.

Der restliche Wellenfluss (weiß gestrichelt in Abb. 3.11) trägt nur in geringem Maß zu der zonalen Impulsbilanz bei und weist in mittleren Breiten der Experimente QCM, WO und FULL einen gegenläufigen Beitrag zur Windanomalie auf. In hohen Breiten zeigen alle Experimente schwache positive Werte durch die restlichen Wellenflüsse.

Die Analysen von Beobachtungsdaten weisen für den südhemisphärischen AM den dominanten zonal symmetrischen Antrieb aus dem transienten Wellenvorticityfluss und für die Nordhemisphäre aus dem linearen quasi-stationären Anteil durch die Kopplung von klimatologischer und quasi-stationärer Welle nach (Limpasuvan und Hartmann, 2000; DeWeaver und Nigam, 2000a). Die Experimente AQUA und QCM verhalten sich somit entsprechend zum SAM, während das Experiment FULL den NAM-Antrieb simuliert.

3.4 Der Rückkopplungsprozess der quasi-stationären Welle

Im vorhergehenden Abschnitt wurde gezeigt, dass allein im Experiment FULL die AM-Kompositdifferenz des meridionalen Wellenvorticityflusses durch die Wechselwirkung von der klimatologischen stationären Welle und der quasi-stationären Welle der AM-Phase bestimmt ist. Nun ist aber die quasi-stationäre Welle nicht gegeben, sondern entsteht aus der Kopplung mit dem zonal gemittelten Zonalwind. Hieraus kann sich eine positive Rückkopplung zwischen der quasi-stationären Welle und der zonal symmetrischen Komponente der AM-Phasen ergeben. Dieser Prozess wird in diesem Abschnitt für die verschiedenen Zirkulationsexperimente untersucht. Um den Antrieb der quasi-stationären Welle in den AM-Phasen zu analysieren, wird das lineare Modell für die AM-Phasen angepasst. Danach wird die Rückwirkung der linear berechneten quasi-stationären Welle auf die zonal gemittelte Zonalwindschwankung bestimmt.

3.4.1 Das lineare Modell für die AM-Kompositdifferenz

Bei der Anwendung des linearen Modell aus Kapitel 2.3 auf die quasi-stationäre Welle der AM-Kompositdifferenz wird das zeitliche Mittel durch ein Ensemble-Mittel der Kompositphasen $\overline{()}^{AM\pm}$ ersetzt. Dabei wird angenommen, dass die Tendenzen des atmosphärischen Zustands im Ensemble-Mittel verschwinden. Gleichung 2.18 ergibt für die Ensemble-Mittel folgende Form:

$$\overline{\mathbf{y}^{*}}^{AM\pm} = -\mathbf{L}_{AM\pm}^{-1} \left\{ \mathbf{SE}(\overline{\mathbf{y}^{*}}^{AM\pm})^{*} + \overline{\mathbf{TE}(\mathbf{y}^{*})}^{AM\pm*} + F_{oro}^{*} + \overline{F_{Q}(\mathbf{y})}^{AM\pm*} \right\}.$$
(3.7)

...

Nun wird die Differenz zwischen den Gleichungen der positiven und negativen Kompositphase berechnet und die Abkürzung $\overline{()}^{AM}$ für die Kompositdifferenz genutzt:

$$\overline{\mathbf{y}^{*}}^{AM} = -L_{AM+}^{-1} SE(\overline{\mathbf{y}^{*}}^{AM+})^{*} + L_{AM-}^{-1} SE(\overline{\mathbf{y}^{*}}^{AM-})^{*} -L_{AM+}^{-1} \overline{TE(\mathbf{y}^{*})}^{AM+*} + L_{AM-}^{-1} \overline{TE(\mathbf{y}^{*})}^{AM-*} - \left(L_{AM+}^{-1} - L_{AM-}^{-1}\right) F_{oro}^{*} - L_{AM+}^{-1} \overline{F_{Q}(\mathbf{y})}^{AM+*} + L_{AM-}^{-1} \overline{F_{Q}(\mathbf{y})}^{AM-*}.$$
(3.8)

Die formalen Anregungsterme im Ensemble-Mittel werden in ihr klimatologisches Mittel über die gesamte Zeitreihe und die Abweichung dazu aus den Kompositphasen aufgeteilt:

$$\overline{F}^{\mathrm{AM}\pm*} = \overline{F}^{c*} + \overline{F}^{a\pm*}.$$
(3.9)

Hiermit ergibt sich nach einigen Umstellungen von Gleichung 3.8 die formale Lösungsgleichung für die quasi-stationäre Welle der AM-Kompositdifferenz:

$$\overline{\mathbf{y}^*}^{AM} = ZE + AL + NL \tag{3.10}$$

$$ZE = \left(-L_{AM+}^{-1} + L_{AM-}^{-1}\right) \left(F_{oro}^* + \overline{F_Q}^{c*} + \overline{TE(\mathbf{y}^*)}^{c*} + SE(\overline{\mathbf{y}^*}^{c})^*\right) \quad (3.11)$$

$$AL = -L_{AM+}^{-1} \overline{F_Q(\mathbf{y})}^{a+*} + L_{AM-}^{-1} \overline{F_Q(\mathbf{y})}^{a-*}$$
$$-L_{AM+}^{-1} \overline{TE(\mathbf{y}^*)}^{a+*} + L_{AM-}^{-1} \overline{TE(\mathbf{y}^*)}^{a-*}$$
(3.12)

$$NL = -L_{AM+}^{-1} SE(\overline{\mathbf{y}^{*}}^{a+})^{*} + L_{AM-}^{-1} SE(\overline{\mathbf{y}^{*}}^{a-})^{*}.$$
(3.13)

Der ZE-Term aus Gleichung 3.11 ergibt sich aus der klimatologischen Wellenanregung und den Unterschieden in der Ausbreitung zwischen der positiven und negativen AM-Phase. Somit enthält der ZE-Term die Kopplung zwischen der klimatologischen stationären Welle und der anomalen zonal gemittelten Komponente der AM-Phase, wie z.B. der Term $\overline{v^{*c}[\xi']}^{AM}$ in der Wellengleichung des zonalen Impulses. Dabei gehen die klimatologischen Anregungsquellen Orographie, diabatische Wärmequelle, transiente Wellenanregung und stationäre Nichtlinearität ein. Für Letztere wird hierbei die zu dem linearen Modell konsistente Form (Gl. 2.15) genutzt. So wird die klimatologische stationäre Welle in guter Näherung berücksichtigt, die im Rahmen eines linearen Modells der quasi-stationären Welle als bekannt vorausgesetzt wird. Auf diese Weise lässt sich trotz des zonal symmetrischen Hintergrundzustands die Kopplung zwischen der klimatologischen stationären Welle und dem anomalen Hintergrund der AM-Phase analysieren. Diese Kopplung, die hier als ZE-Term beschrieben wird, entspricht der *Zonal-Eddy-Coupling* in den linearen Analysen der Beobachtungsdaten von DeWeaver und Nigam (2000b).

Der AL-Term in Gleichung 3.12 wird aus den Unterschieden der Wellenanregung zwischen der positiven und negativen AM-Phase bei Ausbreitung in dem zugehörigen zonal symmetrischen Hintergrund bestimmt. Hier gehen nur die Beiträge der diabatischen Wärmequelle und der transienten Wellenanregung ein.

Schließlich resultiert der NL-Term (Gl. 3.13) aus der nichtlinearen Kopplung der quasi-stationären Welle in den AM-Phasen mit sich selbst.

3.4.2 Antrieb der quasi-stationären Welle

Nun wird das lineare Modell aus Gleichung 3.10 auf die quasi-stationäre Welle der AM-Phasen angewandt, wobei das Geopotential auf 300 hPa betrachtet wird. Zunächst werden die linearen Beiträge zur quasi-stationären Welle im Experiment FULL analysiert. Danach wird untersucht, inwieweit sich die Zirkulationsexperimente mit alleiniger Anregung aus der Orographie oder der Land-Meer-Verteilung von dem Experiment FULL unterscheiden.

Abbildung 3.12a zeigt die quasi-stationäre Welle des Geopotentials auf 300 hPa in der AM-Kompositdifferenz des Experiments FULL. Diese weist in hohen Breiten eine starke Welle mit der zonalen Wellenzahl 1 und Extrema über Nordeuropa und der Labradorsee auf. Außerdem bestehen in mittleren Breiten über dem pazifischen und atlantischen Ozean Dipole mit negativen meridionalen Gradienten.

Die Beiträge der linearen Terme ZE und AL (Gl. 3.11, 3.12) sind in Abbildung 3.12b,c dargestellt. Der ZE-Term (Abb. 3.12b) zeigt über dem Nordatlantik und dem eurasischen Kontinent eine gute Übereinstimmung mit der quasi-stationären Welle der AM-Phasen (Abb. 3.12a), wohingegen das Minimum im nördlichen Pazifik durch den ZE-Term nicht beschrieben wird. Die Amplituden erreichen im ZE-Term für das Maximum im Atlantik und über Eurasien mit Werten von 60 m bzw. 90 m etwa knapp die Hälfte gegenüber der quasi-stationären Welle. Außerdem wird in hohen Breiten die Amplitude der Welle über Kanada etwa um Faktor 2 überschätzt. Die Antwort auf die anomale lineare Anregung AL (Abb. 3.12c) ist etwa um einen Faktor 2 schwächer als der ZE-Term und kompensiert die zonale Welle 1 des ZE-Terms in hohen Breiten geringfügig.

Die vergleichbaren Strukturen von ZE-Term und quasi-stationärer Welle im Experiment FULL weisen darauf hin, dass die Unterschiede der positiven und negativen AM-Phase aus dem klimatologischen Wellenantrieb bei Ausbreitung im zonal symmetrischen Zonalwind der jeweiligen AM-Phase resultiert. Hierin stimmt das Experiment FULL mit den linearen Analysen der Beobachtungsdaten für die NAO von DeWeaver und Nigam (2000b) überein. Deren Antwort auf die *Zonal-Eddy-Coupling* weist eine ähnliche Lage und auch eine relativ schwache Amplitude wie der ZE-Term des Experiments FULL auf. Die Unterschiede zwischen den Analysen der Beobachtungsdaten und dem Experiment FULL resultieren zum einen aus den leicht unterschiedlichen Heizraten, die sich auch in den Variabilitätsmustern bemerkbar machten (Abb. 3.2). Zum anderen betont das NAO-Muster bei DeWeaver und Nigam (2000b) die atlantische Region, so dass die Variabilität im Pazifik, die sich in der Analyse des FULL-Experiments als problematisch erweist, in den Hintergrund gestellt wird.

3.4. Der Rückkopplungsprozess der quasi-stationären Welle

Der dritte Beitrag zur quasi-stationären Welle der AM-Phase ist die anomale stationäre Nichtlinearität NL. In dem NL-Term (Gl. 3.13) wird der SE-Term für die quasistationäre Welle der AM-Phase aus den dominanten Termen der quasi-geostrophischen Näherung, nämlich der horizontalen Advektion in den Gleichungen des horizontalen Impulses und der Temperatur, bestimmt. Der so berechnete NL-Term liefert vernachlässigbare Beiträge (Abb. 3.13a). Die Differenz, die sich zwischen der Summe der Terme ZE, AL sowie NL und der quasi-stationären Welle der AM-Phase ergibt, wird in dem Abschnitt 3.5 diskutiert.

Zum Verständnis des ZE-Terms wird geprüft, welchen Einfluss der bodennahe



Abbildung 3.12: AM-Kompositdifferenz der quasi-stationären Welle des Geopotentials auf 300 hPa für das Experiment FULL in (a) aus dem nichtlinearen Modell KMCM, in (b) der ZE-Term (Gl. 3.11) und in (c) der AL-Term (Gl. 3.12). Das Konturintervall beträgt 30 m. Die Nullkontur wurde ausgelassen und negative Werte sind schattiert.

Wind auf diesen Beitrag besitzt, weil Held und Ting (1990) in einem linearen Modell gezeigt haben, dass die lineare Antwort auf Orographie und Wärmequellen sensitiv von dem bodennahen Zonalwind abhängt. Zur Prüfung dieses Mechanismus wird der ZE-Term aus Gleichung 3.11 modifiziert berechnet, wobei die Hintergrundzustände aus den AM-Kompositphasen für die Schichten unterhalb von 700 hPa auf den klimatologischen Wert des Hintergrundes gesetzt werden. Damit wird derjenige Effekt deaktiviert, der aus einer Änderung des bodennahen Zonalwinds zwischen der positiven und negativen AM-Phase resultiert. Der resultierende ZE-Term ist in Abbildung 3.13b dargestellt und stimmt sehr gut mit dem ZE-Term bei dem vollen Hintergrund (Abb. 3.12b) überein. Die Beiträge im ZE-Term entstehen also durch die geänderte Ausbreitung in der freien Atmosphäre, während der Effekt der bodennahen Winde vernachlässigbar ist.

Nachdem gezeigt wurde, dass das Experiment FULL ein realistisches Verhalten für den Antrieb der quasi-stationären Welle der AM-Phase besitzt, stellen sich die Fragen, ob hierbei einem bestimmten Anregungsmechanismus stationärer Wellen eine herausragende Rolle zukommt und ob sich ein entsprechender Antrieb auch in den anderen Zirkulationsexperimenten einstellt. Zunächst werden die Bedeutung der einzelnen Wellenanregungen im Experiment FULL untersucht. Dazu wird die rechte Klammer aus Gleichung 3.11 aufgelöst und es werden die einzelnen Summanden mit den klimatologischen Quellen aus diabatischer Wärmequelle, Orographie, transienten Flüssen und stationärer Nichtlinearität betrachtet. Die linearen Antworten auf diese Anteile zeigt Abbildung 3.14. In hohen Breiten wird der ZE-Term im Experiment FULL durch die diabatische Wärmequelle bestimmt (Abb. 3.14a), die in den Extrema über Nordeuropa und der Labradorsee Werte von 120 m erreicht. Die lineare Antwort der Orographie (Abb. 3.14b) spiegelt in der räumlichen Struktur die quasi-stationäre Welle allerdings mit schwächerer Amplitude zwischen 30 m und 60 m wider. Der Beitrag aus der klimatologischen stationären Nichtlinearität (Abb. 3.14c) unterstützt die quasistationäre Welle über dem Nordatlantik mit Amplituden bis zu 180 m. Die Extrema über Nordeuropa und der Labradorsee, die durch die Wärmequellen und die Nicht-



Abbildung 3.13: wie Abbildung 3.12, aber in (a) für die anomale stationäre Nichtlinearität NL (Gl. 3.13) mit dem SE-Term direkt für die horizontalen Advektionsterme (s. Text) berechnet und in (b) ZE-Term ohne den Effekt des bodennahen Windes (s. Text).

linearität verstärkt werden, erfahren durch die transienten Wellen (Abb. 3.14d) eine Abschwächung, wobei die Amplitude im Nordmeer Werte bis -180 m erreicht. Da der Großteil der transienten Wellen, nämlich die synoptischen, den meridionalen Temperaturgradienten abbauen, wirken sie den Wärmequellen entgegen.

Ebenso wie bei dem ZE-Term kann auch der AL-Term des Experiments FULL (Abb. 3.12c) nach der Gleichung 3.12 auf die Einflüsse der einzelnen anomalen Anregungsquellen analysiert werden. Hierbei ergibt sich, dass nahezu der gesamte Term aus der anomalen transienten Wellenanregung TE stammt. Die anomale diabatische Wärmequelle der AM-Phasen ist etwa um einen Faktor fünf kleiner als der TE-Anteil und ist damit vernachlässigbar.

Insgesamt ergibt sich für die quasi-stationäre Welle der AM-Phasen im Experiment FULL, dass Orographie und diabatische Wärmequelle die Welle antreiben, während die transiente Wellenanregung sich dazu gegenphasig verhält.

Nun wird untersucht, inwieweit nur die Orographie oder nur die Land-Meer-Verteilung durch die unterschiedliche Ausbreitung in dem zonal gemittelten Zonalwind der AM-Phasen die zugehörige quasi-stationäre Welle forciert. Dazu werden die quasistationären Wellen der Experimente QCM und WO in dem linearen Modell der AM-Kompositdifferenz (Gl. 3.10) betrachtet.

In Abbildung 3.15a,b sind die Wellenkomponenten des Geopotentials in der AM-Kompositdifferenz der Experimente QCM und WO auf 300 hPa dargestellt. Die quasistationäre Welle im Experiment QCM (Abb. 3.15a) ist in der räumlichen Struktur mit der quasi-stationären Welle aus dem FULL-Experiment (Abb. 3.12a) vergleichbar, wo-



Abbildung 3.14: ZE-Term für Geopotential auf 300 hPa im Experiment FULL, zerlegt in die klimatologischen Anregungsterme diabatische Wärmequelle Q (a), Orographie Φ_{a} (b), die stationäre Nichtlinearität SE (c) und die transiente Wellenanregung TE (d). Konturen wie in Abbildung 3.12.

bei die Amplituden hier mit Werten um 40 m etwa um einen Faktor drei kleiner sind. Dagegen treten in der quasi-stationären Welle des Experiments WO extrem hohe Amplituden von über 200 m mit einem Wellenzug vom Atlantik bis Sibirien auf.

Für das Experiment QCM besitzt der ZE-Term (Abb. 3.15c) in hohen Breiten eine deutliche zonale Welle 1, die in der Lage mit der quasi-stationären Welle gut übereinstimmt (Abb. 3.15a). Der ZE-Term wird hier durch den klimatologischen Anteil der diabatische Wärmequelle in dem zonal symmetrischen Hintergrund der AM-Phasen erzeugt (Abb. 3.16a). Dem wirken wiederum die transienten Wellen entgegen (Abb. 3.16b). Die Kompensation durch die transienten Wellen schwächt den Anteil aus der Wärmequelle etwa um die Hälfte. Die stationäre Nichtlinearität spielt im ZE-Term des Experiments QCM keine Rolle. Der AL-Term des Experiments QCM (Abb. 3.15e) erreicht nur geringe Werte und wirkt hauptsächlich der Erhaltung der quasi-stationären Welle nördlich von 60°N entgegen.

Im Experiment WO liefern sowohl der ZE-Term (Abb. 3.15d) als auch der AL-Term (Abb. 3.15f) nur geringe Amplituden bis 70 m und ergeben keine räumliche Übereinstimmung mit der quasi-stationären Welle (Abb. 3.15b). Die lineare Kopplung von klimatologischer stationärer Welle mit dem zonal symmetrischen Zustand der AM-Phasen spielt also im Experiment WO keine Rolle. Aus dem Vergleich der



Abbildung 3.15: wie Abbildung 3.12, aber für die Experimente QCM (a,c,e) und WO (b,d,f). Das Konturintervall beträgt in (a,c,e) 30 und in (b,d,f) 50 m.



Abbildung 3.16: ZE-Term der quasi-stationären Welle für das Experiment QCM, zerlegt in die klimatologischen Anregungsterme diabatische Wärmequelle Q (a) und die transienten Wellenanregung TE (b). Konturen wie in Abbildung 3.12.

Experimente QCM und WO ergibt sich, dass die Berücksichtigung der Land-Meer-Verteilung in dem Modell entscheidend für den Antrieb der quasi-stationären Welle durch die geänderte Ausbreitung in den AM-Phasen ist. Die Bedeutung der Land-Meer-Verteilung könnte darin liegen, dass die Anregung stationärer Wellen in höheren Breiten als bei der Orographie stattfindet, so dass die angeregte Welle sich besser meridional ausbreiten kann und nicht in dem Strahlstrom meridional gefangen ist (Hoskins und Karoly, 1981).

3.4.3 Rückwirkung auf den zonal gemittelten Zonalwind

Um eine positive Rückkopplung zwischen der zonal symmetrischen Komponente und der quasi-stationären Welle der AM-Phasen zu erhalten muss die quasi-stationäre Welle, wie sie aus dem ZE-Term entsteht, über den meridionalen Wellenvorticityfluss auf die Schwankung des zonal gemittelten Zonalwinds rückwirken. Dieser Wellenfluss wird daher für die Experimente mit Anregung stationärer Wellen betrachtet. Außerdem wird untersucht, welche Rolle die einzelnen Anregungen stationärer Wellen für den Wellenfluss der AM-Phasen spielen.

Wie in Abbildung 3.11 gezeigt wurde, stammt der dominante Beitrag zu dem meridionalen Wellenvorticityfluss im Experiment FULL aus dem linearen quasi-stationären Anteil, der aus dem zweiten und dritten Term in der ersten Zeile von Gleichung 3.6 besteht. Darin wird nun für die quasi-stationären Wellenkomponenten lediglich der Beitrag aus dem ZE-Term gemäß Gleichung 3.11 berücksichtigt und mit einem hochgestellten ZE gekennzeichnet. Für die klimatologische stationäre Welle geht das zeitliche Mittel aus der KMCM-Integration ein, so dass sich folgender Wellenfluss G_{ZE} durch den ZE-Term ergibt:

$$G_{\rm ZE} = [\overline{\nu^*}^c \overline{\xi'^*}^{\rm ZE}] + [\overline{\nu'^*}^{\rm ZE} \overline{\xi^*}^c]. \tag{3.14}$$

Der Wellenfluss G_{ZE} bei 300 hPa ist in Abbildung 3.17 für die Experimente QCM, WO und FULL schwarz eingezeichnet. Zusätzlich ist in weißen Konturlinien der zonal gemittelte Zonalwind der AM-Kompositdifferenz dargestellt. Nur im Experiment

FULL (durchgezogen in Abb. 3.17) zeigt der Wellenfluss eine gute Übereinstimmung mit der Zonalwindschwankung um 55°N. Damit ergibt sich für das Experiment FULL in einem Breitenband von 50°N bis 70°N eine positive Rückkopplung zwischen dem zonal gemittelten Zonalwind und der quasi-stationären Welle der AM-Phase. In dem Experiment WO wird durch den ZE-Term nur ein schwach positiver Wellenfluss induziert (gestrichelt in Abb. 3.17), der mit Maxima bei 30°N und 45°N nicht mit der Schwankung des Zonalwinds übereinstimmt und daher keine positive Rückkopplung darstellt. Im Experiment QCM (gepunktet in Abb. 3.17) liefert der Wellenfluss durch den ZE-Term ein Minimum bei 50°N und ein schwaches Maximum von 0,5 ms⁻¹d⁻¹ bei 60°N. Zusammen mit dem ZE-Term im Experiment QCM deutet sich hierin eine schwache Rückkopplung an.

Wie der meridionale Wellenvorticityfluss in der AM-Kompositdifferenz gezeigt hat (Abb. 3.11), liefern allein im Experiment FULL die stationären Wellen einen wesentlichen Beitrag zum Wellenfluss. Zusammen mit der Kreuzkovarianzanalyse für den Antrieb der quasi-stationären Welle (Abb. 3.8d) bedeutet dies, dass allein bei der Kombination von Orographie und Land-Meer-Verteilung eine positive Rückkopplung zwischen der zonal symmetrischen Komponente und der quasi-stationären Welle der AM-Phasen zustande kommt. Der Mechanismus lässt sich wie folgt zusammenfassen. Die Ausbreitung im geänderten zonal gemittelten Zonalwind der AM-Phase bei der klimatologischen Wellenanregung verstärkt die zugehörige quasi-stationäre Welle. Diese erzeugt über die Kopplung mit der klimatologischen stationären Welle einen meridio-



Abbildung 3.17: Der Wellenfluss G_{ZE} aus Gleichung 3.14 in ms⁻¹d⁻¹ (schwarz) und die AM-Kompositdifferenz des willkürlich normierten, zonal gemittelten Zonalwinds (weiß) auf 300 hPa für die Experimente QCM (gepunktet), WO (gestrichelt) und FULL (durchgezogen).



Abbildung 3.18: Der Wellenfluss G_{ZE} in $ms^{-1}d^{-1}$ auf 300 hPa aufgeteilt gemäß Gleichung 3.15 für das Experiment FULL. Der totale Beitrag ist schwarz durchgezogen, der Anteil aus der Orographie schwarz gestrichelt, aus der Wärmequelle schwarz gepunktet und aus den transienten Wellen weiß gestrichelt. Zum Vergleich ist die willkürlich normierte AM-Kompositdifferenz des zonal gemittelten Zonalwinds weiß durchgezogen eingetragen.

nalen Wellenvorticityfluss, der auf die zonal symmetrische Windanomalie rückwirkt.

Nun wird untersucht, welche Rolle die einzelnen Anregungen stationärer Wellen und die zonal gemittelte Klimatologie für die Rückkopplung spielen. Um dies zu klären werden im Experiment FULL die stationären Wellen in die einzelnen Beiträge aus den unterschiedlichen Anregungsquellen gemäß Gleichung 2.18 aufgeteilt, so dass sich beispielsweise der erste Term aus Gleichung 3.14 aufspalten lässt in:

$$\begin{bmatrix} \overline{v^{*c}}\overline{\xi^{\prime*}}^{ZE} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \left(\overline{v^{*oro}}^{c} + \overline{v^{*or}}^{c} + \overline{v^{*}_{TE}}^{c} + \overline{v^{*}_{SE}}^{c} \right) \overline{\left(\xi^{*}_{oro} + \xi^{*}_{Q} + \xi^{*}_{TE} + \xi^{*}_{SE}\right)}^{ZE} \end{bmatrix}$$
$$= \begin{bmatrix} \overline{v^{*oro}}^{c}\overline{\xi^{*oro}}^{ZE} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \overline{v^{*c}}\overline{\xi^{*}_{Q}}^{ZE} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \overline{v^{*c}}\overline{\xi^{*}_{TE}}^{ZE} \end{bmatrix} + Rest.$$
(3.15)

In der letzten Zeile stehen die Beiträge zu dem Wellenfluss allein aus der Kopplung der orographisch, der thermisch oder der durch transiente Wellen angeregten stationären Wellen. Die weiteren Terme wurden in dem *Rest* zusammengefasst.

Der Wellenfluss G_{ZE} auf 300 hPa ist gemäß der Aufspaltung aus Gleichung 3.15 in Abbildung 3.18 für das Experiment FULL dargestellt. Dabei tragen die Orographie (schwarz gestrichelt), die diabatische Wärmequelle (schwarz gepunktet) und die transienten Wellen (weiß gestrichelt) etwa zu gleichen Teilen mit Werten von 1 ms⁻¹d⁻¹ zu dem Maximum bei 55°N bei, wobei die Orographie sogar die höchsten Werte mit 1,3 ms⁻¹d⁻¹ liefert. Der Beitrag der Wärmequelle ähnelt dem Wellenfluss aus dem

ZE-Term für das Experiment QCM (Abb. 3.17), wo die Amplitude jedoch nur halb so groß ist. Wie schon bei dem ZE-Term der quasi-stationären Welle (Abb. 3.14a, 3.16a) ändert sich die Antwort der Wärmequelle durch die Orographie nur quantitativ aber nicht qualitativ. Ebenso wird die mittlere Heizrate im Bereich des Nord-Atlantiks durch die Orographie erhöht (Abb. 2.3). Obwohl das Experiment QCM in der linearen Analyse das qualitative Verhalten einer positiven Rückkopplung erzeugt, ist die Anregung stationärer Wellen doch zu schwach um neben den synoptischen Wellen den AM zu beeinflussen.

Der entscheidende Unterschied zeigt sich in der Wirkung der Orographie. Während im Experiment WO keine positive Rückkopplung aus den stationären Wellen vorliegt, liefert der orographische Anteil im Experiment FULL den größten Beitrag zum Wellenfluss G_{ZE} (Abb. 3.18). Da die Orographie stets gleich ist, muss für den Unterschied der Experimente die Ausbreitung in dem zonal gemittelten Zonalwind entscheidend sein. Erst durch die Kopplung von der Orographie mit der Land-Meer-Verteilung ergibt sich somit ein zonal gemittelter Zonalwind, der für die orographische Anregung eine positive Rückkopplung zwischen der zonal symmetrischen Komponente und der quasi-stationären Welle der AM-Phase ermöglicht.

3.5 Diskussion

Die troposphärischen Annularen Moden (AM) hängen in ihrer Stärke und in ihrer räumlichen Struktur von der Anregung stationärer Wellen ab. Für jedes Zirkulationsexperiment wird durch die interne Dynamik ein AM als führendes Variabilitätsmuster des Geopotentials auf 1000 hPa induziert. Diese Gemeinsamkeit der Experimente hängt mit den synoptischen Wellen zusammen. So wurde gezeigt, dass in jedem Experiment die notwendige Bedingung einer positiven Rückkopplung zwischen den synoptischen Wellen und dem zonal gemittelten Zonalwind der AM-Phasen erfüllt ist. Für die Experimente ohne längenabhängige Orographie dominiert der synoptische Anteil des meridionalen Wellenvorticityflusses die zonal gemittelte Bilanz des Zonalwinds in den AM-Phasen. Darin sind diese Experimente vergleichbar mit der beobachteten Südhemisphäre (Limpasuvan und Hartmann, 2000). Dieser synoptische Anteil schwächt sich allerdings in den Zirkulationsexperimenten mit stationären Wellen durch die Orographie auf 60% gegenüber dem Wert im Experiment ohne stationäre Wellen ab. Dies könnte aus einer Kompensation von transienten und stationären Wellenflüssen zu einer Erhaltung der totalen Flussbilanz resultieren, wie sie für die klimatologischen Wellenflüssen im Experiment WO beobachtet wurde (Abb. 2.8).

Aus der längenabhängigen Orographie resultiert ein weiterer dämpfender Faktor für die zonal symmetrische Komponente des AM. Der Gebirgsterm der vertikal gemittelten Drehimpulsbilanz wirkt nämlich einer barotropen Windänderung entgegen (Abb. 3.8c,d) und kann nun durch eine positive Rückkopplung zwischen der zonal symmetrischen Komponente und der quasi-stationären Welle der AM-Phasen kompensiert werden. Bei alleiniger Anregung durch Orographie wird ein solcher Prozess

3.5. Diskussion

jedoch durch die lineare Wellenausbreitung in dem klimatologischen zonal gemittelten Zonalwind nicht ermöglicht. Die erniedrigten synoptischen Wellenflüsse sowie der Gebirgsterm erzeugen somit im Experiment WO nur einen schwachen AM.

Ein realistisches Variabilitätsmuster für die Nordhemisphäre stellt sich erst bei der Kopplung von der Orographie und der Land-Meer-Verteilung ein. Allein für dieses Experiment findet eine positive Rückkopplung zwischen der quasi-stationären Welle und dem zonal gemittelten Zonalwind der jeweiligen AM-Phase statt, die dem dämpfenden Einfluss des Gebirgsterms entgegen wirkt. Die Kopplung der Orographie mit der Land-Meer-Verteilung beeinflusst diesen Prozess zum einen durch eine erhöhte Heizrate im Nordatlantik (Abb. 2.3). Zum anderen ermöglicht erst der im klimatologischen Mittel geänderte zonal gemittelte Zonalwind die positive Rückkopplung für die orographische Anregung. Der Mechanismus der Rückkopplung ist dabei vergleichbar mit dem Prozess, der von DeWeaver und Nigam (2000b) für den beobachteten NAM analysiert wurde.

Lorenz und Hartmann (2003) weisen in ihrer Analyse des beobachteten NAM darauf hin, dass die Rückwirkung der stationären Wellenflüsse auf den zonal gemittelten Zonalwind diesen Wind nicht genau verstärkt, sondern eine polwärts gerichtete Verschiebung verursacht. Dabei werden die Wellenflüsse betrachtet, die sich mit einem Zeitversatz von 8 bis 30 Tagen zur Zonalwindschwankung einstellen. Eine ähnliche Verschiebung deutet sich auch für die linearen quasi-stationären Anteile des Wellenflusses in der AM-Kompositdifferenz des Experiments FULL an (Abb. 3.11d). Bei der Rückkopplung der quasi-stationären Welle mit dem Zonalwind zeigt sich dagegen keine Verschiebung in dem resultierenden meridionalen Wellenvorticityfluss (Abb. 3.17). Vermutlich ist die Verschiebung mit einem anderen Prozess verbunden, beispielsweise über die Kopplung mit einem höheren EOF-Muster. So demonstrieren James et al. (1994) mit einem vereinfachten Zirkulationsmodell zu Aquaplanet-Bedingungen, dass die ersten beiden Schwankungsmuster des zonal gemittelten Zonalwinds eine polwärtige Verschiebung der Windschwankung beschreiben, die dort durch die synoptischen Wellen getrieben wird.

Die polwärtige Verschiebung der zonal gemittelten Zonalwindschwankung könnte auch im Zusammenhang mit dem Residuum stehen, das sich in der linearen Analyse der quasi-stationären Welle der AM-Phase ergibt. Dort besteht eine deutliche Differenz zwischen der Summe der Terme ZE, AL sowie NL und der quasi-stationären Welle der AM-Phase, während das lineare Modell im klimatologischen Mittel nur einen geringen Fehler aufweist, insbesondere wenn man die stationäre Nichtlinearität aus der horizontalen Advektion von Impuls und Temperatur berücksichtigt. Ebenso zeigen die Analysen der Beobachtungsdaten von DeWeaver und Nigam (2000b) ähnlich große Abweichungen zwischen der quasi-stationären Welle der NAO und ihrer linearen Rekonstruktion. Somit scheint der Fehler nicht in den Vereinfachungen zu liegen, die für die Linearisierung vorgenommen wurden, sondern in der Annahme, dass die Tendenz des atmosphärischen Zustandsvektors in der AM-Phase verschwindet. Für eine weiter führende Analyse müsste demnach eine systematische Drift des zonal gemittelten

Hintergrundzustands in dem linearen Modell eingearbeitet werden.

Für das Zirkulationsexperiment mit Orographie und Land-Meer-Verteilung stellen außerdem die synoptischen Wellen einen wichtigen Antrieb des AM dar. Dieser besteht in einer positiven Rückkopplung mit dem zonal gemittelten Zonalwind. Dabei bewirkt die Änderung des Zonalwinds eine geänderte Ausbreitung für die klimatologischen Anregungen stationärer Wellen. Über diesen indirekten Effekt verstärken die synoptischen Wellen die quasi-stationäre Welle der AM-Phase. Dies ist konsistent mit den Arbeiten von Feldstein (2003) und Lorenz und Hartmann (2003), welche die Bedeutung der transienten Wellen für das Anwachsen und die Erhaltung der beobachteten NAO bzw. des zonalen Index auf der Nordhemisphäre hervorheben. Jedoch bauen die transienten Wellen in ihrer direkten Wirkung die quasi-stationäre Welle der AM-Phase ab, wie in der linearen Analyse von Abschnitt 3.4.2 gezeigt wurde. Eine offene Frage ist dabei, wie die quasi-stationären Welle der AM-Phase die synoptischen Wellen

Die Experimente dieser Arbeit ähneln mit ihrer unterschiedlichen Anregung stationärer Wellen dem Vorschlag von Wallace (2000), mit dem entschieden werden soll, ob die Beobachtungen einen NAM oder eine NAO zeigen. Der NAM betont mit der zonal symmetrischen Komponente die Verwandschaft zum SAM. Die Anregung stationärer Wellen beschränkt lediglich die synoptische Wellenaktivität und den damit verbundenen Rückkopplungsprozess auf bestimmte Regionen, nämlich auf die Sturmbahnen. Dagegen ist für die NAO gerade die stationäre Welle selbst entscheidend, woraus sich der qualitative Unterschied zur beobachteten Südhemisphäre ergibt. Die Zirkulationsexperimente haben gezeigt, dass der AM nicht nur eine Längenabhängigkeit durch die Anregung stationärer Wellen erhält, sondern dass auch die zonal symmetrische Komponente des Variabilitätsmusters in ihrer Stärke von der stationären Welle abhängt. So schwächt die orographische Anregung bei alleiniger Wirkung das Muster ab. In der Kombination mit der Land-Meer-Verteilung wird jedoch die zonal symmetrische Komponente verstärkt und außerdem tritt eine starke quasi-stationäre Welle in den AM-Phasen auf. Der Grund für dieses Verhalten liegt in der Rückkopplung zwischen der zonal symmetrischen Komponente und der quasi-stationären Welle der AM-Phase. Neben dem Mechanismus der synoptischen Wellen, der in jedem Zirkulationsexperiment wirksam ist und den AM bestimmt, spielen also die stationären Wellen bei der realistischen Simulation des beobachteten NAM eine wichtige Rolle. Diese Ergebnisse unterstützen nach Wallace (2000) das Paradigma einer NAO.

Die Bedeutung der Orographie für den AM zeigt sich auch in den Experimenten von Taguchi und Yoden (2002). Dort wird der AM für unterschiedliche Höhen einer idealisierten Orographie in einem vereinfachten Zirkulationsmodell bestimmt. Die Orographie besteht dabei aus einer zonalen Welle 1 mit einer Amplitude h_0 . Für geringe Höhen der Orographie ($h_0 < 600$ m) wird der AM gegenüber einer Aquaplanet-Simulation abgeschwächt. Erst bei stärkerer Anregung stationärer Wellen mit $h_0 > 600$ m entwickelt sich ein starker AM, der von einer zonalen Welle 1 überlagert ist. Dieses Verhalten kann anhand der Ergebnisse der vorliegenden Arbeit interpretiert werden.
3.5. Diskussion

Erst bei der höheren Orographie wirkt die Rückkopplung der quasi-stationären Welle mit dem AM dem dämpfenden Einfluss des Gebirgsterms entgegen und ermöglicht eine Verstärkung des AM. Somit zeigen die Experimente von Taguchi und Yoden (2002), dass die Rückkopplung der quasi-stationären Welle mit dem AM nicht nur durch die Land-Meer-Verteilung, sondern auch durch eine Erhöhung einer idealisierten Orographie erreicht werden kann.

Durch Schwankungen des troposphärischen Strahlstroms ändern sich die Ausbreitungsbedingungen für planetare Wellen und damit beeinflusst der troposphärische AM auch die Variabilität der Stratosphäre. In der negativen AM-Phase des Experiments FULL ist der geänderte EPF-Fluss der stationären Wellen um 50°N von der Troposphäre in die Stratosphäre gerichtet und besitzt dabei eine polwärtige Komponente (Abb. 3.19b). Diese Änderung des EPF geschieht hauptsächlich durch die Ausbreitung im geänderten zonal gemittelten Wind der AM-Phasen bei der klimatologischen Wellenanregung, wie der EPF für den ZE-Term² zeigt (Abb. 3.19d). Die Divergenz der zugehörigen horizontalen EPF-Komponente beschreibt aber gerade die Rückkopplung zwischen der zonal symmetrischen Komponente und der quasi-stationären Welle der AM-Phase (Abb. 3.17). Somit hängt die polwärtige EPF-Komponente in der negativen AM-Phase mit der Rückkopplung zwischen der quasi-stationären Welle und dem AM zusammen. Eine vergleichbare Signatur finden Limpasuvan und Hartmann (2000) für den beobachteten NAM, die dort ebenfalls mit der linearen Ausbreitung der stationären Welle erklärt wird. Eine derartige polwärtige Ablenkung zeigt sich nicht in den anderen Experimenten. So wird bei allein orographischer Anregung nur ein aufwärts gerichteter Fluss beobachtet (Abb. 3.19a).

Der Einfluss der transienten Wellen in der negativen AM-Phase ist beispielhaft für das Experiment AQUA in Abbildung 3.19c dargestellt. Hier ist die Änderung des EPF von der mittleren Stratosphäre abwärts gerichtet, so dass ein erhöhter EPF in die Stratosphäre für die positive AM-Phase stattfindet. Der EPF ist hierbei mit planetaren Wellen der zonalen Wellenzahlen 1 und 2 verbunden, die aus der nichtlinearen Wechselwirkung der baroklinen Wellen erzeugt werden (Scinocca und Haynes, 1998). Nach Robinson (2000) ist die Zonalwindschwankung der positiven AM-Phase mit einer erhöhten Aktivität barokliner Wellen in hohen Breiten verbunden, womit der erhöhte EPF in die Stratosphäre während dieser Phase erklärt werden kann. Aus dem geänderten EPF der transienten und stationären Wellen folgt eine Kopplung von troposphärischer und stratosphärischer Variabilität, die in dem folgenden Kapitel 4 studiert wird.

Mit dem AM ist stets ein meridionaler Dipol der zonal gemittelten Zonalwindschwankung verbunden (Abb. 3.6). Eine ähnliche Signatur tritt auch im klimatologischen Mittel als Antwort auf eine externe Störung, wie die Einführung der unterschiedlichen Anregungen stationärer Wellen, auf (Abb. 2.5). Aufgrund dieser Ähnlichkeit stellt sich die Frage, ob auch die Mechanismen für den AM mit denen für die klima-

 $^{^{2}}$ Für die Differenz zwischen negativer und positiver AM-Phase wird der ZE-Term aus Gleichung 3.11 mit -1 multipliziert.



Abbildung 3.19: Differenz zwischen der negativen und positiven AM-Kompositphase für den EPF und dessen Divergenz in (a) aus der stationären Welle des Experiments WO, in (b) aus der stationären Welle des Experiments FULL, (c) aus den transienten Wellen des Experiments AQUA und in (d) aus der stationären Welle des ZE-Terms im Experiment FULL. Das Konturintervall beträgt $0,5\cdot10^{15}$ m³. Die Nullkontur wurde ausgelassen und negative Werte sind schattiert. Der Einheitspfeil des EPF rechts unterhalb der Bilder entspricht in horizontaler Richtung $1,0\cdot10^{15}$ m³ und in vertikaler $-2,0\cdot10^{19}$ m³Pa.

3.5. Diskussion

tologische Antwort auf die externe Störung vergleichbar sind. Bei alleiniger Anregung stationärer Wellen durch die Land-Meer-Verteilung im Experiment QCM hängen sowohl der AM als auch die klimatologische Antwort mit einer Verlagerung der transienten Wellenaktivität zusammen, die von den synoptischen Wellen dominiert wird. Der AM bei allein orographischer Anregung stationärer Wellen wird ebenfalls von den synoptischen Wellen bestimmt, während in diesem Experiment die Windänderung im Klimamittel durch eine erhöhte Einmischung von Vorticity aus der stationären Welle induziert wird (Becker und Schmitz, 2001). Letzterer Effekt kommt scheinbar bei Kombination der Orographie mit der Land-Meer-Verteilung zu der Verlagerung der transienten Wellen hinzu. Somit besteht der gemeinsame Mechanismus für die klimatologische Antwort auf die externe Störung und die interne Variabilität der AM in der Kopplung zwischen dem zonal symmetrischen Zonalwind und den synoptischen Wellen. Die Rückkopplung zwischen der quasi-stationären Welle und dem AM, die allein in hohen Breiten des Experiments FULL auftritt, spielt für die Interpretation der klimatologische Antwort anscheinend keine Rolle.

Kapitel 4

Schwankungen des Polarwirbels in Abhängigkeit von den stationären Wellen

Wie im vorherigen Kapitel gezeigt wurde, tritt nur bei der Kombination von Orographie und Land-Meer-Verteilung eine positive Rückkopplung zwischen dem troposphärischen Annularen Mode (AM) und der quasi-stationären Welle der Variabilitätsphasen auf. Während der negativen AM-Phase erzeugt diese Rückkopplung einen erhöhten Eliassen-Palm-Fluss der stationäre Welle in die polare Stratosphäre (Abb. 3.19b), der eine solche *Fokussierung* in hohe Breiten besitzt, wie sie vergleichbar in den Analysen einer beobachteten stratosphärischen Erwärmung auftritt (Andrews et al., 1987, Fig. 6.5). Die sich hieraus ergebende Frage nach der Kopplung von troposphärischer und stratosphärischer Variabilität wird in diesem Kapitel behandelt.

Zunächst wird untersucht, wie die stratosphärische Variabilität von der Anregung stationärer Wellen durch Orographie und Land-Meer-Verteilung abhängt. Dazu werden auf der Basis der empirischen orthogonalen Funktionen die führenden Variabilitätsmuster des Geopotentials auf 10hPa und des stratosphärischen zonal gemittelten Zonalwinds für die Zirkulationsexperimente bestimmt und mit den Mustern der Beobachtungsdaten verglichen. Über die erste Hauptkomponente des stratosphärischen zonal gemittelten Zonalwinds wird ein stratosphärischer zonaler Index (SZI) definiert.

Im Hinblick auf den Einfluss des troposphärischen AM auf den Polarwirbel interessiert insbesondere die Bedeutung der quasi-stationären Welle in der SZI-Phase für den Antrieb der Polarwirbelschwankung. Der Antrieb der zonal gemittelten Windschwankung wird dabei anhand der Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses in den SZI-Phasen analysiert, während die quasi-stationäre Welle in dem linearen Modell untersucht wird.

Die Kopplung zwischen troposphärischer und stratosphärischer Variabilität wird schließlich in einer Modellversion mit einer zeitlich konstanten Troposphäre betrachtet. Die Schwankung des Polarwirbels wird dort in Abhängigkeit von der Phase des troposphärischen AM bestimmt.

4.1 Stratosphärische Variabilitätsmuster

Die stratosphärischen Variabilitätsmuster werden auf der Basis der führenden empirischen orthogonalen Funktionen (EOFs) für das längenabhängige Geopotential auf 10 hPa und für den zonal gemittelten Zonalwind bestimmt.

Die führenden EOFs des Geopotentials auf 10 hPa sind für die Experimente AQUA, QCM, WO und FULL in Abbildung 4.1a-d dargestellt, wobei die Daten mit einem 30-Tage-Tiefpass geglättet und die Muster mit der Standardabweichung der zugehörigen Hauptkomponente gewichtet wurden. Die beschriebenen Varianzen sowie die Fourier-Koeffizienten der ersten drei zonalen Wellenzahlen finden sich in Tabelle 4.1. Die EOFs in den Experimenten AQUA, QCM und WO (Abb. 4.1a,b,c) werden durch Wellenkomponenten dominiert. Auf dem Aquaplaneten erreicht die zonale Welle mit der Wellenzahl 1 eine Amplitude von 76,9 m. Außerdem entspricht die zweite EOF der ersten, wobei die Muster orthogonal zueinander sind und eine fast identische beschriebene Varianz von 20,5% bzw. 20,2% besitzen. Somit ist das führende Muster entartet (North et al., 1982) und die Variabilität wird in diesem Experiment von einer wandernden planetaren Welle mit zonaler Wellenzahl 1 bestimmt. Derartige transiente Wellen können durch nichtlineare Wechselwirkung von baroklinen Wellen in der Troposphäre generiert werden (z.B. Scinocca und Haynes, 1998). Die dritte EOF des Experiments AQUA (Abb. 4.3a) ist somit das erste nicht entartete Muster und zeigt ein vorwiegend zonal symmetrisches Muster. Die Komponente der zonalen Wellenzahl 0 erreicht hier mit 59,1 m ein deutliches Extremum bei 50°N. Bei allein thermischer Anregung stationärer Wellen (Abb. 4.1b) dominiert die zonale Welle 1 mit einer Amplitude von 128,8 m bei 62°N, während die zonal symmetrische Komponente nur einen Wert von 47,9 m bei 66°N erreicht. Dagegen zeigt das Experiment mit allein orographischer Anregung (Abb. 4.1c) vergleichbare Anteile in der zonal symmetrischen Komponente mit 150,2 m bei 66°N und der zonalen Welle 2 mit einer maximalen Amplitude von 133,8 m. Allein im FULL-Experiment (Abb. 4.1d) findet sich ein stark ausgeprägtes annulares Muster mit einem Maximum von 555,0 m bei 88°N in der zonal symmetrischen Komponente. Die beschriebene Varianz weist ebenfalls starke Unterschiede zwischen den Experimenten auf. Ohne Anregung stationärer Wellen beträgt sie 20,5% und nimmt durch den Einfluss von Land-Meer-Verteilung oder Orographie auf Werte von 32,1% und 33,2% zu. Bei Kombination der beiden Quellen ist die beschriebene Varianz am größten mit 47,4%.

Die Standardabweichung des tiefpassgefilterten Geopotentials auf 10 hPa hebt hervor, dass ein AM mit einem polaren Variabilitätszentrum in den Experimenten AQUA, QCM und WO fehlt (Abb. 4.2a-c). Diese Experimente zeigen ein polares Minimum mit maximalen Werten zwischen 50°N und 60°N. Ein stratosphärischer AM mit einer beschriebenen Varianz größer als 5% wurde für diese Experimente auch in den höheren EOFs nicht gefunden. Allein das Experiment FULL (Abb. 4.2d) weist somit einen stratosphärischen AM mit einem Maximum der Standardabweichung über dem Pol auf.

Der Einfluss der Wärmequellen in den Tropen und in den mittleren Breiten auf



74 4. Schwankungen des Polarwirbels in Abhängigkeit von den stationären Wellen

Abbildung 4.1: Führende EOFs des tiefpassgefilterten Geopotentials auf 10 hPa für die Experimente AQUA (a), QCM (b), WO (c), FULL (d) und aus NCEP/NCAR-Reanalysedaten auf Basis von Juli-Monatsmitteln für die Südhemisphäre (e) sowie Januar-Monatsmitteln für die Nordhemisphäre (f). Die Muster sind mit der Standardabweichung der zugehörigen Haupt-komponente gewichtet. Das Konturintervall beträgt 50 m. Negative Werte sind schattiert.

Tabelle 4.1: Für die gewichteten EOFs des Geopotentials auf 10 hPa (Abb. 4.1, 4.3) wird die beschriebene Varianz für die erste EOF und für die zweite EOF in Klammern und die maximale Amplitude der Fourier-Koeffizienten A_m (Bronstein und Semendjajew, 1991, Kap. 4.4) für die zonale Wellenzahl *m* sowie die geographische Lage des Maximums angegeben. In der zweiten Zeile stehen die Werte für die dritte und vierte EOF des Experiments AQUA.

Datenquelle	Varianz EOF ₁ (EOF ₂)	$\frac{1}{2}A_{0}$ (m)	<i>A</i> ₁ (m)	<i>A</i> ₂ (m)
AQUA	20,5% (20,2%)	27,5 (58°N)	76,9 (58°N)	4,0 (54°N)
AQUA, 3.EOF	19,4% (14,5%)	59,1 (49°N)	37,2 (54°N)	7,1 (49°N)
QCM	32,1% (23,2%)	47,9 (66°N)	128,8 (62°N)	49,7 (58°N)
WO	33,2% (24,9%)	150,2 (66°N)	83,7 (62°N)	133,8 (58°N)
WOQC	28,7% (26,0%)	8,2 (62°N)	172,1 (62°N)	130,7 (58°N)
WOQM	53,2% (19,1%)	519,8 (88°N)	162,6 (75°N)	86,6 (62°N)
FULL	47,4% (20,5%)	555,0 (88°N)	76,2 (62°N)	73,4 (62°N)
SH-Juli	39,9% (21,1%)	131,6 (48°S)	139,3 (58°S)	14,3 (50°S)
NH-Januar	56,7% (17,8%)	625,7 (88°N)	124,1 (58°N)	111,9 (65°N)

den stratosphärischen AM kann mit den Experimenten WOQC und WOQM getrennt untersucht werden. So wird die führende EOF des Geopotentials auf 10 hPa bei der Kopplung von Orographie und tropischer Wärmequelle (Abb. 4.3b) von Wellen mit den zonalen Wellenzahlen 1 und 2 dominiert und ähnelt dabei dem Muster bei allein orographischer Anregung (Abb. 4.1c). In dem Experiment WOQM (Abb. 4.3c) ist die erste EOF mit der des Experiments FULL vergleichbar, so dass für den stratosphärischen AM die Kombination von der Orographie und der Wärmequelle in mittleren Breiten entscheidend ist, während der Einfluss der tropischen Wärmequelle auf die zonal symmetrische Variabilität gering ist.

Zum Vergleich mit den Beobachtungsdaten sind in Abbildung 4.1e,f die ersten EOFs für die winterlichen Süd- und Nordhemisphäre basierend auf den Juli- bzw. Ja-



Abbildung 4.2: Standardabweichung des tiefpassgefilterten Geopotentials auf 10 hPa für die Experimente AQUA (a), QCM (b), WO (c) und FULL (d). Das Konturintervall beträgt 50 m. Werte größer als 150 m sind hellgrau, Werte größer als 400 m dunkelgrau schattiert.

nuar-Monatsmitteln der NCEP/NCAR-Reanalysedaten dargestellt. Hierbei muss beachtet werden, dass die beobachteten Muster nicht allein aus der internen Variabilität stammen, sondern dass sich dort neben externen Einflüssen auch atmosphärische Variationen niederschlagen, die von dem Modell nicht beschrieben werden können, wie die quasi-zweijährige Oszillation (QBO).

Der stratosphärische AM der Nordhemisphäre (Abb. 4.1f) stimmt in der Amplitude der zonal symmetrischen Komponente mit 625,7 m, in der Phasenlage der Wellenanteile sowie in der beschriebenen Varianz von 56,7% gut mit dem Muster des Experiments FULL (Abb. 4.1d) überein. Die EOF für die winterliche Südhemisphäre (Abb. 4.1e) wird von einer zonalen Welle 1 mit einer maximalen Amplitude von 139,3 m dominiert, wobei zusätzlich ein zonal symmetrischer Anteil mit einem Wert von 131,6 m bei 48°N auftritt. Die Varianz ist gegenüber dem nordhemisphärischen Muster auf 39,9% abgeschwächt. Ein ähnliches Verhalten zeigen die Experimente mit alleiniger Anregung aus Orographie oder Land-Meer-Verteilung (Abb. 4.1b,c) sowie die dritte EOF im Experiment AQUA (Abb. 4.3a), worin sich die geringe Anregung planetarer Wellen auf der beobachteten Südhemisphäre ausdrückt.

Die längenabhängigen Variabilitätsmuster der Zirkulationsexperimente unterscheiden sich stark in ihrer zonal symmetrischen Komponente. Um diesen Anteil hervorzuheben wird nun die zonal symmetrische Variabilität der Stratosphäre untersucht, indem die ersten EOFs des zonal gemittelten Zonalwinds von 100 hPa bis 0,3 hPa betrachtet werden (Abb. 4.4a-d). Diese Muster repräsentieren die Variabilität des Polarwirbels. In die Berechnung gehen hier die ungefilterten Daten ein, was keine entscheidende Rolle spielt. Wenn bei der Berechnung der EOFs nur der Höhenbereich bis 3 hPa berücksichtigt wird, ergibt sich eine sehr hohe Übereinstimmung mit den Mustern in Abbildung 4.4a-d und die jeweiligen Hauptkomponenten weisen eine sehr hohe Korrelation mit Werten größer als 0,99 auf. In den weiteren Analysen resultiert also kein Fehler durch die Berücksichtigung des Höhenbereichs von 3 hPa bis 0,3 hPa, in dem die erhöhte Horizontaldiffusion einflussreich ist (Abb. 2.7).

Das AQUA-Experiment zeigt nur eine schwache Variabilität des Polarwirbels um



Abbildung 4.3: wie Abbildung 4.1, aber mit (a) dritter EOF des Experiments AQUA, (b) erster EOF des Experiments WOQC und (c) erster EOF des Experiments WOQM.



Abbildung 4.4: Führende EOFs des zonal gemittelten Zonalwinds in der Stratosphäre (weiße Konturlinien) für die Experimente AQUA (a), QCM (b), WO (c), FULL (d) sowie in (e) für die Juli-Monatsmittel und in (f) für die Januar-Monatsmittel aus den ERA-40-Daten. Die Muster sind mit der Standardabweichung der zugehörigen Hauptkomponente gewichtet. Die beschriebene Varianz jedes Musters ist im Titel vermerkt. Das Konturintervall beträgt 2 ms⁻¹. Negative Werte sind dunkel, positive hell schattiert. In schwarzen Konturen ist der jeweilige zeitgemittelte Zustand mit einem Intervall von 10 ms⁻¹ eingetragen.

30°N mit einer Amplitude bis 6 ms⁻¹ (Abb. 4.4a). Bei zunehmender Stärke der Anregung stationärer Wellen in der Reihenfolge QCM, WO und FULL (Abb. 4.4b-d) nimmt die Amplitude auf 7ms⁻¹, 9ms⁻¹ und 18 ms⁻¹ zu und das Maximum verschiebt sich polwärts. Bei der Kopplung von thermischer und orographischer Anregung stationärer Wellen im FULL-Experiment (Abb. 4.4d) liegt das Extremum der Variabilität in hohen Breiten um 70°N. Die Änderung der beschriebenen Varianz ist bei den EOFs des Polarwirbels geringer als bei den längenabhängigen Mustern des Geopotentials auf 10 hPa. Die beschriebenen Varianzen reichen mit dem niedrigsten Wert von 34,9% im Experiment QCM bis 53,7% im Experiment FULL.

Durch den Vergleich der Variabilitätsmuster aus Abbildung 4.4a-d mit dem klimatologischen Mittel, das mit schwarzen Konturlinien eingetragen ist, kann die Wirkung der EOF auf den Strahlstrom erfasst werden. Für das Experiment FULL stimmen die Maxima der EOF und des klimatologischen Mittels in der geographischen Breite überein (Abb. 4.4d). Somit beschreibt die EOF im Experiment FULL eine Abschwächung und Verstärkung des stratosphärischen Strahlstroms. Für die weiteren Experimente AQUA, QCM und WO befindet sich das Maximum der Variabilität an der äquatorwärtigen Flanke des Strahlstroms (Abb. 4.4a-c), so dass hier das Strahlstrommaximum nur schwach beeinflusst wird. Die unterschiedliche Lage der EOFs zu dem klimatologischen Mittel lässt sich mit der vertikalen Ausbreitung planetarer Wellen erklären. Über die quasi-geostrophische Näherung auf einer β -Ebene ergibt sich für stationäre Wellen nach Charney und Drazin (1961) eine Dispersionsrelation, in der die vertikale Ausbreitung in einem zeitlich konstanten Windfeld [*u*] für folgende Bedingungen gedämpft wird:

$$[u] < 0$$
 und $[u] > \frac{\beta}{\left(\frac{m^2}{a^2 \cos^2 \phi_0} + n^2\right) + \left(\frac{f_0}{2NH}\right)^2}.$ (4.1)

Hier geben m und n die zonale sowie meridionale Wellenzahl an und ϕ_0 ist die Referenzbreite der β-Ebene. Die weitere Notation steht in Anhang A. Eine realistische Wahl der Wellenzahlen für die stationäre stratosphärische Welle wird mit m = 1 und n = 3aus der Abbildung 2.9g-i abgeschätzt. Mit den Näherungen $N = 2.3 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ und H = 7000 m ergibt sich bei 45°N für die obere Grenze $[u] \approx 43$ ms⁻¹. Die Annahme des konstanten Windfelds ist in den Experimenten AQUA, QCM und WO aufgrund der geringen Schwankungsquadrate der EOFs (Abb. 4.4a-c) näherungsweise erfüllt. Der klimatologische Strahlstrom erreicht in diesen Experimente AQUA, QCM und WO Werte von etwa 50 ms⁻¹ bei 45°N und wächst in Richtung Pol weiter an, so dass hier keine ungedämpfte Ausbreitung planetarer Wellen in den Kern des Strahlstroms stattfindet und die Aktivität der planetaren Wellen auf die äquatorwärtige Flanke des Strahlstroms beschränkt bleibt, die in den EOFs beschrieben wird. Obwohl die Annahme des konstanten Hintergrunds für das Experiment FULL nicht mehr erfüllt ist, kann im klimatologischen Mittel abgeschätzt werden, dass sich die planetaren Wellen dort in den Kern des stratosphärischen Strahlstroms ausbreiten können. Der Antrieb der Polarwirbelschwankung wird eingehender in Kapitel 4.2 untersucht.



Abbildung 4.5: Stratosphärischer zonaler Index (SZI) in ms^{-1} für die Experimente AQUA, QCM, WO und FULL. Die Zeitreihen wurden mit ihrer Standardabweichung normiert.

Zum Vergleich mit den Beobachtungsdaten wurden die führenden EOFs des stratosphärischen Strahlstroms für die winterliche Süd- und Nordhemisphäre auf der Basis der ERA-40-Reanalysedaten (Simmons und Gibson, 2000) berechnet. Dabei beschränkt sich die Analyse auf den extratropischen Bereich von 20°S bzw. 20°N bis zum jeweiligen Winterpol um den Einfluss der QBO auf die extratropische Variabilität auszublenden (Holton und Tan, 1980). Auf der Südhemisphäre zeigt sich in der EOF ein meridionaler Dipol zu beiden Flanken des mittleren Strahlstroms (Abb. 4.4e). Das stärkere Extremum mit Werten bis 20 ms⁻¹ liegt dabei auf der äquatorwärtigen Seite. Vergleichbare Muster mit sehr viel geringeren Amplituden treten in den Experimenten AQUA und QCM auf (Abb. 4.4a,b). Die Amplitudenunterschiede hängen mit den erwähnten Einflüssen wie der fehlenden QBO in den Experimenten zusammen. Das nordhemisphärische Schwankungsmuster des stratosphärischen Strahlstroms (Abb. 4.4f) wird in Amplitude und Lage sehr gut durch die EOF des Experiments FULL (Abb. 4.4d) reproduziert.

Um die Schwankungen des Polarwirbels zu analysieren wird analog zum zonalen Index in der Troposphäre die führende Hauptkomponente des stratosphärischen Strahlstroms als *stratosphärischer zonaler Index* (SZI) definiert (Körnich, 1998). Der SZI ist vergleichbar mit dem Index von Kuroda und Kodera (2001), die auf einer erweiterten Singulärwertzerlegung des stratosphärischen Strahlstroms beruht. Das zeitliche Verhalten des SZI ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Dabei fällt bei den Experimenten mit

orographischer Anregung eine ungleichmäßige Verteilung in den positiven und negativen Phasen des SZI auf. So zeigt der Index in der negative Phase betragsmäßig bis zu doppelt so große Werte wie in der positiven Phase. In der positiven Phase ist die Verstärkung des Strahlstroms durch den Strahlungsantrieb begrenzt, während die Abschwächung in der negativen Phase durch die planetaren Wellen intensiver verlaufen kann. Die Verweildauern in den negativen und positiven Phasen sind wie für den troposphärischen AM im Experiment AQUA am größten, wo Zeitspannen bis 360 Tagen erreicht werden, während in den anderen Experimenten die Verweildauern maximal um die 200 Tage betragen.

Die Kopplung zwischen stratosphärischer und troposphärischer Variabilität wird zunächst anhand der Kreuzkorrelation zwischen der täglichen Projektion des AM auf 1000 hPa (Abb. 3.3) und dem SZI (Abb. 4.5) untersucht. Als Zeitversatz wird lediglich das Intervall von ± 100 Tagen betrachtet, welches die bekannten Zeitskalen für die Wechselwirkung der Schichten über planetare Wellen und über das Herabsinken eines zonal gemittelten Zustands erfasst. Alle Experimente weisen die stärkste Korrelation (Abb. 4.6) bei einem positiven Zeitversatz von etwa 10 Tagen auf, so dass die troposphärische Variabilität der stratosphärischen vorausgeht. Die Extrema sind außer im Experiment QCM auf einem 95%-Niveau signifikant, wobei die Nullhypothese, die Kurven seien unkorreliert, verworfen wird (von Storch und Zwiers, 1999, Chap. 12.4.2). Die negative Korrelation im Experiment AQUA ist konsistent mit der



Abbildung 4.6: Kreuzkorrelation zwischen der täglichen Projektion des AM auf das Geopotential bei 1000 hPa (Abb. 3.3) und dem SZI für die Experimente AQUA (weiß durchgezogen), QCM (weiß gestrichelt), WO (schwarz gestrichelt) und FULL (schwarz durchgezogen). Die horizontalen Linien geben das jeweilige 95%-Signifikanzniveau an.

Wirkung der transienten Wellen auf den EPF in den AM-Phasen (Abb. 3.19c). Dort wird ein aufwärts gerichteter Fluss in der positiven AM-Phase verstärkt. Dieser Fluss schwächt dann den Polarwirbel. Die hohe Korrelation von -0.5 legt die Vermutung nahe, dass die langen Zeitskalen, die in dem SZI (Abb. 4.5) beobachtet wurden, aus dem troposphärischen AM stammen. Die stärkeren Schwankungen des stratosphärischen Strahlstroms in den Experimenten WO und FULL korrelieren positiv mit dem troposphärischen AM bei maximalen Werten von 0,2 und 0,3. Dieser Zusammenhang stimmt mit dem verstärkten EPF aus der quasi-stationären Welle in der negativen AM-Phase überein (Abb. 3.19a,b). In diesem statistischen Zusammenhang zwischen dem troposphärischen AM und der Polarwirbelstärke verhält sich das Experiment FULL vergleichbar zu den Beobachtungsdaten der winterlichen Nordhemisphäre (Perlwitz und Graf, 1995). Die schwache Kopplung von troposphärischer und stratosphärischer Variabilität im Experiment QCM scheint daraus zu resultieren, dass die Änderung des EPF in den AM-Phasen für die transienten und die stationären Anteile des EPF entgegengesetzt sind (Abb. 3.19), so dass sich die relativ schwachen stationären Anteile aus der Land-Meer-Verteilung und der EPF der transienten Wellen kompensieren.

Die Kopplung der atmosphärischen Schichten wird in dem Herabsinken einer zonal gemittelten Temperaturanomalie durch die Stratosphäre bis in die Troposphäre beobachtet (Baldwin und Dunkerton, 1999). Dieses Phänomen wird in den Zirkulationsexperimenten mit einer Korrelation mit Zeitversatz untersucht. Dabei wird von einer Zeitreihe X(z,t) die Korrelation stets zu einem Basispunkt p_b bei einem Zeitversatz τ bestimmt:

$$r_{p_b}(z,\tau) = \frac{\overline{\left\{\left(X(p_b,t) - \overline{X(p_b)}\right)\left(X(z,t+\tau) - \overline{X(z)}\right)\right\}}}{\overline{\left(X(p_b) - \overline{X(p_b)}\right)^2\left(X(z) - \overline{X(z)}\right)^2}} .$$
(4.2)

Der Überstrich gibt die Mittelung über alle Zeitpunkte an. Für die Zeitreihe X(z,t)wird die tägliche Temperatur über die Polkappe von 60°N bis 90°N gemittelt und der Basispunkt wird auf der Höhe von 14 hPa gewählt, da das Herabsinken für die polare Temperatur in der winterlichen Nordhemisphäre beobachtet wird Zhou et al. (2002). Die Korrelationen mit Zeitversatz sind in Abbildung 4.7 dargestellt, wobei die schwarzen Punkte die Höhe der maximalen Korrelation zu dem jeweiligen Zeitversatz angibt. Für die Experimente AQUA, QCM und WO (Abb. 4.7a-c) zeigt sich kein herabsinkendes Signal durch die Stratosphäre. In dem Experiment WO (Abb. 4.7d) tritt ein aufwärts wanderndes Signal bei negativem Zeitversatz auf, wobei die Korrelation in der Stratosphäre fast höhenunabhängig ist, so dass das Signal als nicht signifikant angesehen wird. Ein Herabsinken von der oberen Stratosphäre zur Troposphäre tritt nur im Experiment FULL (Abb. 4.7d) auf, wobei die Korrelation bei 25 Tagen einen Wert von 0,4 erreicht und ab diesem Zeitversatz etwas oberhalb der Tropopause bleibt. Die Korrelation mit der unteren Troposphäre ist ab diesem positiven Zeitversatz negativ, so dass keine Ausbreitung bis zum Erdboden stattfindet. Die Zeitskala von 25 Tagen für das Herabsinken aus der mittleren Stratosphäre bis an die Tropopause stimmt gut mit



Abbildung 4.7: Korrelation mit Zeitversatz für die polare Temperatur mit Basispunkt $p_b = 14$ hPa in den Experimenten AQUA (a), QCM (b), WO (c) und FULL (d). Das Konturintervall beträgt 0,2. Die Nullkontur wurde ausgelassen und negative Werte sind schattiert. Die schwarzen Markierungen geben die Höhe der maximalen Korrelation zu dem jeweiligen Zeitversatz an.

den Analysen der Beobachtungsdaten überein. So zeigt Christiansen (2001, Fig. 3) für die NCEP/NCAR-Reanalysedaten das Herabsinken des zonal gemittelten Zonalwinds bei 60°N von der mittleren Stratosphäre bis zum Erdboden in etwa 15 Tagen, wobei die maximale Korrelation ebenfalls in der Höhe der Tropopause bleibt.

4.2 Mechanismus des stratosphärischen zonalen Index

Im vorherigen Abschnitt wurde gezeigt, dass die Variabilität des Polarwirbels und das Herabsinken der polaren Temperaturschwankung entscheidend von der Anregung stationärer Wellen abhängen. Erst bei der Kombination von Orographie und Land-Meer-Verteilung treten starke Schwankungen des Polarwirbels sowie das Herabsinken auf. Gleichzeitig findet im Experiment FULL auch eine Rückkopplung der quasistationären Welle auf den troposphärischen AM statt (Kap. 3). Um nun zu untersuchen, wie insbesondere die quasi-stationäre Welle der jeweiligen SZI-Phase den Polarwirbel beeinflusst, wird der Antrieb des SZI betrachtet. Das Bild der Polarwirbelschwankung basiert dabei auf der Welle-Grundstrom-Wechselwirkung, wie sie von Matsuno (1971) für die stratosphärische Erwärmung hergeleitet wurde. Daher gilt es weniger einen Rückkopplungsprozess zu finden, so dass hier auch nicht die Kreuzkorrelationsanalyse aus Kapitel 3.3 angewandt wird, sondern es sollen die entscheidenden Beiträge zu der Welle-Grundstrom-Wechselwirkung extrahiert werden. Die SZI-Kompositphase wird analog zum troposphärischen AM über die Kompositanalyse bezüglich der SZI-Zeitreihe definiert (Kap. 3.2).

4.2.1 Antrieb der zonal gemittelten Zonalwindschwankung

Für den zonal gemittelten Zonalwinds entspricht die SZI-Kompositdifferenz zwischen der positiven und negativen SZI-Kompositphase den gewichteten EOFs (Abb. 4.4), da die Hauptkomponenten der restlichen Variabilitätsmuster orthogonal zu der führenden Hauptkomponente konstruiert sind, so dass sie in der Projektion über die ganze Zeitreihe keinen Beitrag liefern. Die positive SZI-Kompositphase bedeutet für das Experiment FULL eine Verstärkung, die negative Phase eine Abschwächung des Strahlstroms. Die Darstellung der Schwankungsmuster in Abbildung 4.4 wurde mit einer Standardabweichung gewichtet, wohingegen die Kompositdifferenz für das Experiment FULL eine Amplitude von 3,4 Standardabweichungen aufweist, was geringfügig von dem Wert von 3,28 für eine normalverteilte Hauptkomponente abweicht.

Wenn man die positive und negative SZI-Kompositphase als quasi-stationär betrachtet, lassen sich folgende Zusammenhänge für die Schwankung des Polarwirbels erschließen. Die Schwankung des stratosphärischen Strahlstroms ist über die thermische Windrelation mit einer Temperaturänderung verknüpft, so dass bei einer Abschwächung des Polarwirbels die polaren Breiten erwärmt werden. Die Temperaturänderung wird durch ein entsprechend entgegengesetztes Signal auf einer Druckschicht kompensiert, die aus der Kontinuitätsgleichung der residuellen Zirkulation folgt, so

dass die global gemittelte Temperaturanomalie verschwindet. Diesen Zusammenhang haben Yulaeva et al. (1994) für monatliche Anomalien aus Beobachtungsdaten der unteren Stratosphäre und Körnich (1998) für die stratosphärische Temperaturänderung der SZI-Kompositdifferenz im Modell KMCM gezeigt. Die verstärkte residuelle Zirkulation ist schließlich mit einer erhöhten EPF-Konvergenz in der Stratosphäre verbunden.

Nun wird der stratosphärische Strahlstrom in den einzelnen SZI-Kompositphasen betrachtet. Während in der positiven Phase (Abb. 4.8a) ein hohes Windmaximum mit 65 ms⁻¹ vorherrscht, ist der Strahlstrom in der negativen Phase (Abb. 4.8b) stark abgeschwächt und erreicht in polaren Breiten über 3 hPa sogar eine kritische Schicht mit [u] = 0. Aufgrund der stark unterschiedlichen Hintergrundzustände der SZI-Phasen im FULL-Experiments werden im Folgenden die *positive und negative SZI-Kompositdifferenz* getrennt untersucht, die als die Differenz zwischen der jeweiligen SZI-Kompositphase und dem klimatologischen Mittel definiert werden.

Die EPF-Divergenz ist für die positiven und negativen SZI-Kompositdifferenzen der Experimente QCM, WO und FULL in den Abbildungen 4.9a,e,i und 4.10a,e,i dargestellt. Für das Experiment AQUA ähneln die EPF-Divergenzen der SZI-Phasen sehr stark denen des Experiments QCM, wobei das Experiment AQUA allein durch die transienten Flüsse bestimmt wird. Die klimatologische EPF-Divergenz für die Experimente QCM, WO und FULL findet sich in Abbildung 2.8b-d. Ausgehend von dem Experiment QCM mit allein thermischer Anregung stationärer Wellen (Abb. 4.9a, 4.10a) wird durch die Orographie das Minimum der EPF-Divergenz polwärts verschoben (Abb. 4.9e, 4.10e). Dieser Effekt tritt noch stärker im Experiment FULL auf (Abb. 4.9i, 4.10i).



Abbildung 4.8: Zonal gemittelter Zonalwind im Experiment FULL für (a) die positive und (b) die negative SZI-Kompositphase. Das Konturintervall beträgt 5 ms⁻¹. Die Nullkontur wurde ausgelassen, negative Werte sind schattiert.

4.2. Mechanismus des stratosphärischen zonalen Index

Nun wird der Einfluss der quasi-stationären Welle in der SZI-Phase auf den EPF untersucht. Dazu werden die atmosphärischen Variablen aus den Komponenten des EPF (Gl. 2.7) in ihr klimatologisches Mittel und die Abweichung davon aufgeteilt:

$$X = \overline{X}^c + X'. \tag{4.3}$$

Die Komponenten des EPF in den SZI-Kompositdifferenzen ergeben damit:

$$\overline{F_{y}}^{SZI\pm} - \overline{F_{y}}^{c} = -\left[\overline{v'^{*}}^{SZI\pm}\overline{u^{*}}^{c}\right] - \left[\overline{v^{*}}^{c}\overline{u'^{*}}^{SZI\pm}\right] - \left[\overline{v'^{*}}^{SZI\pm}\overline{u'^{*}}^{SZI\pm}\right] - \left(\overline{\left[v'^{*}u'^{*}\right]}^{SZI\pm}\overline{u'^{*}}^{C} - \left[\overline{v'^{*}}^{SZI\pm}\overline{u'^{*}}^{SZI\pm}\right]\right)$$

$$(4.4)$$

$$\overline{F_{z}}^{SZI\pm} - \overline{F_{z}}^{c} = \frac{f}{\frac{\partial}{\partial p} \left[\overline{\theta}^{c} + \overline{\theta'}^{SZI\pm}\right]} \left\{ \left[\overline{\nu'^{*}}^{SZI\pm} \overline{\theta^{*}}^{c}\right] + \left[\overline{\nu^{*}}^{c} \overline{\theta'^{*}}^{SZI\pm}\right] + \left[\overline{\nu'^{*}}^{SZI\pm} \overline{\theta'^{*}}^{SZI\pm}\right] + \left(\overline{\left[\nu'^{*} \theta'^{*}\right]}^{SZI\pm} - \overline{\left[\nu'^{*} \theta'^{*}\right]}^{c} - \left[\overline{\nu'^{*}}^{SZI\pm} \overline{\theta'^{*}}^{SZI\pm}\right] \right) \right\}.$$

$$(4.5)$$

Die Überstriche mit den Indizes SZI \pm und *c* geben die Mittel für die jeweilige SZI-Kompositphase bzw. über die gesamte Zeitreihe an. Die ersten beiden Summanden auf der rechten Seite der Gleichungen sind die *linearen quasi-stationären* Wellenflüsse und bestehen aus der linearen Kopplung der quasi-stationären mit der klimatologischen stationären Welle. Die dritten Summanden sind die *nichtlinearen quasi-stationären* Wellenflüsse, welche die Kopplung der quasi-stationären Wellen mit sich selbst beschreiben. Schließlich sind die Summanden in den runden Klammern die *transienten* Wellenflüsse. Der Nenner in Gleichung 4.5 enthält als Näherung die Schichtung aus einer SZI-Phase, so dass eine konsistente Aufspaltung der vertikalen Komponente des EPF möglich ist. Wenn stattdessen die klimatologische Schichtung in dem Nenner berücksichtigt wird, ergeben sich in der Analyse nur geringfügige Unterschiede in den obersten Modellschichten, welche für die Interpretation keine Rolle spielen.

Die positiven bzw. negativen SZI-Kompositdifferenzen für die Divergenz des EPF nach den Gleichungen 4.4 und 4.5 sind in den Abbildungen 4.9 und 4.10 dargestellt. Bei nur thermischer oder orographischer Anregung stationärer Wellen wird die EPF-Divergenz durch die transienten Wellenflüsse mit einem Extremum zwischen 30°N und 40°N in der obersten gezeigten Schicht beherrscht (Abb. 4.9c,g, 4.10c,g). Die linearen quasi-stationären Beiträge spielen im Experiment QCM (Abb. 4.9b , 4.10b) eine vernachlässigbare Rolle und nehmen im Experiment WO leicht zu (Abb. 4.9f, 4.10f). In beiden Experimenten QCM und WO unterscheiden sich die Muster der positiven und negativen SZI-Kompositdifferenzen nur durch das Vorzeichen, so dass sich der Antrieb zwischen den Phasen annähernd umkehrt. Dies gilt nicht für die nichtlinearen Flüsse, deren Beiträge jedoch vernachlässigbar sind (Abb. 4.9d,h, 4.10d,h).

Das Experiment FULL hebt sich mit seinem Verhalten in den SZI-Kompositdifferenzen von den anderen Experimenten ab. Die transienten Flüsse besitzen in der positiven SZI-Kompositdifferenz ein Maximum bei 35°N, wohingegen die Minima in der negativen Kompositdifferenz bei 22°N und 55°N liegen (Abb. 4.9k, 4.10k). Neben den Beiträgen aus den transienten Flüssen kommen im Experiment FULL den



Abbildung 4.9: Positive SZI-Kompositdifferenz für den EPF und seine Divergenz gemäß Edmon et al. (1980), total (a,e,i) sowie die Zerlegung nach Gleichungen 4.4 und 4.5 in die linearen quasi-stationären (b,f,j), die transienten (c,g,k) und die nichtlinearen quasi-stationären Anteile (d,h,l) für die Experimente QCM (a-d), WO (e-h) und FULL (i-l). Das Konturintervall beträgt $0,3\cdot10^{15}$ m³. Negative Konturen sind schattiert und die Nullkontur wurde ausgelassen. Der Einheitspfeil des EPF rechts unterhalb der untersten Bilder entspricht in horizontaler Richtung $0,3\cdot10^{15}$ m³ und in vertikaler $-1,0\cdot10^{19}$ m³Pa.



Abbildung 4.10: Wie Abbildung 4.9, aber für die negative SZI-Kompositdifferenz.

linearen quasi-stationären Anteilen eine verstärkte Bedeutung zu. In der positiven SZI-Kompositdifferenz stammt der Beitrag in hohen Breiten um 60°N allein aus dem linearen quasi-stationären Anteil (Abb. 4.9j). In der negativen Kompositdifferenz wird die Konvergenz um 60°N (Abb. 4.10i) unterhalb von 10 hPa durch den linearen quasistationären Beitrag (Abb. 4.10j) bestimmt, während oberhalb von 10 hPa die transienten und nichtlinearen quasi-stationären Wellenflüssen vorherrschen (Abb. 4.10k,l). Schließlich sei für das Experiment FULL hervorgehoben, dass sich die Wellenflüsse der beiden SZI-Phasen nicht nur durch das Vorzeichen, sondern auch in ihrer Lage unterscheiden. Der Antrieb muss hier also in den einzelnen Phasen untersucht werden.

Der entscheidende Unterschied zwischen dem Experiment FULL und den anderen Experimenten liegt in den linearen quasi-stationären Wellenflüssen. Diese Flüsse tragen hauptsächlich zu der polwärtigen Ausdehnung der EPF-Divergenz bei und dominieren den EPF aus der Troposphäre bis in eine Höhe von 30 hPa, wie man im Vergleich der Pfeile aus den Abbildungen 4.9j und 4.10j erkennt. Hierbei ist insbesondere die horizontale Komponente des EPF wichtig, die in der negativen SZI-Phase den linearen quasi-stationären EPF in polare Breiten fokussiert (Abb. 4.10j). Eine solche horizontale Komponente des EPF zeigt sich in keinem Beitrag der Experimente QCM und WO.

4.2.2 Antrieb der quasi-stationären Welle

Wie für das Experiment FULL im vorherigen Abschnitt gezeigt wurde, bestimmt die Kopplung von klimatologischer stationärer und quasi-stationärer Welle der SZI-Phasen den EPF in die polare Stratosphäre. Die quasi-stationäre Welle der SZI-Phasen selbst hängt von dem Hintergrundwind und Änderungen in den Anregungsquellen ab. Diese Einflüsse werden nun mit dem linearen Modell getrennt untersucht und für die Experimente WO und FULL verglichen. Entsprechend zu Kapitel 3.4.1 wird das lineare Modell nun auf die positive und negative SZI-Kompositdifferenzen angewandt. Als Höhe wurde das Druckniveau von 30 hPa gewählt, da in dieser Höhe der EPF und seine Divergenz insbesondere zu der negativen SZI-Phase von den linearen quasi-stationären Anteilen dominiert wird.

Die Wellenkomponente des Geopotentials auf 30 hPa wird zunächst für die SZI-Kompositphasen des Experiments FULL betrachtet. Die quasi-stationäre Welle der positiven SZI-Phase (Abb. 4.11) bewirkt eine Dämpfung der klimatologischen stationären Welle des Geopotentials (Abb. 2.9i). Dagegen kommt es durch die quasi-stationäre Welle in der negativen SZI-Kompositdifferenz (Abb. 4.12e) nur über Europa und über dem westlichen Pazifik zu einer Verstärkung der klimatologischen stationären Welle. Im Experiment WO entsprechen sich dagegen die SZI-Phasen, so dass in Abbildung 4.12a die Wellenkomponente des Geopotentials auf 30 hPa nur für die negative Kompositdifferenz dargestellt ist. Für den abgeschwächten Polarwirbel verstärkt die quasistationäre Welle im Experiment WO die klimatologische stationäre Welle (Abb. 2.9h). Die Erhöhung (Abnahme) der Wellenaktivität für einen schwachen (starken) Polarwirbel ist konsistent mit der Betrachtung der zonal gemittelten Bilanz des zonalen

4.2. Mechanismus des stratosphärischen zonalen Index

Impulses im vorherigen Abschnitt.

Die lineare Modellgleichung der SZI-Kompositphasen wird entsprechend zu Gleichung 3.7 gebildet, davon wird Gleichung 2.18 für die klimatologischen stationäre Welle subtrahiert. Die Anregungsterme auf der rechte Seite werden in ihr klimatologisches Mittel (c) und die Abweichung davon zu den Kompositphasen ($a\pm$) getrennt (Gl. 3.9). So ergibt sich für die positive und negative SZI-Kompositdifferenzen folgende formale Lösungsgleichung des linearen Modells:

$$\overline{\mathbf{y}^*}^{\text{SZI}\pm} - \overline{\mathbf{y}^*}^c = \text{ZE} + \text{AL} + \text{NL}$$
(4.6)

$$ZE = \left(-L_{SZI\pm}^{-1} + L_c^{-1}\right) \left(F_{oro}^* + \overline{F_Q}^{c*} + \overline{TE(\mathbf{y}^*)}^{c*} + SE(\overline{\mathbf{y}^*}^c)^*\right)$$
(4.7)

$$AL = -L_{SZI\pm}^{-1} \overline{F_Q(\mathbf{y})}^{d\pm *} - L_{SZI\pm}^{-1} \overline{TE(\mathbf{y}^*)}^{d\pm *}$$
(4.8)

$$\mathbf{NL} = -\mathbf{L}_{\mathbf{SZI}\pm}^{-1} \mathbf{SE}(\overline{\mathbf{y}^{*}}^{u\pm})^* .$$
(4.9)

Der Index SZI± bezieht sich auf das Ensemble-Mittel über die jeweilige Kompositphase. Die linke Seite in Gleichung 4.6 gibt die quasi-stationäre Welle in der positiven bzw. negativen SZI-Kompositdifferenz an. Entsprechend zu dem linearen Modell der AM-Kompositdifferenz (Kap. 3.4.1) werden auf der rechten Seite als Antriebsterme die unterschiedliche Ausbreitung der SZI-Phasen bei klimatologischer Wellenanregung (ZE) und die Unterschiede der Wellenanregung in den SZI-Phasen (AL) berücksichtigt. Der NL-Term beinhaltet die anomale stationäre Nichtlinearität und wird direkt für die Beiträge der horizontalen Advektionsterme von Impuls und Temperatur berechnet. Außerdem resultiert ein Fehler aus dem Nichtverschwinden des Ensemble-Mittels über die Tendenz des Wellenzustandsvektors, der in der positiven SZI-Phase etwa ein Viertel der maximalen Gesamtamplitude der linearen Antwort und in der negativen SZI-Phase nur ein Fünftel erreicht. Somit kann das lineare Modell zur Interpretation der quasi-stationären Welle der SZI-Phasen genutzt werden.

In der negativen SZI-Phase des Experiments WO zeigt das lineare Modell für die quasi-stationäre Welle im Geopotential auf 30 hPa keine eindeutige Übereinstimmung



Abbildung 4.11: Positive SZI-Kompositdifferenz für die Wellenkomponente des Geopotentials auf 30 hPa im Experiment FULL. Das Konturintervall beträgt 50 m. Negative Konturen sind schattiert und die Nullkontur wurde ausgelassen.



Abbildung 4.12: Negative SZI-Kompositdifferenz für die Wellenkomponente des Geopotentials auf 30 hPa in den Experimenten WO und FULL. In (a,e) sind die quasi-stationären Wellen aus dem nichtlinearen Modell KMCM, in (b,f) die ZE-Terme (Gl. 4.7), in (c,g) die AL-Terme (Gl. 4.8) und in (d,h) die NL-Terme (Gl. 4.9) dargestellt. Das Konturintervall beträgt in (a-d) 30 m und in (e-h) 50 m. Die Nullkontur wurde ausgelassen und negative Werte sind schattiert.

mit den Termen ZE und AL (Abb. 4.12b,c). Die quasi-stationäre Welle der Variabilitätsphase ist daher im Experiment WO nicht linear beschreibbar.

In dem Experiment FULL wird dagegen die quasi-stationäre Welle der negativen SZI-Phase auf 30 hPa gut durch den ZE-Term wiedergegeben, der die Amplitude der Welle mit 240 m teilweise überschätzt (Abb. 4.12f). Um den Beitrag der Anregungsterme zu der quasi-stationären Welle effizienter darzustellen wird der Regressionskoeffizient *b* der einzelnen Anregungsterme $A(\lambda, \phi)$ auf die quasi-stationäre Welle des Geopotentials auf 30 hPa berechnet (z.B. Taubenheim, 1969):

$$b_{A}^{30hPa} = \frac{\int_{0}^{\pi} \int_{0}^{2\pi} \left(\overline{\mathbf{y}^{*}}^{SZI\pm} - \overline{\mathbf{y}^{*}}^{c}\right) A(\lambda, \phi) \cos \phi \, d\lambda d\phi}{\int_{0}^{\pi} \int_{0}^{2\pi} \left(\overline{\mathbf{y}^{*}}^{SZI\pm} - \overline{\mathbf{y}^{*}}^{c}\right)^{2} \cos \phi \, d\lambda d\phi}$$
(4.10)

Für das Feld *A* können nun die Terme von der rechten Seite der Gleichung 4.6 eingesetzt werden. Die ZE- und AL-Terme können weiterhin in die Beiträge der einzelnen Quellen gemäß der Gleichungen 4.7 und 4.8 zerlegt und die dazugehörigen Regressionen auf die quasi-stationäre Welle der SZI-Phasen mit Gleichung 4.10 berechnet werden.

Die resultierenden Regressionskoeffizienten für die Terme aus den Gleichungen 4.7, 4.8 und 4.9 sind in Tabelle 4.2 für die positive und negative SZI-Kompositdifferenz zusammengefasst. In beiden Differenzen dominiert der ZE-Term die quasi-stationäre Welle mit einem Koeffizienten von 0,8 bzw. 0,9. Die gute Übereinstimmung des ZE-Terms mit der quasi-stationären Welle verdeutlicht die Abbildung 4.12e,f für die negative Phase. In der positiven SZI-Phase wird der Regressionskoeffizient von der diabatische Wärmequelle bestimmt, die einen Koeffizienten von 0,9 liefert, während die Einflüsse von Orographie und transienten Wellen mit Werten von 0,3 und -0,4 geringer sind und der Beitrag der stationären Nichtlinearität verschwindet. In der negativen Phase tragen die diabatische Wärmequelle und die Orographie mit Koeffizienten von 0,5 und 0,4 vergleichbar zum ZE-Term bei. Die Nichtlinearität SE sowie die transienten Wellen TE liefern geringe Beiträge mit \pm 0,2. In beiden SZI-Phasen dämpfen die transienten Wellen im ZE-Term die quasi-stationäre Welle. Die kompensierende Wirkung der transienten Wellen tritt auch in dem AL-Term hervor, der durch die Änderung der

Tabelle 4.2: Regressionskoeffizient nach Gleichung 4.10 zwischen den Antriebstermen aus der Gleichung 4.6 und der quasi-stationären Welle des Geopotentials auf 30 hPa für die positive und negative SZI-Kompositdifferenz. Fett gedruckt sind die Anteile aus Gleichung 4.6 und normal die Zerlegungen nach den Gleichungen 4.7 und 4.8.

	ZE	ZE, Q	ZE, Φ_s	ZE, TE	ZE, SE	AL	AL, Q	AL, TE	NL
SZI+	0,8	0,9	0,3	-0,4	0,0	-0,2	0,0	-0,2	0,3
SZI-	0,9	0,5	0,4	-0,2	0,2	-0,4	0,0	-0,4	0,4

TE-Quelle mit einem Koeffizienten von -0,2 in der positiven und -0,4 in der negativen SZI-Kompositdifferenz beherrscht wird. Dabei liefert der AL-Term in der negativen Kompositdifferenz Amplituden bis 320 m (Abb. 4.12g). Der Einfluss der geänderten Wärmequellen im AL-Term ist vernachlässigbar. Schließlich wird der Fehler des linearen Modells durch die stationäre Nichtlinearität der quasi-stationären Welle betrachtet, die mit einem Regressionskoeffizienten von 0,3 bzw. 0,4 in den Phasen moderat bleibt, wie Abbildung 4.12h für die negativen SZI-Kompositdifferenz zeigt.

Zusammenfassend wird festgestellt, dass die quasi-stationäre Welle der SZI-Phasen bei kombinierter Anregung durch Orographie und Land-Meer-Verteilung gut durch die unterschiedliche Ausbreitung der Variabilitätsphasen bei klimatologischer Wellenanregung beschrieben wird.

4.2.3 Rückwirkung auf den zonal gemittelten Zonalwind

Nachdem gezeigt wurde, dass im Experiment FULL der lineare quasi-stationäre Anteil einen wichtigen Beitrag zum EPF bei der Schwankung des Polarwirbels liefert und die dazugehörige quasi-stationäre Welle sich gut linear beschreiben lässt, wird nun geprüft, ob eine positive Rückkopplung zwischen dem zonal gemittelten Zonalwind und der quasi-stationären Welle der SZI-Phasen besteht. Die Rückkopplung wird über die Divergenz des EPF (Gl. 4.4, 4.5) berechnet, wobei allein die linearen quasi-stationären Beiträge betrachtet werden. Als quasi-stationäre Welle geht die Lösung des linearen Modells für die Antriebsterme ZE und AL ein. Die klimatologische stationäre Welle wird aus dem zeitlichen Mittel der nichtlinearen Modellintegrationen des KMCM berücksichtigt. Die Untersuchung der Rückkopplung beschränkt sich dabei auf das Experiment FULL.

Für die positive SZI-Kompositdifferenz liefert die EPF-Divergenz mit der linear erzeugten quasi-stationären Welle (Abb. 4.13c) ein Maximum von $2 \cdot 10^{15}$ m³ bei 10 hPa, das im Vergleich mit den Analysen des nichtlinearen Modells (Abb. 4.13g) eine gute Übereinstimmung zeigt. Die Verstärkung der EPF-Divergenz erfolgt durch den ZE-Term (Abb. 4.13a), welcher eine sehr hohe Amplitude besitzt, die durch die geänderten transienten Wellen im AL-Term (Abb. 4.13b) abgeschwächt wird. Hieraus wird für die Verstärkung des Polarwirbels im Experiment FULL eine positive Rückkopplung zwischen der quasi-stationären Welle und dem zonal gemittelten Zonalwind abgeleitet. In der positiven SZI-Phase erzeugt der geänderte Wind über die Kopplung mit der klimatologischen stationären Welle eine quasi-stationäre Welle, welche wiederum mit der klimatologischen stationären Welle auf die Zonalwindanomalie rückwirkt.

Bei einem abgeschwächten Polarwirbel in der negativen SZI-Phase kann das lineare Modell (Abb. 4.13f) die Analysen aus dem nichtlinearen Modell (Abb. 4.13h) nicht vollständig reproduzieren. Insbesondere das Minimum um 70°N weist in der linearen Analyse nur eine Breite von etwa 15° auf, während es sich im nichtlinearen Modell über mehr als 30° meridional erstreckt. Dabei wird die Amplitude im linearen Modell etwa um einen Faktor 2 überschätzt. Zudem liegt das Maximum in der oberen Stratosphäre zu niedrig und bei 50°N etwa um 20°zu weit polwärts. Die Schwäche des



Abbildung 4.13: Divergenz des linearen quasi-stationären EPF gemäß den Gleichungen 4.4 und 4.5 für das Experiment FULL in der positiven (a-c,g) und negativen (d-f,h) SZI-Kompositdifferenz. Die EPF-Divergenz ist in (a,d) mit der quasi-stationären Welle aus dem ZE-Term, in (b,e) aus dem AL-Term, in (c,f) aus dem gesamten linearen Modell und in (g,h) aus dem Modell KMCM (vergl. Abb. 4.9j, 4.10j) dargestellt. Das Konturintervall beträgt $0,5\cdot10^{5}$ m³. Negative Werte sind schattiert und die Nullkontur wurde ausgelassen.

linearen Modells besteht dabei in der Beschreibung der meridionalen Ausbreitung. So weisen die beiden linearen Terme ZE und AL in der negativen SZI-Phase um 60°N starke meridionale Gradienten auf (Abb. 4.12f,g), die zu den überhöhten EPF-Divergenzen führen. Dennoch wird die charakteristische Konvergenz des EPF in hohen Breiten von 100 hPa bis 10 hPa durch die linear erzeugte Welle näherungsweise richtig wiedergegeben. Dabei zeigen die einzelnen Beiträge aus den Termen ZE und AL ähnliche Amplituden mit einer starken gegenseitigen Kompensation (Abb. 4.13d,e). Der ZE-Term (Abb. 4.13d) erzeugt um 10 hPa eine verstärkte Konvergenz und oberhalb von 5 hPa eine verstärkte Divergenz des EPF. Diese Struktur ist grob vergleichbar mit der Analyse des nichtlinearen Modells (Abb. 4.13h). Der Beitrag aus den geänderten transienten Wellen im AL-Term (Abb. 4.13e) liefert in hohen Breiten eine erhöhte Konvergenz, die auch in den Analysen des KMCM-Modells sichtbar ist (Abb. 4.13h).

Ein positiver Rückkopplungsprozess der stationären Wellen kann aufgrund der erhöhten Konvergenz in Abbildung 4.13d um 60°N und 10 hPa auch für die Abschwächung des Polarwirbels aufgestellt werden. Dieser Prozess versagt jedoch bei der erhöhten EPF-Konvergenz in polaren Breiten, die aus der Wirkung der geänderten transienten Wellen auf die quasi-stationäre Welle beschrieben wird (Abb. 4.13e). Oberhalb von 5 hPa wird die EPF-Divergenz der negativen SZI-Phase durch die transienten und nichtlinearen Wellenflüsse beherrscht (Abb. 4.10k).

4.3 Einfluss des troposphärischen Annularen Modes auf den Polarwirbel

Die negative Phase des troposphärischen AM weist eine verstärkte Ausbreitung planetarer Wellenaktivität von der Troposphäre in die Stratosphäre auf. Die Quelle für den erhöhten EPF hängt im Experiment FULL mit der Ausbreitung der stationären Wellen im geänderten zonal gemittelten Wind der AM-Phase zusammen (Kap. 3.4.2). Außerdem wurde in den vorangegangenen Abschnitten gezeigt, dass eine positive Rückkopplung zwischen dem Polarwirbel und der quasi-stationären Welle der SZI-Phasen besteht. Hieraus ergibt sich die Frage, wie der geänderte EPF der quasi-stationären Welle aus den AM-Phasen die Schwankungen des Polarwirbels beeinflusst. Um eine Rückwirkung des Polarwirbels auf die Troposphäre zu unterdrücken wird die stratosphärische Variabilität in Abhängigkeit von einem zeitlich konstanten troposphärischen Zustand und damit von einem konstanten EPF aus der Troposphäre untersucht.

Basierend auf dem Modell KMCM wurde ein Modell mit zeitlich konstanter Troposphäre (KT) entwickelt, in dem die Schichten vom Boden bis zum Druckniveau von 250 hPa auf einem bestimmten, zeitlich konstanten Zustand gehalten werden und die stratosphärische Dynamik analysiert wird. Für die troposphärischen Schichten wird ein konstanter Zustand genommen, der aus einem Ensemble-Mittel einer KMCM-Integration oder aus einer linearen Modellrechnung mit einem gewählten Hintergrundzustand und einer gewählten Wellenanregung besteht. Bei letzterem werden die troposphärischen Zustände in dem linearen Modell für sämtliche zonale Wellenzahlen bis 29 berechnet, da selbst Wellen mit höheren zonalen Wellenzahlen in die Stratosphäre eindringen und dort einen Einfluss auf die Impulsbilanz ausüben. Wenn in dem linearen Modell die längenabhängige Orographie berücksichtigt wird, wird der Bodendruck auf die Summe aus der zonal symmetrischen Komponente der AM-Phase und der klimatologischen stationären Welle der nichtlinearen Modellintegration gesetzt:

$$p_s^{\text{KT}-\text{L}} = \overline{[p_s]}^{\text{AM}\pm} + \overline{p_s^*}^c.$$
(4.11)

Diese Anpassung ist nötig, weil der Bodendruck in der Nähe steiler Orographie fehlerhaft von dem linearen Modell beschrieben wird und dieser Fehler sich in die Stratosphäre fortpflanzt.

In Tabelle 4.3 sind die verschiedenen Experimente zusammengefasst. Für die ersten vier Experimente stammt die konstante Troposphäre aus zeitlichen Mitteln der nichtlinearen Modellversion des KMCM, und zwar für KT-FULL aus dem klimatologischen Mittel über 3601 Tage des Experiments FULL, für KT-FULL/AM+ aus dem Ensemble-Mittel über die positive AM-Kompositphase im Experiment FULL und schließlich für KT-FULL/AM- sowie KT-WO/AM- aus den Ensemble-Mitteln der negativen AM-Kompositphasen in den Experimenten FULL und WO. Der AM bezieht sich auf die führende EOF des Geopotentials bei 1000 hPa. In den unteren drei Experimenten der Tabelle 4.3 stammt der zonal symmetrische Zustand aus der negativen AM-Kompositphase des Experiments FULL, während die stationäre Welle mit dem linearen Modell erzeugt wird. In dem Experiment KT-LFULL/AM- wird die stationäre Welle mit der klimatologischen und anomalen linearen Wellenanregung der negativen AM-Phase in dem zonal gemittelten Hintergrund der selben Phase rekonstruiert. Das Experiment KT-LFULL/AM-ZE bzw. KT-LFULL/AM-AL berücksichtigt dann

Tabelle 4.3: Zirkulationsexperimente mit unterschiedlichen konstanten Troposphären. Die tro-
posphärischen Zustände stammen im oberen Teil aus nichtlinearen Modellintegrationen des
KMCM und im unteren Teil aus der linearen Modellversion (s. Erklärung im Text). Die Länge
der Integrationen betrug jeweils 1801 Tage.

Experiment	zeitlich konstante Troposphäre	
	Aus nichtlinearem Modell:	
KT-FULL	Klimamittel aus FULL	
KT-FULL/AM+	positive AM-Phase aus FULL	
KT-FULL/AM-	negative AM-Phase aus FULL	
KT-WO/AM-	negative AM-Phase aus WO	
	Aus linearem Modell mit:	
KT-LFULL/AM-	negative AM-Phase aus FULL mit ZE- und AL-Term	
KT-LFULL/AM-ZE	negative AM-Phase aus FULL nur ZE-Term	
KT-LFULL/AM-AL	negative AM-Phase aus FULL nur AL-Term	

nur die klimatologische Wellenanregung bzw. die anomale der negativen AM-Phase. In der Terminologie aus Kapitel 3.4.1 lassen sich die stationären Wellen dieser Experimente folgendermaßen ausdrücken:

$$\overline{\mathbf{y}^{*}}_{\text{KT-LFULL/AM-ZE}} = \overline{\mathbf{y}^{*}}_{\text{KT-LFULL/AM-ZE}} + \overline{\mathbf{y}^{*}}_{\text{KT-LFULL/AM-AL}}$$
(4.12)
$$\overline{\mathbf{y}^{*}}_{\text{KT-LFULL/AM-ZE}} = -L_{\text{AM-}}^{-1} \left(F_{oro}^{*} + \overline{F_{Q}}^{c*} + \overline{\text{TE}(\mathbf{y}^{*})}^{c*} + \text{SE}(\overline{\mathbf{y}^{*}}^{c})^{*} \right)$$
(4.13)
$$\overline{\mathbf{y}^{*}}_{\text{KT-LFULL/AM-AL}} = -L_{\text{AM-}}^{-1} \left(\overline{F_{Q}(\mathbf{y})}^{a-*} + \overline{\text{TE}(\mathbf{y}^{*})}^{a-*} \right).$$
(4.14)

Für die Experimente mit konstanter Troposphäre werden nun die führenden Variabilitätsmuster des stratosphärischen Strahlstroms berechnet und miteinander verglichen. Zunächst werden die Experimente aus dem oberen Teil der Tabelle 4.3 betrachtet. Bei den führenden gewichteten EOFs des Polarwirbels (Abb. 4.14a-c) treten ähnliche Unterschiede wie bei den verschiedenen Anregungen stationärer Wellen in



Abbildung 4.14: Führende gewichtete EOFs des stratosphärischen zonal gemittelten Zonalwinds für die Experimente KT-FULL (a), KT-FULL/AM+ (b), KT-FULL/AM- (c) und KT-WO/AM- (d). Die Muster sind mit der Standardabweichung der zugehörigen Hauptkomponente gewichtet. Die beschriebene Varianz jedes Musters ist im Titel vermerkt. Das Konturintervall beträgt in 1 ms⁻¹. Negative Werte sind dunkel, positive hell schattiert. In schwarzen Konturen ist der jeweilige zeitgemittelte Zustand mit einem Intervall von 10 ms⁻¹ eingetragen.

Abbildung 4.4 auf. Bei einer konstanten Troposphäre aus dem mittleren Klimazustand weist das Schwankungsmuster eine polwärtige Phasenneigung mit einer maximalen Amplitude von 5,0 ms⁻¹ bei 70°N und 0,3 hPa auf (Abb. 4.14a). Der zeitlich gemittelten Zustand ist mit dünnen Konturen in Abbildung 4.14 eingezeichnet und erreicht im Experiment KT-FULL Werte über 70 ms⁻¹. Dabei liegt das Schwankungsmuster zum mittleren Zustand leicht äquatorwärts versetzt. Für die konstante Troposphäre aus der positiven AM-Phase im Experiment KT-FULL/AM+ (Abb. 4.14b) erreicht das Variabilitätsmuster ein Maximum von 5,7 ms⁻¹ bei 40°N und 2 hPa und besitzt eine Dipolstruktur. Das Maximum liegt auf der äquatorwärtigen Flanke des mittleren Strahlstroms, welcher Werte über 80 ms⁻¹ besitzt. Die Experimente KT-FULL und KT-FULL/AM+ unterscheiden sich in dem Eliassen-Palm-Fluss (EPF) von der Troposphäre in die Stratosphäre (Abb. 3.19b), wobei in der positiven Phase des AM der Wellenfluss in die polare Stratosphäre reduziert wird und so die Schwankung des Polarwirbels abgeschwächt ist.

Für die konstante Troposphäre aus der negativen AM-Phase im Experiment KT-FULL/AM- (Abb. 4.14c) ergibt sich eine starke Schwankung des Polarwirbels mit einem Maximum von 12,9 ms⁻¹ bei 75°N und 2 hPa. Dabei liegt das Extremum auf der polwärtigen Flanke eines stark abgeschwächten mittleren Strahlstroms, der lediglich eine Amplitude von 38 ms⁻¹ erreicht. Das führende Schwankungsmuster zeigt eine leichte Phasenneigung mit der Höhe, wobei in der unteren Stratosphäre zwei lokalen Maxima bei 35° und 60° N auftreten. Der Charakter des Musters besteht jedoch hauptsächlich in der Windschwankung in hohen Breiten. Insgesamt ist das Muster in Struktur und Amplitude sowie der mittlere Zustand mit dem des Experiments FULL vergleichbar (Abb. 4.4d). In dem Experiment KT-WO/AM- besitzt die führende EOF des Polarwirbels (Abb. 4.14d) nur ein Maximum von 8,8 ms⁻¹ bei 65°N und 0,3 hPa. In hohen Breiten der unteren und mittleren Stratosphäre weist das Muster sogar negative Werte auf. Das Muster liegt zum mittleren Strahlstrom leicht äquatorwärts versetzt und ist somit näherungsweise vergleichbar mit der ersten EOF im Experiment WO (Abb. 4.4c). Der Unterschied zwischen den EOFs in den Experimenten KT-FULL/AM- und KT-WO/AM- wird durch die horizontale Komponente des EPF-Fluss aus der negativen Phase des troposphärischen AM verursacht (Abb. 3.19a,b). In der unteren Stratosphäre erzeugt hierbei die Rückkopplung zwischen dem zonal gemittelten Zonalwind und der quasi-stationären Welle der AM-Phase im Experiment FULL eine polwärtige Komponente, während der EPF im Experiment WO nur aufwärts gerichtet ist. Dieser Unterschied zwischen den Experimenten WO und FULL tritt auch in dem EPF bei abgeschwächten Polarwirbel auf (Abb. 4.9e,i). Aus den Experimenten kann der Schluss gezogen werden, dass die starke Variabilität des Polarwirbels eng mit der troposphärischen Variabilität, insbesondere mit dem troposphärischen AM zusammenhängt. Hieraus folgt auch, dass das mittlere Schwankungsquadrat der führenden EOFs in den Experimenten mit konstanter Troposphäre geringer als mit variabler Troposphäre ist (Abb. 4.14, 4.4).

Die negative AM-Phase kann auf zwei Arten den EPF in die Stratosphäre beein-

flussen, zum einen über die geänderte Ausbreitung in dem zonal symmetrischen Zonalwind der AM-Phase bei klimatologischer Anregung stationärer Wellen und zum anderen über eine Änderung der Anregungsquellen. Die Einflüsse dieser Terme werden mit den drei Experimenten aus der unteren Hälfte der Tabelle 4.3 untersucht. Für die Berücksichtigung beider Terme im Experiment KT-LFULL/AM- ergibt sich ein starkes Variabilitätsmuster in hohen Breiten mit einem Maximum von 9 ms⁻¹ bei einer beschriebenen Varianz von 73,9% (Abb. 4.15a). Bis auf die stärkere Phasenneigung mit der Höhe stimmt das Muster gut mit dem des Experiments KT-FULL/AM-(Abb. 4.14c) überein, so dass der EPF aus der Troposphäre gut über die lineare quasistationäre Welle beschrieben wird. Im Experiment KT-LFULL/AM-ZE wird allein die geänderte Ausbreitung in der AM-Phase berücksichtigt. Die führende EOF des stratosphärischen Strahlstroms (Abb. 4.15b) ähnelt in der Lage dem Muster des Experiments FULL (Abb. 4.4d), wobei nur ein Wert von 2,2 ms⁻¹ bei einer beschriebenen Varianz von 46,6% erreicht wird. Gleichzeitig weist der schwache mittlere Strahlstrom mit Werten bis 40 ms⁻¹ auf eine hohe stratosphärische Wellenaktivität hin. Die Ursache für dieses Verhalten ist unklar und könnte damit zusammenhängen, dass in dem einfachen Modell von Holton und Mass (1976) die Stärke der stratosphärischen Schwankungen für sehr große Amplituden der Wellenanregung abnimmt. Das Experiment KT-LFULL/AM-AL enthält als troposphärische Wellenanregung nur den AL-Term, der aus den Anderungen der Wärmequelle sowie der transienten Wellenanregung in der AM-Phase besteht. Hier weist die Stratosphäre eine verschwindende Variabilität auf (Abb. 4.15c). Die Schwankung beträgt nur $0,1 \text{ ms}^{-1}$ und befindet sich über dem Äquator. Dabei herrscht ein starker Strahlstrom bis 70 ms $^{-1}$ vor.

Der entscheidende Antrieb der stratosphärischen Variabilität stammt also aus der geänderten Ausbreitung im zonal gemittelten Wind der negativen AM-Phase. Der zugehörige EPF bestimmt den auf- und polwärts gerichteten Wellenfluss in der negativen AM-Phase (Abb. 3.19d). Gerade dieser Anteil unterscheidet auch die Experimente bei einem abgeschwächten Polarwirbel, da nur das Experiment FULL eine



Abbildung 4.15: wie Abbildung 4.14, aber für die Experimente KT-LFULL/AM- (a), KT-LFULL/AM-ZE (b) und KT-LFULL/AM-AL (c).

polwärts gerichtete Komponente des EPF in dem linearen quasi-stationären Anteil zeigt (Abb. 4.10j). Damit ist eine starke Schwankung des Polarwirbels, wie sie nur bei Kombination von Orographie und Land-Meer-Verteilung auftritt, eng mit der Änderung des quasi-stationären EPF der AM-Phasen verbunden. Diese Änderung folgt wiederum aus der Rückkopplung zwischen der zonal symmetrischen Komponente und der quasi-stationären Welle der AM-Phasen, so dass ein Zusammenhang zwischen dem Antrieb des AM und der starken Variabilität des Polarwirbels im Experiment FULL besteht.

4.4 Diskussion

Die stratosphärische Variabilität hängt von der Anregung stationärer Wellen durch die Orographie und die Land-Meer-Verteilung ab. Die führenden Schwankungsmuster des stratosphärischen Strahlstroms zeigen in allen Experimenten ein starkes Extremum und eine geringe Neigung mit der Höhe. Dabei wird die Lage und die Amplitude des Extremums von der Anregung stationärer Wellen beeinflusst. Bei allein orographischer oder thermischer Anregung stationärer Wellen können sich die planetaren Wellen nicht ungedämpft in den Bereich des starken Polarwirbels ausbreiten und das Extremum des Schwankungsmusters liegt auf der äquatorwärtigen Flanke des mittleren Strahlstroms. Dagegen stimmt bei Kombination von Orographie und Land-Meer-Verteilung das Extremum in der Lage mit dem mittleren Strahlstrom überein. Dabei besitzt die zugehörige Hauptkomponente eine dreimal höhere Standardabweichung als auf dem Aquaplaneten. Nur bei der vollen Anregung stationärer Wellen treten auch ein stratosphärischer Annularer Mode sowie das Herabsinken der polaren Temperaturanomalie auf, so dass die stratosphärische Variabilität mit den Analysen von Beobachtungen der winterlichen Nordhemisphäre vergleichbar ist.

Die Polarwirbelschwankungen resultieren in den Experimenten aus einer Welle-Grundstrom-Wechselwirkung. Die einzelnen Experimente unterscheiden sich jedoch bezüglich des quasi-stationären Anteils des EPF in den Variabilitätsphasen. Nur bei Kombination von Orographie und Land-Meer-Verteilung weist dieser EPF eine polwärts gerichtete Komponente auf und trägt so zu der EPF-Divergenz in hohen Breiten bei. Es wurde gezeigt, dass diese Komponente größtenteils aus denjenigen planetaren Wellen der Troposphäre stammt, die über die geänderte Ausbreitung im zonal gemittelten Zonalwind der AM-Phasen bei klimatologischer Anregung stationärer Wellen beschrieben werden können. Eine solche quasi-stationäre Welle der AM-Phase tritt jedoch nur auf, wenn in der Troposphäre die positive Rückkopplung zwischen der zonal symmetrischen Komponente und der quasi-stationären Welle der AM-Phase möglich ist. Wie in Kapitel 3 gezeigt wurde, findet ein solcher Prozess allein im Experiment FULL statt. Erst dort ergibt sich die Variation des EPF, die zu der starken Schwankung des Polarwirbels führt.

Dieser Zusammenhang zwischen dem troposphärischen AM und der Polarwirbelschwankung spiegelt sich auch in den Experimenten von Taguchi et al. (2001) und Taguchi und Yoden (2002) wider, welche die Variabilität in einem vereinfachten Zir-

kulationsmodell in Abhängigkeit von der Höhe h_0 einer idealisierten Orographie untersuchen. Dort tritt erst für $h_0 > 600$ m in der Troposphäre ein verstärkter AM und für $h_0 > 700$ m eine starke Polarwirbelschwankung mit einem Herabsinken der polaren Temperaturanomalie auf, während für geringere Höhen der troposphärische AM abgeschwächt und die stratosphärische Variabilität unabhängig von der Troposphäre scheint. Mit den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit wird dieses Verhalten wie folgt interpretiert. Bei der höheren Orographie setzt die Rückkopplung zwischen der quasistationären Welle und dem troposphärischen AM ein, die einerseits die zonal symmetrische Komponente des AM stärkt und andererseits einen verstärkten EPF in der negativen AM-Phase erzeugt, woraus sich die starke Schwankung des Polarwirbels ergibt. Für die geringeren Orographiehöhen verhalten sich die Experimente bei Taguchi et al. (2001) wie die Experimente QCM und WO, bei denen sich die aufwärts gerichteten Wellenflüsse aus den transienten und den stationären Wellen kompensieren, so dass nur eine geringe Korrelation zwischen der stratosphärischen und troposphärischen Variabilität besteht.

Aus dem Einfluss des troposphärischen AM auf die stratosphärische Variabilität ergibt sich die Frage nach der Vorhersagbarkeit von stratosphärischen Erwärmungen. Hierzu wurde eine Modellintegration für das Experiment KT-FULL/AM-, also mit der konstanten Troposphäre aus der negativen AM-Phase des Experiments FULL, durchgeführt, wobei das Experiment mit der mittleren stratosphärischen Klimatologie aus dem Experiment FULL startet. Die zeitliche Entwicklung des zonal gemittelten Zonalwinds bei 70°N und 4 hPa ist in Abbildung 4.16 dargestellt. Die starke Abschwächung des Polarwirbels um mehr als 30 ms⁻¹ findet erst nach 200 Tagen statt,



Abbildung 4.16: Zeitliche Entwicklung des zonal gemittelten Zonalwinds bei 70 N und 4 hPa im Experiment KT-FULL/AM- mit einem mittleren klimatologischen Zustand in der Stratosphäre am Tag 1.

was jedoch nicht in der Kreuzkorrelation zwischen AM-Zeitreihe und SZI für das volle KMCM bestätigt wird. In der Zeitreihe des Zonalwinds zeichnet sich aber schon nach etwa 20 Tagen eine leichte Schwächung des Polarwirbels um 8 ms⁻¹ ab. Diese Zeitskala kann mit einem Ansatz von Newman et al. (2001) interpretiert werden. Über eine zeitliche Integration der zonal gemittelten thermodynamischen Gleichung in der TEM-Formulierung ergibt sich eine zeitlich integrative Wirkung des EPF auf die Temperaturänderung der Stratosphäre, wobei die Zeitskala dieser Wirkung aus der Dämpfungsrate einer Newtonschen Relaxation folgt. Diese Beziehung wird bei Newman et al. (2001) abgeleitet und anhand von Beobachtungsdaten bestätigt. Für das hier benutzte Modell beträgt die Relaxationszeit in der unteren Stratosphäre 16 Tage, was sowohl mit dem Zeitpunkt der ersten Abschwächung in Abbildung 4.16 als auch mit dem Versatz für das Maximum in der Kreuzkorrelation zwischen der AM-Zeitreihe und dem SZI (Abb. 4.6) konsistent ist. Die geringe Amplitude nach 20 Tagen in Abbildung 4.16 deutet jedoch daraufhin, dass weitere Faktoren wie die Stärke der troposphärischen Schwankung oder zusätzliche transiente Wellen bei der Kopplung der Höhenbereiche beachtet werden müssen.

Bei den hier untersuchten Experimenten wird kein Herabsinken der polaren Temperaturschwankung bis in die untere Troposphäre gefunden, wie es aus Beobachtungsdaten bekannt ist. Diese Schwäche des Modells könnte mit der Parametrisierung des Strahlungshaushalts durch die Temperaturrelaxation zusammenhängen, da diese gerade im Bereich der Tropopause kürzere Relaxationszeiten aufweist, als sie für Strahlungsmodelle berechnet wurden (Gille und Lyjak, 1986). Eine Korrektur der Parametrisierung durch eine Erhöhung der Relaxationszeit in diesem Bereich wurde für das Modell KMCM von Becker und Schmitz (2003) durchgeführt. Dabei stellt sich jedoch keine entscheidende Änderung in der abwärts gerichteten Ausbreitung der polaren Temperaturschwankung ein (Anhang E.3). Ein weiterer Grund für die fehlende Ausbreitung des herabsinkenden Signals in die Troposphäre könnte mit der vertikalen Auflösung zusammenhängen. So zeigen Polvani und Kushner (2002), dass die mittlere Stärke des Polarwirbels einen Einfluss auf den bodennahen Zonalwind besitzt, wobei die Antwort von der horizontalen und vertikalen Modellauflösung abhängt. Bei einer horizontalen Auflösung von T21 mit 20 vertikalen Schichten bis etwa 80 km fehlt der Einfluss des stratosphärischen Strahlstroms auf den troposphärischen. Wenn entweder die vertikale Auflösung auf 40 Schichten oder die horizontale auf T42 erhöht wird, wird der bodennahe Zonalwind mit der Intensivierung des stratosphärischen Strahlstroms verstärkt und das Maximum polwärts verschoben. Die Experimente in der vorliegenden Arbeit wurden bei einer gemäßigten Auflösung von T29 und 24 Schichten bis 60 km durchgeführt, die zu gering für die Beschreibung des abwärts gerichteten Einflusses von der Stratosphäre auf die Troposphäre sein könnte. Um diese Abhängigkeit von der Modellauflösung zu bestätigen wäre eine Durchführung der Experimente mit einer höheren Auflösung nötig. Zudem könnte mit einer Erweiterung des Modells in die Mesosphäre untersucht werden, wie das Herabsinken eines zonal gemittelten Signals in der unteren Mesosphäre unter Einfluss der Schwere- und Gezeitenwellen einsetzt.

Kapitel 5

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde untersucht, wie die Anregungen stationärer Wellen die führenden Variabilitätsmuster der Extratropen beeinflussen. Die Betrachtung konzentrierte sich auf die Annularen Moden (AM) in der Troposphäre und die Schwankungen des Polarwirbels in der Stratosphäre. Dazu wurde das mechanistische Modell KMCM der globalen, atmosphärischen Zirkulation genutzt, in dem die einzelnen Anregungen aus Orographie und Land-Meer-Verteilung getrennt berücksichtigt werden können. In dem Modell wurden alle externen Parameter zeitlich konstant gesetzt und die Modellintegration zu konstanten Winterbedingungen durchgeführt, so dass die Variabilität sich allein aus der internen Dynamik ergibt.

Um mit dem Modell bei der kombinierten Anregung durch Orographie und Land-Meer-Verteilung eine realistische Beschreibung der Nordhemisphäre zu erhalten, wurden die aus der Land-Meer-Verteilung resultierenden Heizraten an Beobachtungsdaten angepasst. Dabei ergibt sich in der Klimatologie eine etwas zu hohe zonale Symmetrie, insbesondere über dem Nord-Atlantik. Hieraus folgt, dass die genaue Lage der beobachteten, troposphärischen Variabilität insbesondere für das Geopotential auf 300 hPa nicht genau reproduziert werden konnte. Dennoch ist das Zirkulationsexperiment mit der kombinierten Anregung stationärer Wellen in der Klimatologie, in den Variabilitätsmustern sowie in den Analysen zum Antrieb des AM gut mit der beobachteten winterlichen Nordhemisphäre vergleichbar. In den weiteren Experimenten wurden die einzelnen Anregungen stationärer Wellen unterschiedlich berücksichtigt. Bei alleiniger Anregung durch die Land-Meer-Verteilung ergibt sich nur eine schwache klimatologische stationäre Welle, so dass das Experiment eine ähnliche Klimatologie wie das Zirkulationsexperiment ohne Anregung stationärer Wellen (Aquaplanet) besitzt. Diese beiden Experimente sind mit der beobachteten, winterlichen Südhemisphäre vergleichbar. Wenn nur die Orographie in das Modell eingeht, treten dagegen stärkere stationäre Wellen auf.

Zur Analyse der Modelldaten wurde für das KMCM ein lineares Modell der stationären Welle entwickelt. Die Linearisierung erfolgt um einen zonal gemittelten Zustand. Die linearen Antworten auf die einzelnen Anregungsterme aus Orographie, Wärmequellen und transienten Wellen zeigen für die klimatologische stationäre Welle der Stromfunktion auf 300 hPa ein Verhalten, das mit den Analysen von Beobachtungsdaten (Wang und Ting, 1999) vergleichbar ist. Somit werden in dem Modell nicht nur die klimatologische stationäre Welle, sondern auch ihre Anregungsterme vernünftig beschrieben. Dabei wird in dem Modell die mittlere Heizrate über dem Nordatlantik durch die Kombination von Orographie und Land-Meer-Verteilung verstärkt, was eine erhöhte lineare Antwort auf die Wärmequellen in diesem Experiment zur Folge hat.

Jedes Zirkulationsexperiment zeigt in der Troposphäre einen AM als erste empirische orthogonale Funktion des Geopotentials auf 1000 hPa. Die troposphärischen AMs hängen in ihrer Stärke empfindlich von der Anregung stationärer Wellen ab. Auf dem Aquaplaneten oder bei Anregung stationärer Wellen allein durch die Land-Meer-Verteilung zeigen die AMs nur geringe Abweichungen von einem zonal symmetrischen Mode, so dass die Muster vergleichbar mit dem beobachteten südhemisphärischen AM sind. Wenn nur die Orographie berücksichtigt wird, tritt ein AM mit einer abgeschwächten zonal symmetrischen Komponente und deutlichen Wellenanteilen auf. Für die Anregung stationärer Wellen aus der Orographie und der Land-Meer-Verteilung ergibt sich der AM mit der stärksten zonal symmetrischen Komponente und Aktionszentren über den Ozeanen. Dieses Muster stimmt in guter Näherung mit dem beobachteten nordhemisphärischen AM überein.

Das Auftreten eines AM wurde in jedem Experiment auf die Rückkopplung zwischen den synoptischen Wellen und dem zonal symmetrischen Zonalwind der AM-Phasen zurückgeführt. Wie die Kreuzkorrelationsanalyse zwischen dem vertikal und zonal gemittelten Zonalwind und seinen Antriebstermen zeigt, bestimmt die Schwankung des zonal gemittelte Zonalwinds in allen Experimenten den synoptischen Anteil des meridionalen Wellenvorticityflusses in der Weise, dass der Wellenfluss die Windschwankung wiederum verstärkt und so eine positive Rückkopplung stattfinden kann. Außerdem liefert der synoptische Anteil des Wellenflusses stets einen wichtigen Beitrag zur Bilanz des zonal gemittelten Zonalwinds in den AM-Phasen. Wenn keine längenabhängige Orographie in den Experimenten berücksichtigt wird, dominiert dieser Wellenfluss sogar die Bilanz. Dieses Verhalten ist mit der Beobachtung der Südhemisphäre vergleichbar (Limpasuvan und Hartmann, 2000). Bei orographischer Anregung ist der Beitrag des synoptischen Wellenflusses zu der Bilanz des Zonalwinds in den AM-Phasen reduziert.

Erst wenn die Orographie und die Land-Meer-Verteilung zusammen in das Modell eingehen, findet eine positive Rückkopplung zwischen der quasi-stationären Welle und dem zonal gemittelten Zonalwind in den AM-Phasen statt. Die notwendige Bedingung für eine solche Rückkopplung ist gemäß der Kreuzkorrelationsanalyse nur in diesem Experiment erfüllt. Die Rückkopplung wurde mithilfe des linearen Modells weitergehend untersucht, woraus sich folgender Mechanismus ergibt: Die quasi-stationäre Welle der AM-Phase wird durch die lineare Ausbreitung im geänderten zonal gemittelten Zonalwind der AM-Phase bei der klimatologischen Anregung stationärer Wellen erzeugt. Diese quasi-stationäre Welle wirkt über die Kopplung mit der klimatologischen stationären Welle zurück auf den zonal gemittelten Zonalwind. So wird die zonal gemittelte Bilanz des Zonalwinds für die AM-Phasen in hohen Breiten von den stationären Beiträgen des meridionalen Wellenvorticityflusses dominiert. Dieser Mechanismus der Rückkopplung stimmt mit den Analysen des beobachteten nordhemisphärischen AM überein (DeWeaver und Nigam, 2000b).

Bei alleiniger Anregung stationärer Wellen durch Orographie findet keine positive Rückkopplung zwischen der quasi-stationären Welle und dem AM statt. Insbesondere wird die quasi-stationäre Welle der AM-Phasen nicht durch die lineare Ausbreitung, sondern durch nichtlineare Beiträge bestimmt. Wie die Kreuzkorrelationsanalyse zeigt, ergibt sich bei Berücksichtigung von Orographie eine negative Rückkopplung zwischen dem Gebirgsterm der vertikal gemittelten Drehimpulsbilanz und dem zonal gemittelten Zonalwind. Mit anderen Worten, die Längenabhängigkeit der Orographie dämpft eine barotrope Zonalwindänderung und damit den AM. Also kann bei orographischer Anregung stationärer Wellen ein AM mit einer starken zonal symmetrischen Komponente nur existieren, wenn eine positive Rückkopplung zwischen dem zonal gemittelten Zonalwind und der quasi-stationären Welle der AM-Phasen besteht. Aus den Zirkulationsexperimenten dieser Arbeit folgt, dass gerade in dieser Notwendigkeit der qualitative Unterschied zwischen dem nord- und südhemisphärischen AM der Beobachtungen besteht.

Die führenden Schwankungsmuster des stratosphärischen Polarwirbels wurden auf der Basis der ersten empirischen orthogonalen Funktionen des stratosphärischen zonal gemittelten Zonalwinds bestimmt. In jedem Muster tritt ein Extremum auf, das eine geringe Phasenneigung mit der Höhe besitzt. Die Schwankungsmuster hängen jedoch in ihrer Lage bezüglich der geographischen Breite und in ihrer Stärke von der jeweiligen Anregung stationärer Wellen ab. So befindet sich das Extremum für alle Experimente, außer bei der Kombination von Orographie und Land-Meer-Verteilung, auf der äquatorwärtigen Flanke des klimatologisch gemittelten Strahlstroms. Bei kombinierter Anregung stationärer Wellen stimmt das Schwankungsmuster in der Lage mit dem mittleren Strahlstrom überein und der Polarwirbel vollzieht starke Schwankungen, die zu stratosphärischen Erwärmungen führen können. Außerdem treten nur in diesem Experiment ein stratosphärischer AM und das Herabsinken der polaren Temperaturanomalie auf, so dass die stratosphärische Variabilität mit den Beobachtungen der winterlichen Nordhemisphäre vergleichbar ist.

Die Schwankung des Polarwirbels resultiert in den Zirkulationsexperimenten aus der Welle-Grundstrom-Wechselwirkung. Der Unterschied zwischen den Experimenten besteht darin, dass allein bei der Kombination von Orographie und Land-Meer-Verteilung die quasi-stationäre Welle der Variabilitätsphase eine wichtige Rolle für die Schwankung des Polarwirbels spielt. Nur für dieses Experiment trägt die quasistationäre Welle über die Kopplung mit der klimatologischen stationären Welle maßgeblich zu der Divergenz des Eliassen-Palm-Flusses in der jeweiligen Schwankungsphase des Polarwirbels bei. Analog zum troposphärischen Annularen Mode wurde mithilfe des linearen Modells eine positive Rückkopplung zwischen der quasi-stationären Welle und dem Polarwirbel abgeleitet. Dieser Prozess zeigt sich bei der Verstärkung
des Polarwirbels und deutet sich auch bei der Abschwächung des Wirbels an.

Eine Kopplung von troposphärischer und stratosphärischer Variabilität wurde anhand einer Modellversion mit zeitlich konstanter Troposphäre nachgewiesen. Der troposphärische AM beeinflusst hierbei den EPF in die Stratosphäre, wodurch die Variabilität des Polarwirbels eng mit dem troposphärischen AM verknüpft ist. So ist ein abgeschwächter meridionaler Bodendruckgradient, also die negative Phase des AM, mit einem verstärkten vertikalen EPF aufgrund der quasi-stationären Welle der AM-Phase verbunden. Bei der Berücksichtigung von Orographie und Land-Meer-Verteilung besitzt der so erhöhte EPF auch eine polwärtige Komponente, die aus der linearen Ausbreitung der stationären Welle im geänderten zonal gemittelten Zonalwind der Troposphäre stammt. Wie in der Modellversion mit zeitlich konstanter Troposphäre gezeigt wurde, führt dieser erhöhte EPF der negativen AM-Phase zu starken Schwankungen des Polarwirbels, die mit der beobachteten Variabilität der Nordhemisphäre vergleichbar sind. Somit trägt die Rückkopplung zwischen der quasi-stationären Welle und dem troposphärischen AM zu einer starken Polarwirbelschwankung und zu der Kopplung zwischen der Troposphäre und Stratosphäre bei.

Für weiterführende Untersuchungen stellt sich zum einen die Frage, wie eine Rückwirkung der stratosphärischen Variabilität auf die Troposphäre stattfindet. Ein solcher Prozess, beispielsweise durch das Herabsinken der polaren Temperaturanomalie, ist in der verwendeten Modellversion nur schwach vorhanden. Der Grund hierfür könnte in der relativ geringen Anzahl der Modellschichten liegen. Zum anderen ergibt sich aus den Ergebnissen der Arbeit die Frage nach der Vorhersagbarkeit von stratosphärischen Erwärmungen aus der Kenntnis der troposphärischen Zirkulation. Für diese Aufgaben wäre neben einer besseren vertikalen Auflösung eine Ausdehnung des Modells bis zur Mesopause wünschenswert, um auch den Bereich zu erfassen, in dem die stratosphärischen Erwärmungen in der Realität einsetzen.

Danksagung

Zuerst danke ich Herrn Prof. Dr. Gerhard Schmitz für das sehr interessante Thema und die anregenden Diskussionen.

Weiterhin möchte ich allen Kollegen am Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik in Kühlungsborn für die stets freundliche Arbeitsumgebung danken. Insbesondere danke ich Dr. Erich Becker, Dr. Ulrich Achatz, Dr. Günter Entzian, Tobias Umblia, Dr. Holger Schröder, Cord Fricke-Begemann, Arno Müllemann und Dr. Markus Rapp für Diskussion und freundschaftlichen Beistand. Ein besonderes Lob gebührt der Rechenabteilung mit Thomas Linow, Jutta Schacht, Peter Preidel, Frank Buchert und Martin Düffer.

Schließlich danke ich in Liebe meiner Frau Katja und meinen Kindern Elin und Amalie.

Anhang A

Notation

∇	horizontaler Nabla-Operator
∇_3	3-dimensionaler Nabla-Operator
A	Vektor A
[A]	zonales Mittel einer Größe A, $[A] = 1/2\pi \int_0^{2\pi} A d\lambda$
A^*	Abweichung einer Größe A von seinem zonalen Mittel
\overline{A}	zeitliches oder Ensemble-Mittel einer Größe A
A'	Abweichung einer Größe A von seinem zeitlichen Mittel
a	Erdradius
AM	Annularer Mode
c_p	spezifische Wärme trockener Luft bei konstantem Druck
∂_x	partielle Ableitung nach x
d_x	totale Ableitung nach x
D	horizontale Divergenz
dyn	dynamischer Kern des atmosphärischen Zirkulationsmodells
ex	ostwärts gerichteter Einheitsvektor
ey	nordwärts gerichteter Einheitsvektor
ez	vertikaler Einheitsvektor
$EOF_i(A)$	die i-te empirische orthogonale Funktion einer Größe A
EPF	Eliassen-Palm-Fluss
f	Coriolis-Parameter
f_0	konstanter Coriolis-Parameter in quasi-geostrophischer Näherung
F	gesamte Wellenanregung im linearen Modell
g_0	mittlere Erdbeschleunigung
GCM	"General Circulation Model", allgemeines Zirkulationsmodell
gpm	geopotentielle Meter, Einheit der geopotentiellen Höhe Z
Н	Skalenhöhe
l	Höhenindex für die Modellschichten
L	Linearer Operator
Ν	Brunt-Väisällä-Frequenz
NAM	nordhemisphärischer Annularer Mode

A. Notation

NAO	Nordatlantische Oszillation
p	Druck
$\mathrm{PC}_i(A)$	die i-te Hauptkomponente einer Größe A
p_s	Bodendruck
<i>q</i>	Konvergenz des vertikalen sensiblen Wärmeflusses
Q	diabatische Heizrate
R	molare Gaskonstante für trockene Luft
R	Reibungskraft
SAM	südhemisphärischer Annularer Mode
SE	stationäre Nichtlinearität im linearen Modell
SZI	Stratosphärischer zonaler Index
t	Zeit
Т	Temperatur
T_e	Relaxationstemperatur
TE	transiente Wellenanregung im linearen Modell
и	Zonalwind
V	horizontaler Windvektor
v ₃	3-dimensionaler Windvektor
ν	Meridionalwind
v _r	residueller Meridionalwind
W	vertikaler Wind
У	Zustandsvektor der Atmosphäre oder des Modells
Ζ	geopotentielle Höhe, $Z = \Phi/g$
Z	Impulsbeitrag der Vertikaldiffusion
β	$\equiv df/dy$, Änderung des Coriolis-Parameters mit der Breite
بح	horizontale Vorticity
η	vertikale Hybrid-Koordinate
θ	potentielle Temperatur
λ	longitudinale Koordinate, geographische Länge
ρ	Dichte
ρ_R	Referenzprofil der Dichte
τ	Relaxationszeit, Zeitabstand
φ	Koordinate der geographischen Breite
Φ	Geopotential
Ψ	Stromfunktion
Ψ_r	residuelle Stromfunktion
ω	Druckgeschwindigkeit = dp/dt
ω_r	residuelle Druckgeschwindigkeit

108

Anhang B

Stabilitätsanalyse zum Leap-Frog-Schema mit Zeitfilter

Die Zeitintegration des Modells erfolgt mit einem so genannten *semi-impliziten Leap-Frog-Schema* (Hoskins und Simmons, 1975) sowie einem Zeitfilter (Asselin, 1972) zur Dämpfung des Fehlers aus dem *rechnerischen Mode*. Üblicherweise wird hierbei die Horizontaldiffusion zu dem vergangenen Zeitpunkt t-1 verwendet. In dieser Arbeit wurde zur genaueren Berechnung der Tendenzen die Horizontaldiffusion zu dem Zeitpunkt t eingeführt. Zur Stabilitätsanalyse wurde die Von-Neumann-Methode (z.B. Haltiner und Williams, 1980) auf eine Diffusionsgleichung für den Zustandsvektor **y** angewandt:

$$\frac{\partial \mathbf{y}}{\partial t} = K \nabla^2 \mathbf{y} \,. \tag{B.1}$$

Als Basisfunktionen werden nun die Kugelfunktionen eingeführt, die auch im Modell benutzt werden. Damit ergibt sich

$$\frac{\partial Y_n}{\partial t} = -\frac{K}{a^2}n(n+1)Y_n = -DY_n .$$
(B.2)

Der Index n gibt die totale Wellenzahl an und wird im Folgenden weggelassen. Die Zeitintegration mit dem Leap-Frog-Schema und dem Zeitfilter sieht folgendermaßen aus

$$\frac{Y^{j+1} - \widetilde{Y}^{j-1}}{2\Delta t} = -DY^j \tag{B.3}$$

$$\widetilde{Y}^{j} = Y^{j} + \varepsilon \left(Y^{j+1} - 2Y^{j} + \widetilde{Y}^{j-1} \right), \qquad (B.4)$$

wobei der Index j den jeweiligen Zeitpunkt und ε den Parameter des Zeitfilters angibt. Nach einigen Umformungen und der Einführung einer neuen Variablen $X^{j} = \tilde{Y}^{j-1}$ lässt sich ein lineares Gleichungssystem in der benötigten Form hinschreiben:

$$\begin{pmatrix} Y^{j+1}\\ \widetilde{Y}^{j+1}\\ X^{j+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\alpha & 0 & 1\\ -\alpha\beta & 2\varepsilon & \beta\\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Y^{j}\\ \widetilde{Y}^{j}\\ X^{j} \end{pmatrix}$$
(B.5)

mit den Abkürzungen $\alpha = 2\Delta tD$ und $\beta = 1 - 2\varepsilon - \varepsilon\alpha$. Die Matrix auf der rechten Seite heißt Verstärkungsmatrix. Als notwendige Stabilitätsbedingung wird gefordert, dass für die Eigenwerte λ der Matrix

$$\lambda \le 1$$
 (B.6)

gilt. Die Eigenwerte bestimmt man über die charakteristische Gleichung

$$-\lambda^3 + (2\varepsilon - \alpha)\lambda^2 + (\beta + 2\varepsilon\alpha)\lambda = 0$$
 (B.7)

Daraus ergeben sich folgende drei Lösungen

$$\lambda_1 = 0 \tag{B.8}$$

$$\lambda_{2,3} = \epsilon - \frac{\alpha}{2} \pm \sqrt{\epsilon^2 - 2\epsilon + \frac{\alpha^2}{4} + 1}$$
 (B.9)

Zur Berechnung der Eigenwerte werden nun noch die in dieser Arbeit berücksichtigten Werte der Parameter gebraucht. Die kinematische Viskosität *K* aus Gleichung B.2 beträgt 5, $1 \cdot 10^4 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ am Boden und steigt auf $4 \cdot 10^6 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ in der unteren Mesosphäre an. Der Zeitschritt Δt beträgt 720 s, der Zeitfilterparameter ϵ 0.1 und die totale Wellenzahl reicht von 0 bis 29. Dieser Parameterbereich erfüllt die Stabilitätsbedingung B.6.

Die Stabilität der Modellintegration wurde außerdem dadurch getestet, dass das Experiment FULL mit einem halbierten Zeitschritt für 2,5 Jahre integriert wurde. Das zeitliche Mittel des zonalen Winds und des transienten meridionalen Wellenimpulsflusses ist für dieses Experiment in Abbildung B.1 dargestellt. Im Vergleich mit denselben Größen für das normale Experiment FULL (Abb. 2.10) zeigt eine gute Übereinstimmung im Rahmen der internen Variabilität. Hierin bestätigt sich die numerische Stabilität der durchgeführten Zirkulationsexperimente.



Abbildung B.1: Zeitlich gemittelter a) zonaler Wind und b) transienter meridionaler Wellenimpulsfluss $u'^*v'^*$ auf 300 hPa für das Experiment FULL mit halbiertem Zeitschritt. Das Konturintervall beträgt 10 ms⁻¹(a) und 20 m²s⁻²(b). Die Nullkontur wurde ausgelassen und negative Werte sind schattiert.

Anhang C

Statistische Verfahren

C.1 Die Analyse der empirischen orthogonalen Funktionen

Die EOF-Analyse (z.B. Preisendorfer, 1988; von Storch und Zwiers, 1999) ist eine statistische Methode, um die vorherrschenden Schwankungsmuster einer Zeitreihe zu bestimmen. Dabei betrachtet man die Abweichungen $\vec{z}(t)$ einer p-dimensionalen Zeitreihe $\mathbf{Z}(t)$ von ihrem zeitlichen Mittelwert $\overline{\mathbf{Z}}$ mit $\mathbf{z}(t) = \mathbf{Z}(t) - \overline{\mathbf{Z}}$. Die Zeitreihe bestehe aus n diskreten Zeitpunkten. $\mathbf{z}(t)$ wird nun in eine Summe der EOFs und ihre zeitabhängige Hauptkomponenten (PCs¹) zerlegt:

$$\mathbf{z}(t) = \sum_{j=1}^{p} PC_j(t) EOF_j,$$
(C.1)

wobei die räumlichen Muster der EOFs auf 1 normiert und zueinander orthogonal sind. Die Berechnung der EOFs erfolgt über die Maximierung der durch das Muster beschriebenen Varianz, die sich in der Varianz der Hauptkomponente ausdrückt. Dies führt zu dem Eigenwertproblem der Kovarianzmatrix \underline{S} , die bezüglich $\mathbf{z}(t)$ gebildet wird:

$$\underline{S}\mathbf{e}_{\mathbf{j}} = \ell_{j}\mathbf{e}_{\mathbf{j}}, \qquad j = 1\dots p \tag{C.2}$$

mit
$$\underline{S} = \sum_{t=1}^{n} \mathbf{z}(t) \mathbf{z}^{T}(t)$$
 (C.3)

Die Eigenvektoren $\vec{e_j}$ sind die EOFs und werden nach der Größe ihrer Eigenwerte ℓ_j , die die beschriebenen Varianzen angeben, geordnet. Die Hauptkomponenten berechnen sich aus der Projektion der *EOF*s auf den Datensatz:

$$PC_j(t) = \mathbf{z}(t) \cdot \mathbf{e}_j, \qquad j = 1 \dots p.$$
 (C.4)

¹principal components

Bei der Berechnung der Kovarianzmatrix werden Daten auf einem Längen-Breiten-Druck-Gitter verwendet. Bei Höhenabhängigkeit werden die Daten mit dem Faktor $\sqrt{(p_{l+1}-p_{l-1})/(2p_{Boden})}$ und bei Breitenabhängigkeit mit dem Faktor $\sqrt{\cos\phi}$ multipliziert, so dass die Kovarianzmatrix massen- und flächengewichtet ist.

C.2 Hoch- und Tiefpassfilter

Die verwendeten Hoch- und Tiefpassfilter werden hier kurz erläutert. Als Tiefpassfilter wird in dieser Arbeit eine binomiale Glättung benutzt (Taubenheim, 1969). Dazu wird für eine Zeitreihe x mit dem Abstand Δt über m Datenpunkte eine Glättung durchgeführt um die geglättete Größe X zu erhalten:

$$X_{j+\frac{m}{2}}^{(m)} = \frac{1}{2^m} \sum_{k=0}^m \binom{m}{k} x_{j+k},$$
(C.5)

wobei der Index den Zeitpunkt angibt.

Die Durchlasscharakteristik der binomialen Glättung in Abhängigkeit von der Frequenz v ergibt sich als

$$G^{(m)}(\mathbf{v}) = \cos^{m}\left(\frac{\pi}{2}\frac{\mathbf{v}}{\mathbf{v}_{N}}\right) \tag{C.6}$$

mit der Nyquist-Frequenz $v_N = 1/2\Delta t$. Für unendlich viele Stützstellen weist die Durchlasscharakteristik das Verhalten einer Gaußkurve auf. Um einen bestimmten Tiefpassfilter für die Modelldaten mit einer Zeitauflösung von $\Delta t = 1d$ zu erhalten wird Gleichung C.6 gleich 1/2 gesetzt und nach *m* aufgelöst:

$$m = \frac{\log(1/2)}{\log(\cos(\pi \nu))}.$$
 (C.7)

Für einen 30-Tage-Tiefpass wird also ein Wert von m = 126 gewählt.

Als Hochpassfilter wird wegen den schärferen Filtereigenschaften ein Lanczos-Filter benutzt (z.B. Simmons, 2002). Die hochpassgefilterte Zeitreihe X^{hp} ergibt sich aus der Subtraktion des Tiefpasses von der ursprünglichen Zeitreihe X:

$$X_{j}^{hp} = X_{j} - \frac{1}{h} \sum_{n=-N}^{N} h_{n} X_{j+n}$$
 (C.8)

mit
$$h = \sum_{n=-N}^{N} h_n$$
 (C.9)

und
$$h_n = \frac{\sin(n\pi/(N+1))}{n\pi/(N+1)} \frac{\sin(n\nu_c \Delta t)}{n\pi}$$
. (C.10)

Hierbei ist v_c die Filterfrequenz und *N* bestimmt die Fensterbreite für die Mittelung. Für Hochpass bei 15 Tagen wurde *N* auf 20 gesetzt.

C.3 Telekonnektionen

Sei $X(\lambda, \phi, t)$ eine Zeitreihe mit N Zeitpunkten und der Mittelwert von X gleich Null. Auf der Längen-Breiten-Ebene wird dann eine Ein-Punkt-Korrelation mit dem Basispunkt $p_b = (\lambda_b, \phi_b)$ für X folgendermaßen definiert:

$$r_{(\lambda_b,\phi_b)}(\lambda,\phi) = \frac{\frac{1}{N}\sum_{t=1}^{N} \{X(\lambda_b,\phi_b,t)X(\lambda,\phi,t)\}}{\sqrt{\frac{1}{N}\sum_{t=1}^{N} \{X(\lambda_b,\phi_b,t)\}^2 \frac{1}{N}\sum_{t=1}^{N} \{X(\lambda,\phi,t)\}^2}} .$$
 (C.11)

Die Telekonnektivität gemäß Wallace und Gutzler (1981) gibt an jedem Punkt (λ_i, ϕ_i) die stärkste Antikorrelation aus der jeweiligen Ein-Punkt-Korrelationen $r_{(\lambda_i, \phi_i)}$ an. Nach der Stärke der Antikorrelation werden nun die Basispunkte für die führenden Ein-Punkt-Korrelationen bestimmt und damit die Telekonnektionsmuster erstellt. Das führende Telekonnektionsmuster wird für den Basispunkt mit der größten Telekonnektivität berechnet.

Anhang D

Klimatologische Januar-Mittelwerte aus Beobachtungsdaten



Abbildung D.1: Zonalwind für einen mittleren Januar (a) auf 300 hPa aus NCEP/NCAR-Reanalysedaten (1948-2002) und (b) zonal gemittelt aus UKMO-Daten (1992-2000). Das Konturintervall beträgt 10 ms⁻¹. Die Nullkontur wurde ausgelassen und negative Werte sind schattiert.

Anhang E

Weitere Abbildungen

E.1 Langfristige Fluktuationen auf dem Aquaplaneten

Aufgrund langfristiger Fluktuationen können bei numerischen Simulationen auf dem Aquaplaneten längenabhängige Anteile vorkommen (James und James, 1992). Diese Abweichungen nehmen jedoch mit der Verbesserung der Statistik durch die Verlängerung der Zeitreihe ab, was in Abbildung E.1 für die führende EOF des tiefpassgefilterten Geopotentials auf 300 hPa dargestellt ist. Vergleichbare Abweichungen vom zonalen Mittel treten auch in Arbeiten von Taguchi und Yoden (2002) und Cash et al. (2002) auf.



Abbildung E.1: Führende ungewichtete EOF des Geopotentials auf 300 hPa im Experiment AQUA aus einer Zeitreihe mit a) 10 Jahren, b) 30 Jahren und c) 70 Jahren an Daten. Das Konturintervall beträgt 20 m und negative Werte sind schattiert.

E.2 Weitere Variabilitätsmuster des Geopotentials



Abbildung E.2: Zweite EOF des Geopotentials auf 300 hPa für das Experiment WOQM (a) und für die Januarmittelwerte aus NCEP/NCAR-Reanalysedaten (b). Die Muster sind mit der Standardabweichung der jeweiligen Hauptkomponente gewichtet und die beschriebenen Varianzen betragen 16,1% und 17,9%. Das Konturintervall ist 15 m und negative Werte sind schattiert.

E.3 Herabsinken bei verbesserter Parametrisierung der Temperaturrelaxation



Abbildung E.3: Lag-Korrelation der über die Polarkappe gemittelten ($\phi > 60^\circ$ N) Temperatur mit Basispunkt 14 hPa für das Experiment mit voller Anregung stationärer Wellen aus Becker und Schmitz (2003). Das Konturintervall beträgt 0,2. Die Nullkontur wurde ausgelassen und negative Werte sind schattiert. Die schwarzen Punkte geben das lokale Maximums zu dem jeweiligen Zeitversatz an.

Literaturverzeichnis

- Achatz, U., und G. Schmitz, 1997: On the Closure Problem in the Reduction of Complex Atmospheric Models with PIPs and EOFs: A Comparison for the Case of a Two-Layer Model with Zonally Symmetric Forcing. J. Atmos Sci., 54, 2452-2474.
- Ambaum, M. H. P., und B. J. Hoskins, 2002: The NAO troposphere-stratosphere connection. *Journal of Climate*, 15, 1969-1978.
- Ambaum, M. H. P., B. J. Hoskins und D. B. Stephenson, 2001: Arctic Oscillation or North Atlantic Oscillation? J. Climate, 14, 3495-3507.
- Andrews, D. G., J. R. Holton und C. B. Leovy, 1987: Middle Atmosphere Dynamics. *Academic Press*, San Diego.
- Andrews, D. G., und M. E. McIntyre, 1976: Planetary waves in horizontal and vertical shear: the generalised Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration. J. Atmos. Sci., 33, 2031-2048.
- Asselin, R., 1972: Frequency Filter for Time Integrations. *Mon. Wea. Rev.*, **100**, 487-490.
- Baldwin, M. P., und T. J. Dunkerton, 1999: Propagation of the Arctic Oscillation from the stratosphere to the troposphere. *J. Geophys. Res.*, **104**, 30.937-30.946.
- Becker, E., 2001: Symmetric stress tensor formulation of horizontal momentum diffusion in global models of atmospheric circulation. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 269-282.
- Becker, E., 2003: Energetics of turbulent momentum diffusion and gravity wave breakdown in general circulation models of the atmosphere. Habilitationsschrift der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Rostock.
- Becker, E., 2003: Frictional heating in global climate models. *Mon. Wea. Rev.*, **131**, 508-520.
- Becker, E., und G. Schmitz, 1999: The rôle of orographically and thermally forced stationary waves in the causation of the residual circulation. *Tellus*, **51A**, 902-913.
- Becker, E., und G. Schmitz, 2001: Interaction between Extratropical Stationary Waves and the Zonal Mean Circulation. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 462-480.

Becker, E., und G. Schmitz, 2003: Climatological Effects of Orography and Land-Sea

Heating Contrasts on the Gravity Wave-Driven Circulation of the Mesosphere. J. Atmos. Sci., **60**, 103-118.

- Becker, E., G. Schmitz und R. Geprägs, 1997: The feedback of midlatitude waves onto the Hadley cell in a simple general circulation model. *Tellus*, **49** A, 182-199.
- Beyer, O., H. Hackel, V.Pieper und J. Tiedge, 1991: Wahrscheinlichkeitsrechnung und mathematische Statistik. Mathematik f
 ür Ingenieure, Naturwissenschaftler, Ökonomen und Landwirte: 17. B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig.
- Blackmon, M. L., G. W. Branstator, G. T. Bates und J. E. Geisler, 1987: An Analysis of Equatorial Pacific Sea Surface Temperature Anomaly Experiments in General Circulation Models with and without Mountains. J. Atmos. Sci., 44, 1828-1844.
- Branstator, G., 1984: The relationship between zonal mean flow and quasi-stationary waves in the midtroposphere, *J. Atmos. Sci*, **41**, 2163-2178.
- Bronstein, I. N., und K. A. Semendjajew, 1991: Taschenbuch der Mathematik. Verlag Harri Deutsch, Frankfurt/Main.
- Cash, B.A., P.J. Kushner und G.K. Vallis, 2002: The structure and composition of the annular modes in an aquaplanet general circulation model. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 3399-3414.
- Charney, J. G., und P. G. Drazin, 1961: Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **66**, 83-109.
- Christiansen, B., 1999: Stratospheric vacillations in a general circulation model. J. Atmos. Sci., 56, 1858-1872.
- Christiansen, B., 2001: Downward propagation of zonal mean zonal wind anomalies from the stratosphere to the troposphere: Model and reanalysis. *J. Geophys. Res.*, **106**, 27307-27322.
- Cook, K. H., und I. M. Held, 1992: The Stationary Response to Large-Scale Orography in a General Circulation Model and a Linear Model. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 525-539.
- Deser, C., 2000: On the Teleconnectivity of the "Arctic Oscillation". *Geophys. Res. Lett.*, **270**, 779-782.
- DeWeaver, E., und S. Nigam, 2000a: Do stationary waves drive the zonal-mean jet anomalies of the northern winter? *J. Climate*, **13**, 2160-2176.
- DeWeaver, E., und S. Nigam, 2000b: Zonal-eddy dynamics of the North Atlantic Oscillation. *J. Climate*, **13**, 3893-3914.
- Dommenget, D., und M. Latif, 2002: A cautionary note on the interpretation of EOFs. *J. Climate*, **15**, 216-225.
- Edmon, H. J. Jr., B. J. Hoskins und M. E. McIntyre, 1980: Eliassen-Palm Cross Sections for the Troposphere. J. Atmos. Sci., 37, 2600-2616; corrigendum: 38, 1115

(1981).

- Farrell, B. F., und P. J. Ioannou, 1996: Generalized Stability Theory. Part I: Autonomous Operators. J. Atmos. Sci., 53, 2025-2040.
- Feldstein, S. B., 2003: The dynamics of NAO teleconnection pattern growth and decay. *Q. J. R. Meterol. Soc.*, **129**, 901-924.
- Franzke, C., K. Fraedrich und F. Lunkeit, 2001: Teleconnections and low frequency variability in idealised experiments with two storm tracks. Q. J. R. Meterol. Soc., 127, 1321-1339.
- Ghil, M., 2001: Hilbert problems for the geosciences in the 21st century. *Nonlin. Proc. Geophys.*, **8**, 211-222.
- Gille, J. C., und L. V. Lyjak, 1986: Radiative heating and cooling rates in the middle atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2215-2229.
- Gong, D., und S. Wang, 1999: Definition of Antarctic oscillation index. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 459-462.
- Grose, W. L. und B. J. Hoskins, 1979: On the influence of orography on large-scale atmospheric flow. J. Atmos. Sci., **36**, 223-234.
- Haltiner, G. J., und R. T. Williams, 1980: Numerical Prediction and Dynamic Meteorology, Second Edition. *John Wiley & Sons*, New York.
- Hartmann, D. L., 1994: Global Physical Climatology. Academic Press, San Diego.
- Held, I. M., und M. Ting, 1990: Orographic versus thermal forcing of stationary waves: The importance of the mean low-level wind. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 495-500.
- Holton, J.R., 1992: An Introduction to Dynamic Meteorology, Third Edition. *Academic Press*, San Diego.
- Holton, J. R., und C. Mass, 1976: Stratospheric vacillation cycles. J. Atmos. Sci., 33, 2218-2225.
- Holton, J. R., und H.-C. Tan, 1980: The influence of the equatorial quasi-biennial oscillation on the global circulation at 50 mb. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2200-2208.
- Holtslag, A. A. M., und B. A. Boville, 1993: Local versus nonlocal boundary-layer diffusion in a global climate model. *J. Climate*, **6**, 1825-1842.
- Hoskins, B. J., und D. J. Karoly, 1981: The steady linear response of a spherical atmosphere to thermal and orographic forcing. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1179-1196.
- Hoskins, B. J., und A. J. Simmons, 1975: A multi-layer spectral model and the semiimplicit method. Q. J. R. Meteorol. Soc., 101, 637-655.
- Hurrell, J. W., 1995b: Decadal Trends in the North Atlantic Oscillation: Regional Temperatures and Precipitation. *Science*, **269**, 676-679.

- James, I. N., 1994: Introduction to Circulating Atmospheres. *Cambridge University* press.
- James, P. M., K. Fraedrich und 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.
- James, I. N., und 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.
- Joseph, D., 1980: Navy 10' global elevation values. NCAR notes on the FNWC terrain data set, NCAR, Boulder, USA.
- Kalnay, E., et al., 1996: The NCEP/NCAR 40-Year reanalysis project. Bull. Amer. Meteor. Soc., 77, 437-471.
- Karoly, D. J., 1990: The role of transient eddies in low-frequency zonal variations of the Southern Hemisphere circulation. *Tellus*, **42** A, 41-50.
- Kimoto, M., F.F. Jin, M. Watanabe und N. Yasutomi, 2001: Zonal-eddy coupling and a neutral mode theory for the Arctic Oscillation. *Geophys. Res. Let.*, **28**, 737-740.
- Kodera, K., 1995: On the origin and nature of the interannual variability of the winter stratospheric circulation in the northern hemisphere. *J. Geophys. Res.*, **100**, 14077-14087.
- Körnich, H., 1998: Die Klimaveränderlichkeit in einem einfachen globalen Zirkulationsmodell unter Berücksichtigung der Orographie. Diplomarbeit, Universität Rostock.
- Körnich, H., E. Becker und G. Schmitz, 2000: Interpretation of the Arctic Oscillation in dependence on stationary wave forcing. Proceedings of the SPARC 2nd General Assembly 2000, Argentinien.
- Körnich, H., und G. Schmitz, 2002: Stratospheric annular mode induced by stationary wave forcing. Vortrag auf EGS XXVII General Assembly, Frankreich.
- Körnich, H., G. Schmitz und E. Becker, 2003: Dependence of the annular mode in the troposphere and stratosphere on orography and land-sea heating contrasts. *Geophys. Res. Lett.*, **30**, doi:10.1029/2002GL016327.
- Kuroda, Y., und K. Kodera, 2001: Variability of the polar night jet in the Northern and Southern Hemispheres. *J. Geophys. Res.*, **106**, 20703-20713.
- Lamb, P. J., und R. A. Peppler, 1987: North Atlantic Oscillation: Concept and an Application. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 68, 1218-1225.
- Limpasuvan, V., und D. L. Hartmann, 1999: Eddies and the annular modes of climate variability. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 3133-3136.

- Limpasuvan, V., und D. L. Hartmann, 2000: Wave-Maintained Annular Modes of Climate Variability. J. Climate, 13, 4414-4429.
- Liu, Q., und C. J. E. Schuurmans, 1993: The Linearity of the Atmosperic Response to Tropical Pacific Anomalous Forcing. *J. Climate*, **6**, 862-875.
- Lorenz, E. N., 1955: Available Potential Energy and the Maintenance of the General Circulation. *Tellus*, **7**, 157-167.
- Lorenz, E. N., 1979: Forced and Free Variations of Weather and Climate. J. Atmos. Sci., 36, 1367-1376.
- Lorenz, D. J., und D. L. Hartmann, 2001: Eddy-Zonal flow feedback in the Southern Hemisphere. J. Atmos. Sci., 58, 3312-3327.
- Lorenz, D. J., und D. L. Hartmann, 2003: Eddy-Zonal flow feedback in the Northern Hemisphere Winter. *J. Climate*, **16**, 1212-1227.
- Madden, R., und P. Speth, 1995: Estimates of atmospheric angular momentum, friction and mountain torques during 1987-1988. J. Atmos. Sci., **52**, 3681-3694.
- Matsuno, T., 1971: A dynamical model of the stratospheric sudden warming. J. Atmos. Sci., 28, 1479-1494.
- McIntyre, M. E., 1982: How well do we understand the dynamics of stratospheric warmings? J. Meteor. Soc. Japan, 60, 37-65.
- Meissner, R., 1978: Der Königsspiegel Konungsskuggsja. Gustav Kiepenheuer Verlag, Leipzig und Weimar.
- Namias, J., 1950: The Index Cycle and its Role in the General Circulation. *J. Meteor.*, **7**, 130-139
- Newman, P. A., E. R. Nash und J. E. Rosenfield, 2001: What controls the temperature of the Arctic stratosphere during spring? *J. Geophys. Res.*, **106**, 19.999-20.010.
- Nigam, S., 1990: On the Structure of Variability of the Observed Tropospheric and Stratospheric Zonal-Mean Zonal Wind. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1799-1813.
- Nigam, S., I. M. Held und S. W. Lyons, 1986: Linear Simulation of the Stationary Eddies in a General Circulation Model. Part I: The No-Mountain Model. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2944-2961.
- Nigam, S., I. M. Held und S. W. Lyons, 1988: Linear Simulation of the Stationary Eddies in a GCM. Part II: The mountainModel. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1433-1452.
- North, G. R., T. L. Bell und R. F. Cahalan, 1982: Sampling Errors in the Estimation of Empirical Orthogonal Functions. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 699-706.
- Perlwitz, J., und H.-F. Graf, 1995: The statistical connection between tropospheric and stratospheric circulation of the Northern Hemisphere in winter. *J. Climate*, **8**, 2281-2295.

- Perlwitz, J., und H.-F. Graf, 2001: Troposphere-stratosphere dynamic coupling under strong and weak polar vortex conditions. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 271-274.
- Perlwitz, J., und N. Harnik, 2003: Observational evidence of a stratospheric influence on the troposphere by planetary wave reflection. *J. Climate*, **16**, 3011-3026.
- Pichler, H., 1986: Dynamik der Atmosphäre. B.I.-Wissenschaftsverlag, Zürich.
- Plumb, R. A., und K. Semeniuk, 2003: Downward migration of extratropical zonal wind anomalies. *J. Geophys. Res.*, **108**, 4223, doi:10.1029/2002JD002773.
- Polvani, L. M., und P. J. Kushner, 2002: Tropospheric response to stratospheric perturbations in a relatively simple general circulation model. *Geophys. Res. Lett.*, 29, 1114, doi:10.129/2001GL014284.
- Preisendorfer, R. W., 1988: Principal Component Analysis in Meteorology and Oceanography, Developments in Atmospheric Science 17, Elsevier, New York.
- Randel, W. J., 1992: Global atmospheric circulation statistics, 1000-1 mb. NCAR Tech. Note, NCAR/TN-366+STR.
- Robinson, W. A., 1991: The dynamics of the zonal index in a simple model of the atmosphere. *Tellus*, **43A**, 295-305.
- Robinson, W. A., 1993: Mechanisms of Low-Frequency Variability in a Simple Model with Orography. J. Atmos. Sci., **50**, 878-888.
- Robinson, W. A., 2000: A Baroclinic Mechanism for the Eddy Feedback on the Zonal Index. J. Atmos. Sci., 57, 415-422.
- Roeckner, E., et al., 1992: Simulation of the present-day climate with the ECHAM model: Impact of model physics and resolution. Report 93, Max-Planck-Institut für Meteorologie.
- Rogers, J.C., und H. van Loon, 1979: The seesaw in winter temperatures between Greenland and northern Europe. Part II: Some oceanic and atmospheric effects in middle and high latitudes. *Mon. Wea. Rev.*, **107**, 509-519.
- Rossby, C.-G., et al., 1939: Relation between variations in the intensity of the zonal circulation of the atmosphere and the displacements of the semi-permanent centers of action. *J. Mar. Res.*, **3**, 38-55.
- Scaife, A. A., und I. N. James, 2000: Response of the stratosphere to interannual variability of tropospheric planetary waves. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **126**, 1-24.
- Scherhag, R., 1952: Die explosionsartige Stratosphärenerwärmung des Spätwinters 1951/52. Ber. Deut. Wetterdienst, **38**, 51-63.
- Schneider, E. K., 1990: Linear Diagnosis of Stationary Waves in a General Circulation Model. J. Atmos. Sci., 47, 2925-2952.
- Scinocca, J. F., und P. H. Haynes, 1998: Dynamical forcing of stratospheric waves by

tropospheric baroclinic eddies. J. Atmos. Sci., 55, 2361-2392.

- Scott, R. K., und P. H. Haynes, 2000: Internal vacillations in stratosphere-only models. J. Atmos. Sci., 57, 3233-3250.
- Sigmond, M., P. C. Siegmund und H. Kelder, 2003: Analysis of the coupling between the stratospheric meridional wind and the surface level zonal wind during 1979-93 NH extratropical winters. Akzeptiert bei *Climate Dynamics*.
- Simmons, A. J., 2002: The control of gravity waves in data assimilation. Meteorological Training Course Lecture Series, ECMWF, Großbritannien.
- Simmons, A. J., und J. K. Gibson, 2000: The ERA-40 project plan. Era-40 Project Report Series 1. ECMWF, Großbritannien.
- Simmons, A. J., J. M. Wallace und G. Branstator, 1983: Barotropic wave propagation and instability, and atmospheric teleconnection patterns. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1363-1392.
- Swinbank, R., und A. O'Neill, 1994: A Stratosphere-Troposphere Data Assimilation System. *Mon. Wea. Rev.*, **122**, 686-702.
- Taguchi, M., T. Yamaga und S. Yoden, 2001: Internal variability of the tropospherestratosphere coupled system simulated in a simple global circulation model. J. Atmos. Sci., 58, 3184-3203.
- Taguchi, M., und S. Yoden, 2002: A parameter-sweep experiment on the annular variability with a simple global circulation model. *J. Met. Soc. Japan*, **80**, 1077-1088.
- Taubenheim, J., 1969: Statistische Auswertung geophysikalischer und meteorologischer Daten. Akademische Verlagsgesellschaft Geest und Portig, Leipzig.
- Thompson, D. W. J., S. Lee und M. P. Baldwin, 2003: Atmospheric Processes Governing the Northern Hemisphere Annular Mode/North Atlantic Oscillation. Geophysical Monograph 134, AGU, 81-112.
- Thompson, D. W. J., und J. M. Wallace, 1998: The arctic oscillation signature in the wintertime geopotential height and temperature fields. *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 1297-1300.
- Thompson, D. W. J., und J. M. Wallace, 2000: Annular Modes in the Extratropical Circulation. Part I: Month-to-month variability. *J. Climate*, **13**, 1000-1016.
- Thompson, D. W. J., J. M. Wallace und G. C. Hegerl, 2000: Annular modes in the extratropical circulation. Part II: Trends. J. Climate, 13, 1018-1036
- Ting, M. und I. M. Held, 1990: The Stationary Wave Response to a Tropical SST Anomaly in an Idealized GCM. J. Atmos. Sci., 47, 2546-2566.
- Ting, M., M. P. Hoerling, T. Xu, A. Kumar, 1996: Northern Hemisphere teleconnection patterns during extreme phases of the zonal-mean circulation. *J. Climate*, **9**, 2614-

2633.

- Ting, M., M. P. Hoerling und T. Xu, 2000: Northern hemisphere teleconnection patterns during extreme phases of the zonal-mean circulation Reply. J. Climate, 13, 1040-1043.
- Ting, M., und L. Yu, 1998: Steady response to tropical heating in wavy linear and non-linear baroclinic models. J. Atmos. Sci., 55, 3565-3581.
- Valdes, P. J. und B. J. Hoskins, 1989: Linear Stationary Wave Simulations of the Time-Mean Climatological Flow. J. Atmos. Sci., 46, 2509-2527.
- Vinnichenko, N. K., 1970: The kinetic energy spectrum in the free atmosphere one second to five years. *Tellus*, 22, 158-166.
- Volodin, E. M., und G. Schmitz, 2001: A troposphere-stratosphere-mesosphere general circulation model with parameterization of gravity waves: climatology and sensitivity studies. *Tellus*, 53A, 300-316.
- von Storch, H., und F. W. Zwiers, 1999: Statistical Analysis in Climate Research. *Cambridge University Press*.
- Wallace, J. M., 2000: North Atlantic Oscillation / Annular Mode: Two paradigms One Phenomenon. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **126**, 791-805.
- Wallace, J. M., und D. W. J. Thompson, 2002: The Pacific Center of Action of the Northern Hemisphere Annular Mode: Real or Artifact? J. Climate, 15, 1987-1991.
- Wallace, J. M., und D. S. Gutzler, 1981: Teleconnections in the Geopotential Height Field during the Northern Hemispheric Winter.
- Wang, H., und M. Ting, 1999: Seasonal Cycle of Climatological Stationary Waves in the NCEP-NCAR Reanalysis. J. Atmos. Sci., 56, 3892-3919.
- Yu, J.-Y., 1993: The roles of wave-zonal flow interaction and orographic forcing on the generation of low-frequency variability in a newly developed GCM. Dissertation an der University of Washington.
- Yulaeva, E., J. R. Holton und J. M. Wallace, 1994: On the Cause of the Annual Cycle in Tropical Lower-Stratospheric Temperatures. J. Atmos. Sci., **51**, 169-174.
- Zhou, S., A. J. Miller, J. Wang und J.K. Angell, 2002: Downward-propagating temperature anomalies in the preconditioned polar stratosphere. *J. Climate*, **15**, 781-792.

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne fremde Hilfe verfasst, keine anderen als die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt und die den benutzten Werken wörtlich oder inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Kühlungsborn, den 6. Januar 2005

Zusammenfassung der Dissertation

Mit einem mechanistischen Zirkulationsmodell der Atmosphäre wird der Einfluss der Orographie und der Land-Meer-Verteilung auf die großräumigen Variabilitätsmuster der Troposphäre und Stratosphäre untersucht.

Man findet stets einen Annularen Mode als führendes Schwankungsmuster des Bodendrucks. Für diese Schwankung ist die Rückkopplung zwischen den Wettersystemen und dem Annularen Mode bestimmend. Die Stärke der Schwankung hängt empfindlich von der Anregung stationärer Wellen durch die Orographie und die Land-Meer-Verteilung ab. Erst wenn beide Anregungen berücksichtigt werden, ergibt sich ein Annularer Mode, der mit der beobachteten Nordatlantischen Oszillation vergleichbar ist. Aus der Drehimpulsbilanz und der Analyse mit einem linearen Modell folgt, dass dieses Verhalten mit einer positiven Rückkopplung zwischen dem zonal gemittelten Zonalwind und der quasi-stationären Welle des Annularen Modes zusammenhängt. Mithilfe des linearen Modells und einer Modellversion mit zeitlich konstanter Troposphäre wird gezeigt, dass diese troposphärische Rückkopplung die Schwankungen des stratosphärischen Polarwirbels bestimmt.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name, Vorname	Körnich, Jörg Heiner
Anschrift	Hundertmännerstr. 5, 18057 Rostock
Geburtsdatum und -ort	24. Dezember 1971, Herzberg im Harz
Familienstand	verheiratet seit dem 15. Mai 1998
Ehefrau	Katja Körnich, geb. Schulz-Naue
Kinder	Elin Sophie Ruth Körnich,
	geboren am 21. September 2000 in Rostock
	Anna Amalie Wilhelmine Körnich,
	geboren am 10. Juli 2002 in Rostock
Schulbesuche	
1978-1980	Grundschule in Hoisdorf
1980-1982	Grundschule in Schmalenbek, Großhansdorf
1982-1986	Emil-von-Behring-Gymnasium in Großhansdorf
1986-1991	Gymnasium Stormarnschule in Ahrensburg
Juni 1991	Abitur
Zivildienst	
Juli 1991 -	Zivildienst in dem evangelischen Freizeitheim Großhansdorf
Oktober 1992	sowie in dem Freizeitklub der Lebenshilfe in Ahrensburg
Studium	
Oktober 1992	Beginn des Physikstudiums an der Universität Hamburg
September 1994	Vordiplom in Physik
Oktober 1994	Fortsetzung des Studiums an der Universität Rostock
September 1995 -	Auslandssemester in Dundee, Schottland
März 1996	
November 1998	Diplom in Physik, Titel der Diplomarbeit:
	"Die Klimaveränderlichkeit in einem einfachen globalen
	Zirkulationsmodell unter Berücksichtigung der Orographie"
seit Dezember 1998	wissenschaftlicher Mitarbeiter am Leibniz-Institut für
	Atmosphärenphysik an der Universität Rostock e.V. in Kühlungsborn
Sonstiges	
seit 1989	Mitglied im Bund der Pfadfinderinnen und Pfadfinder, e.V.