

Stormtracks und Telekonnektionen in idealisierten Experimenten

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

vorgelegt von
Christian Franzke

aus Heidelberg

Hamburg
2001

Als Dissertation angenommen vom Fachbereich Geowissenschaften der Universität Hamburg auf Grund der Gutachten von

Prof. Dr. Klaus Fraedrich
und
Prof. Dr. Wilfried Zahel

Hamburg, den

Prof. Dr. Ulrich Bismayer
Sprecher des Fachbereichs Geowissenschaften

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird der Einfluß von Stormtracks auf die atmosphärische niederfrequente Variabilität in einem vereinfachten globalen Zirkulationsmodell in Experimenten mit idealisiertem Antrieb systematisch untersucht.

Ein zonaler Abstand von 180° zwischen zwei stormtrack-generierenden Heizungsdipolen regt eine retrograd wandernde Rossbywelle an, welche eine Amplitudenmodulation mit einer Periode von 50 Tagen besitzt. Die Tendenzgleichung der Stromfunktion zeigt, daß die Amplitudenmodulation von den hochfrequenten (Perioden von 2–8 Tage) transienten Störungen in den beiden Stormtrackgebieten angeregt wird. Eine “Räumliche Resonanz” zwischen der wandernden Rossbywelle mit zonaler Wellenzahl-Zwei-Struktur und den hochfrequenten transienten Störungen wird als Mechanismus für das Wachstum vorgeschlagen, während die Bodenreibung und die Wechselwirkung der niederfrequenten transienten Störungen miteinander für das Abklingen der Amplitude verantwortlich sind.

Ein zonaler Abstand von 150° zwischen zwei Heizungsdipolen, welcher eine Verteilung der Stormtracks induziert, die der beobachteten der nördlichen Hemisphäre entspricht, erzeugt Telekonnektionsmuster, die denen der NAO und des PNA-Musters ähnlich sind. Das NAO-ähnliche Muster ist mit einer retrograd wandernden Rossbywelle assoziiert. Die Tendenzgleichung der Stromfunktion zeigt den Beitrag der Wechselwirkung der zonal asymmetrischen zeitlich gemittelten Strömung mit den niederfrequenten Störungen und der Wechselwirkung zwischen den hochfrequenten transienten Störungen zur Verstärkung des Musters. Die Abschwächung wird durch die Wechselwirkung der zonalsymmetrischen zeitlich gemittelten Strömung mit den niederfrequenten Störungen und dem niederfrequenten Beitrag zum Divergenzterm bewirkt. Das PNA-ähnliche Muster besitzt eine längere Zeitskala und ist mit einer quasi-ortsfesten Welle verbunden. Der Fluß ortsfester Wellenaktivität zeigt die Bedeutung von baroklinen Prozessen sowie des stromabwärtigen Stormtracks für die Induzierung der Variabilität.

In idealisierten Experimenten mit einem Stormtrack wird gezeigt, daß mit zunehmender Amplitude des Heizungsdipoles, und damit steigender zonaler Asymmetrie des Antriebes, die Struktur der Variabilität zonal asymmetrischer wird. Ebenso wird gezeigt, daß die Beschreibung einer Strömung mit zonal asymmetrischem Antrieb durch den zonalen Index (ZI) für bestimmte Längengrade nicht gilt. Daraus folgt, daß mit steigender zonaler Asymmetrie des Antriebes, die Variabilität besser durch regionale Moden, wie z. B. der NAO, als durch eine annulare zonalsymmetrische Mode, wie z. B. der AO, beschrieben wird.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Beobachtungen niederfrequenter Variabilität	7
3	Beschreibung des Modells	19
4	Idealisierte Modellexperimente mit zwei Stormtracks	27
4.1	Klimatologie: Transiente und ortsfeste Störungen	27
4.2	Referenzexperiment: Beschreibung der räumlich–zeitlichen Variabilität	30
4.3	Referenzexperiment: Dynamik der niederfrequenten Variabilität	36
4.4	Referenzexperiment: “Räumliche Resonanz” Mechanismus	43
4.5	Sensitivitätsexperimente: Veränderter zonaler Abstand der Stormtracks	46
4.6	Telekonnektion	49
4.7	Sensitivitätsexperimente: Beschreibung der räumlich–zeitlichen Variabilität	51
4.8	Sensitivitätsexperiment: Dynamik der niederfrequenten Variabilität	60
4.8.1	Barotrope Komposits der Strömung	60
4.8.2	Barotrope Tendenzen der Stromfunktion	62
4.8.3	Tendenz der quasi–ortsfesten Wellenaktivität	69
5	Idealisierte Modellexperimente mit einem Stormtrack	73
5.1	Motivation und Hypothese: Regionale oder annulare Mode?	73
5.2	Klimatologie	76
5.3	Beschreibung der räumlichen Variabilität	77
6	Diskussion und Ausblick	85
	Danksagung	93
	Literatur	95

1. Einleitung

Beobachtungen zeigen, daß in der winterlichen nordhemisphärischen Zirkulation eine Konzentration der Aktivität synoptischer Wettersysteme in zwei bevorzugten Gebieten der mittleren Breiten auftritt. Die Standardabweichung des Geopotentials in 500 hPa im Periodenbereich von 2.5 bis 6 Tagen zeichnet sich in diesen Gebieten durch Maxima aus (Blackmon 1976). Sie liegen östlich der Kontinente und erstrecken sich über den Nordatlantik und den Nordpazifik und werden daher auch als Nordatlantik- bzw. Nordpazifik-Stormtrack bezeichnet. Die klimatologischen Positionen der Stormtracks stehen in enger Verbindung mit der zeitlich gemittelten Strömung und befinden sich nordöstlich der Jets. Die Stormtracks beginnen in der Umgebung der stationären Tröge und lösen sich in der Nähe der stationären Rücken vor den Westküsten von Nordamerika und Europa wieder auf. Eine weitere Eigenschaft der Zirkulation der mittleren Breiten ist ihre niederfrequente Variabilität. Ein großer Teil dieser Varianz kann mit einigen wenigen geographisch fixierten *Telekonnektionsmustern*, wie z. B. dem Pazifik-Nordamerika-Muster und der Nordatlantischen Oszillation (PNA und NAO, Defant 1924, Walker und Bliss 1932, Bjerknes 1964, Wallace und Gutzler 1981), beschrieben werden. Besonders im Winter sind Temperatur und Niederschlag in Europa, aber auch die Mitteltemperatur der Nordhemisphäre eng mit der NAO verknüpft (Hurrell 1995, 1996). Diese Telekonnektionsmuster beschreiben stehende Wellen, die auf einer Zeitskala von einem Monat oder länger oszillieren. In einer Untersuchung (Blackmon *et al.* 1984a, 1984b) von ausgeprägten Telekonnektionsmustern und ihrer zeitlichen Entwicklung auf unterschiedlichen Zeitskalen werden für Periodendauern von sehr viel länger als einem Monat meridional orientierte Dipolstrukturen in den Stormtrackregionen gefunden, während die Muster für mittlere Perioden zwischen 10 und 30 Tagen aus zonal orientierten Wellenzügen bestehen, die sich am Beginn des Jets entwickeln und sich über die Stormtrackregionen in die Tropen ausbreiten. Ein weiterer Unterschied zwischen diesen zwei Zeitskalen besteht darin, daß für lange Zeitskalen die Muster regional fixiert sind und ihre zeitliche Variation nicht klar definiert ist. Für mittlere Perioden beschreiben die Muster mobile Wellenzüge, die sich entlang geographisch fixierter Wellenleiter, d. h. entlang bevorzugter Routen, ausbreiten und in den Anfangsgebieten der Jets ihren Ursprung haben. Ihre zeitliche Variabilität läßt sich als eine Rossbywellen-Dispersion entlang ortsfester Wellenzüge interpretieren (Blackmon

et al. 1984a).

Retrograd wandernde Rossbywellen stellen eine weitere Form langperiodischer Variabilität dar. Eine Analyse komplexer empirischer Orthogonalfunktionen zeigt, daß retrograd wandernde Anomalien in den mittleren Breiten existieren und sich mit einer Periode von ungefähr 25 Tagen fortbewegen (Branstator 1987, Kushnir 1987). Mit Hilfe der “singular spectrum analysis” (SSA) von den führenden Zeitkoeffizienten (PC) des 700 hPa Geopotentials detektieren Ghil und Mo (1991) zwei oszillierende Moden: Die 48-Tagesmode besteht aus einem stehenden und einem wandernden Anteil und weist eine zonale Wellenzahl-Zwei-Struktur auf, die zweite Mode ist der 25-Tagesmode ähnlich (Branstator 1987, Kushnir 1987). Mit der “Multichannel Version” der SSA (M-SSA) finden Plaut und Vautard (1994) oszillierende Moden mit Perioden von 30 bis 60 Tagen für jeweils die Nordatlantik- und die Nordpazifikregion, die miteinander unkorreliert sind, eine 70-Tagesmode im Nordatlantik, welche in Beziehung zur NAO steht, und eine hemisphärische Oszillation mit einer Periode von 40 bis 45 Tagen. Lau und Nath (1999) finden im 300 hPa Geopotential der mittleren Breiten erhöhte Varianz retrograd wandernder Wellen für die ersten drei zonalen Wellenzahlen mit Perioden von 10 bis 100 Tagen. Diese Varianz wird vor allem durch die Dynamik freier Rossbywellen verursacht. Dabei stellt der β -Effekt den dominierenden Antriebsterm dar, welcher zu einer westwärtigen Wanderung führt.

Blockierende Antizyklonen repräsentieren eine weitere Form langperiodischer Variabilität und haben einen starken Einfluß auf das regionale Wetter und Klima (z. B. Rex 1950). Die Dynamik ihrer zeitlichen Entwicklung ist bisher noch nicht vollständig geklärt. Wandernde planetare Wellen können durch ein resonantes Anwachsen, hervorgerufen durch ortsfeste Vorticity-Quellen, z. B. Orographie und Bodenheizung, blockierende Störungen erzeugen (Tung und Lindzen 1979, Kalnay-Rivas und Merkine 1981). Die nichtlineare Wechselwirkung zwischen langsam wandernden freien Wellen und angetriebenen ortsfesten Wellen stellen eine weitere Möglichkeit der Erzeugung blockierender Antizyklonen dar (Egger 1978). In einer Reihe von Studien (z. B. Hoskins *et al.* 1983, Shutts 1983, 1986, Nakamura und Wallace 1990, Nakamura *et al.* 1997) wird die Bedeutung von synoptischen Störungen für die Erzeugung und Erhaltung von blockierenden Wetterlagen betont. Im Europa-Nordatlantik-Sektor werden blockierende Antizyklonen durch die Wechselwirkung zwischen einem Wellenzug synoptischer Störungen mit einer retrograd wandernden planetaren Welle mit zentraler Wellenzahl-Eins-Struktur initiiert (Michelangeli und Vautard 1998). Die Analy-

se der potentiellen Vorticity–Tendenzgleichung zeigt, daß die nichtlinearen Terme zum Amplitudenwachstum beitragen, während die linearen Terme für die Wanderung und die Phasenbeziehung zwischen dem synoptischen Wellenzug und der blockierenden Antizyklone verantwortlich sind. Mit Hilfe der Tendenzgleichung der geopotentiellen Höhe finden Tsou und Smith (1990), daß die Wechselwirkung zwischen planetaren und synoptischen Skalen verantwortlich für die Entwicklung von blockierenden Antizyklonen ist. Frederiksen (1982) assoziiert die Initierung von blockierenden Anomalien mit der am schnellsten wachsenden Störung, welche auftritt, wenn die Atmosphäre in der Nordatlantik– oder Nordpazifikregion stabiler geschichtet ist als im klimatischen Mittel.

Zeitskala: In den meisten Untersuchungen der atmosphärischen niederfrequenten Variabilität werden monatlich oder jahreszeitlich gemittelte Daten verwendet. In Studien von Feldstein (1998, 2001) wird gezeigt, daß niederfrequente Störungen im Nordwestatlantik ihren Lebenszyklus, bestehend aus Anwachsen und Absterben, in weniger als einem Monat durchlaufen. Ein Maß dafür stellt die “e–folding”–Zeitskala dar, die angibt wie schnell die Autokorrelation der betrachteten Zeitreihe auf e^{-1} abfällt und somit ein Gedächtnis des Prozesses bzw. der Zeitreihe darstellt; die PNA–Zeitreihe hat eine “e–folding”–Zeitskala von ungefähr 7 Tagen und die NAO von 9 Tagen (Feldstein 2000b, Kap. 2 dieser Arbeit). Die Kürze dieser Zeitskalen läßt darauf schließen, daß das Stadium der Anregung der Variabilität von NAO und PNA auf einen Zeitraum von wenigen Tagen beschränkt ist. Daraus folgt, daß die Untersuchung von monatlich oder jahreszeitlich gemittelten Daten zu irreführenden Interpretationen der Dynamik niederfrequenter Störungen führen kann. Dies läßt sich anhand folgender Überlegung demonstrieren: Die barotrope Vorticity–Gleichung kann unter der Annahme des Verschwindens des zeitlichen Mittels der Vorticity–Tendenz wie folgt geschrieben werden:

$$\frac{\overline{\partial \zeta}}{\partial t} = \overline{L} + \overline{N} = 0, \quad (1.1)$$

wobei ζ die anomale relative Vorticity und t die Zeit ist; L und N stellen die anomalen linearen und nichtlinearen Terme dar. Der Term L beinhaltet die anomale relative und planetare Vorticity–Advektion und der Term N die Divergenz der transienten anomalen Vorticity–Flüsse. Aus dem Gleichgewicht der rechten mit der linken Seite von Gleichung 1.1 könnte man folgern, daß die transienten anomalen Vorticity–Flüsse die Vorticity–Anomalie erhalten und mit der niederfrequenten Störung wechselwirken. Diese Interpretation ist zu einem großen Teil ein Artefakt der zeitlichen Mittelung und irreführend (Cash und Lee 2000, Feldstein 2001), da während einzelner Tage des Lebenszykluses der niederfrequenten

Anomalie die linearen Terme substantiell größer sind als die nichtlinearen Terme, woraus in erster Näherung ein instantanes Gleichgewicht

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = L \quad (1.2)$$

folgt (Feldstein 1998, 2001). Obwohl die Zeitskalen der Lebenszyklen niederfrequenter Störungen im allgemeinen kürzer sind als ein Monat, führen sie doch zu einer Abweichung des Monatsmittels vom klimatologischen Mittel. Daraus folgt, daß niederfrequente Störungen Variabilität auf verschiedenen Zeitskalen induzieren. Frederiksen (1983), Simmons *et al.* (1983) und Blackmon *et al.* (1984b) zeigen, daß Telekonnektionsmuster mit langen Zeitskalen (länger als ein Monat) mit der am schnellsten wachsenden Störung einer barotropen Instabilität in einer zonal asymmetrischen Strömung in Verbindung stehen. Feldstein (2001) zeigt, daß das Wachstum der PNA–Amplitude durch die Wechselwirkung zwischen der Anomalie mit der zeitlich gemittelten zonal asymmetrischen Strömung und durch Wellendispersion bewirkt wird.

Ob die *räumliche Struktur der Variabilität* der nordhemisphärischen Zirkulation besser durch regionale Moden, wie z. B. der NAO und des PNA–Musters, beschrieben wird, oder durch eine hemisphärische zonalsymmetrische Mode, wie z. B. der Arktischen Oszillation (AO; Limpasuvan und Hartmann 1999, 2000; Thompson und Wallace 1998, 2000; Wallace 2000), wird in der Literatur momentan kontrovers diskutiert (Deser 2000, Ambaum *et al.* 2001). Eine Untersuchung des zonal gemittelten Zonalwindes (DeWeaver und Nigam 2000) zeigt, daß die NAO für 64% seiner Varianz verantwortlich ist und das PNA–Muster für 10%. In einer Untersuchung des zonalen Index (ZI, erster PC des zonal und vertikal integrierten relativen Drehimpulses, Feldstein 2000a) zeigt sich eine Abhängigkeit des ZI vom Längengrad. Die Projektion des vertikal integrierten relativen Drehimpulses auf das Muster des ZI variiert mit dem Längengrad. Da die relativen Drehimpulse der atlantischen und der pazifischen Region unkorreliert sind, deutet dies darauf hin, daß der ZI aus dem zufälligen Zusammentreffen der räumlichen Muster des atlantischen mit dem pazifischen relativen Drehimpulses entsteht oder das eine dieser Regionen den ZI dominiert und damit das räumliche Muster prägt. Die oszillierenden Moden, die Plaut und Vautard (1994) in der atlantischen und pazifischen Region finden, sind unkorreliert. Die entdeckte hemisphärische Oszillation dagegen weist regional Ähnlichkeit mit der pazifischen und der atlantischen Oszillation auf. Bei der weiteren Untersuchung stellen sie fest, daß die hemisphärische Oszillation aus zwei verschiedenen Oszillationen besteht, deren Phasen zeitweilig in Beziehung stehen. Eine Wechselwirkung zwischen dem atlantischen und dem

nordpazifischen Stormtrack wird durch die Untersuchung von Zyklonenzugbahnen gefunden. Während winterlicher antizyklonaler (zyklonaler) Wetterlagen in Europa ist die Intensität des atlantischen Stormtracks stärker (schwächer) als normal und sein Ende ist nordwärts verschoben (verbleibt zonal). Dies ist mit einer stärkeren (schwächeren) Verlängerung des nordpazifischen Stormtracks nach Osten verbunden (Fraedrich *et al.* 1993, Sickmüller *et al.* 2000). Eine Antikorrelation zwischen der PNA- und der NAO-Indexzeitreihe von -0.42 wird von Bongioannini-Cerlini *et al.* (1999) gefunden und als hemisphärische Kohärenz der atmosphärischen Zirkulation interpretiert. Bei der Untersuchung von blockierenden Wetterlagen stellen Lejenäs und Økland (1983) jedoch keinen Zusammenhang zwischen den beiden Regionen fest.

Methodik: Ein besseres Verständnis der bisher beschriebenen atmosphärischen Variabilität der mittleren Breiten und ihrer zugrundeliegenden dynamischen Mechanismen kann einen Beitrag zur Verbesserung der operationellen Wettervorhersage liefern. Dafür wird die in Abbildung 1.1 illustrierte Situation angestrebt (Hoskins 1983). Idealisierte Experimente mit einem vereinfachten Atmosphärenmodell werden durchgeführt, um festzustellen welche Formen der atmosphärischen Variabilität qualitativ durch rein interne Wechselwirkungen entstehen können. Da ein besonderes Merkmal der nordhemisphärischen mittleren Breiten die Existenz zweier lokalisierter Stormtracks ist, liegt ein Schwerpunkt dieser Studie auf idealisierten Experimenten mit zwei Stormtracks. Desweiteren wird der Versuch unternommen, diese durch rein atmosphärische Prozesse angeregte Variabilität in den idealisierten Experimenten durch theoretische Modelle (z. B. barotrope Vorticity-Gleichung) Hypothesen aufzustellen und Mechanismen zu isolieren, welche die

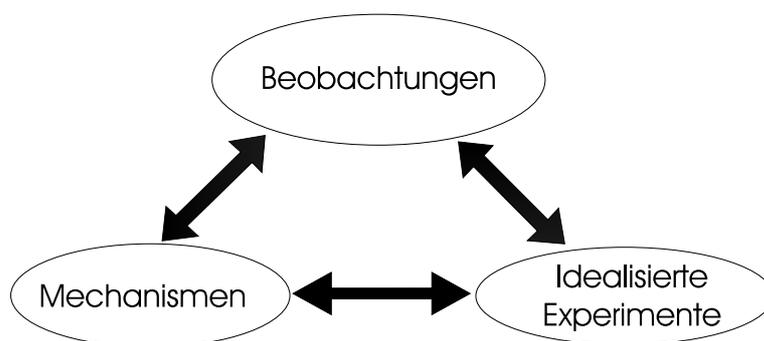


Abbildung 1.1: Schematische Illustration der optimalen Wechselwirkungen zwischen Beobachtungen, idealisierten Experimenten und Mechanismen.

Anregung, die Erhaltung und das Abklingen der niederfrequenten Variabilität erklären. In einem weiteren Schritt sollten diese Hypothesen und Mechanismen auf die Interpretation der Beobachtungen angewendet werden, um die Ergebnisse der idealisierten Modellexperimente qualitativ zu validieren. Desweiteren sollten die für die Modellexperimente entwickelten Diagnoseverfahren benutzt werden, um weitere Mechanismen zu erkennen, die nicht durch rein interne atmosphärische Prozesse entstehen. Dies geht aber über den Rahmen dieser Studie hinaus und lenkt den Blick auf zukünftige Aufgaben.

In dieser Arbeit werden idealisierte Experimente mit dem vereinfachten globalen Zirkulationsmodell PUMA durchgeführt, um die Wechselwirkung zwischen zwei Stormtracks und die dadurch induzierte atmosphärische Variabilität zu untersuchen. Für diesen Zweck werden Sensitivitätsexperimente analysiert, in denen der zonale Abstand zwischen den zwei stormtrack-induzierenden Heizungsdipolen – von 180° ausgehend – systematisch verringert wird (Franzke *et al.* 2000, 2001). Es zeigt sich, daß bei einem Abstand zwischen den beiden Heizungsdipolen von 150° Telekonnektionsmuster entstehen, die der NAO und des PNA-Musters ähnlich sind. In Experimenten mit einem Stormtrack wird untersucht, ob die Variabilität besser durch eine zonalsymmetrische Mode, wie z. B. der AO oder durch regionale Moden, wie z. B. der NAO, beschrieben wird. Diese Untersuchung wird anhand von Experimenten mit einem Stormtrack durchgeführt, da sie die einfachste Konfiguration darstellen, mit der die Hypothese überprüft werden kann, ob mit zunehmender zonaler Asymmetrie des Antriebes die zonale Symmetrie der Variabilität erhalten bleibt. Die Arbeit ist wie folgt gegliedert: Im zweiten Kapitel wird kurz die beobachtete niederfrequente Variabilität anhand der ECMWF-Reanalysen dargestellt. Kapitel 3 stellt das verwendete Atmosphärenmodell vor. Im vierten Kapitel wird die niederfrequente Variabilität in den Experimenten mit zwei Stormtracks statistisch beschrieben und Mechanismen zu ihrer Anregung vorgeschlagen. Kapitel 5 präsentiert die Ergebnisse der Experimente mit einem Stormtrack. Eine Zusammenfassung mit Ausblick schließt diese Arbeit.

2. Beobachtungen niederfrequenter Variabilität

Um die beobachtete atmosphärische Variabilität der nordhemisphärischen Zirkulation zu beschreiben, werden im folgenden die täglichen Reanalyse-Daten des European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) vom 01.01.1979 bis zum 31.12.1993 benutzt. Dazu werden die Reanalyse-Daten, die als Spektralkoeffizienten mit einer Horizontalaufösung von T106 vorliegen, auf ein Gaußsches Gitter von 64 mal 32 Gitterpunkten reduziert; dies entspricht einer Horizontalaufösung von T21. Für die statistische Auswertung werden grundsätzlich tägliche Werte um 00 Uhr benutzt. Desweiteren ist der Jahresgang abgezogen. Der mittlere Jahresgang wird berechnet, indem über jeden individuellen Tag eines Jahres gemittelt wird.

Im *zeitlichen Mittel* des auf Normalnull reduzierten Bodendrucks sind im Bereich des Nordatlantiks das Islandtief und das Azorenhoch zu erkennen und im Nordpazifik das Aläutentief sowie das Sibirienhoch (Abb. 2.1a). Das Hochdruckgebiet über Kanada erscheint weniger stark ausgeprägt. Aus dieser Verteilung kann man insgesamt vermuten, daß die Land-Meer-Kontraste diese Bodendruckverteilung hervorrufen. Die Standardabweichung des nach Blackmon (1976) für Perioden zwischen 2.5 und 6 Tagen bandpaßgefilterten Geopotentials in 500 hPa zeigt, daß auf der nördlichen Hemisphäre die Aktivität synoptischer Störungen zwei Regionen mit erhöhter Intensität aufweist (Abb. 2.1b), und zwar über dem Nordatlantik und dem Nordpazifik. Diese Regionen werden als nordatlantischer und nordpazifischer Stormtrack bezeichnet. Sie werden durch Zonen erhöhter Baroklinität östlich der Kontinente Nordamerika und Asien erzeugt (Hoskins und Valdes 1990). Diese Baroklinität entsteht durch diabatische Heizung, die an den Ostküsten südlich der Stormtracks beginnt und sich nach Westen in die Stormtracks erstreckt. Die Heizung durch Freisetzung sensibler Wärme erfolgt vor allem in der Strömung kalter Luft, die sich auf der Rückseite der Tiefdruckgebiete vor den Kontinenten über den warmen Ozeanen bildet. Die Freisetzung von latenter Wärme erfolgt in der aufsteigenden warmen und feuchten Luft auf der Vorderseite der Tiefdruckgebiete.

Telekonnektionsmuster beschreiben großskalige und niederfrequente Korrelatio-

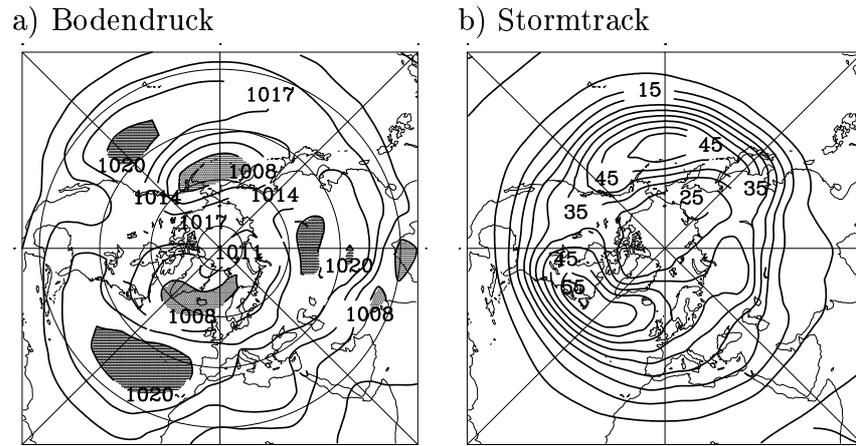


Abbildung 2.1: **a)** Bodendruck auf Normalnull (Isolinienabstand 3 hPa; Die Schattierung gibt Druckmaxima (> 1020 hPa) und -minima (< 1008 hPa) an) und **b)** Standardabweichung des bandpaßgefilterten Geopotentials in 500 hPa (Isolinienabstand 5 gpm) aus ECMWF-Daten von 1979–1993 in polarstereographischer Projektion.

nen zwischen entfernten Punkten (Wallace und Gutzler 1981) und stellen somit ein Mittel zur räumlichen Darstellung der niederfrequenten Variabilität dar. Diese Muster werden aus der Korrelationsmatrix bestimmt, deren Elemente die Korrelationskoeffizienten r_{ij} des Geopotentials in 500 hPa Φ_i' an einem bestimmten Gitterpunkt (Index i) mit allen anderen Gitterpunkten (Index j) der Monatsmittel der Monate Dezember, Januar und Februar sind:

$$r_{ij} = \frac{\overline{\Phi_i' \Phi_j'}}{\sqrt{\overline{\Phi_i'^2}} \sqrt{\overline{\Phi_j'^2}}}. \quad (2.1)$$

Die $()'$ bezeichnen Abweichungen vom zeitlichen Mittel $\overline{()}$. Die Telekonnektivität ist gegeben durch den Betrag des minimalen Korrelationskoeffizienten, also der stärksten negativen Korrelation jeder Spalte der Korrelationsmatrix,

$$T_i = |(r_{ij}) \text{ Minimum für alle } j|, \quad (2.2)$$

und zeigt die Aktivitätszentren der niederfrequenten Variabilität mit einer Zeitskala von mehr als einem Monat an (Abb. 2.2a). Zwei prominente Muster, die durch die Telekonnektivität identifiziert werden, sind die NAO (Abb. 2.2c) und

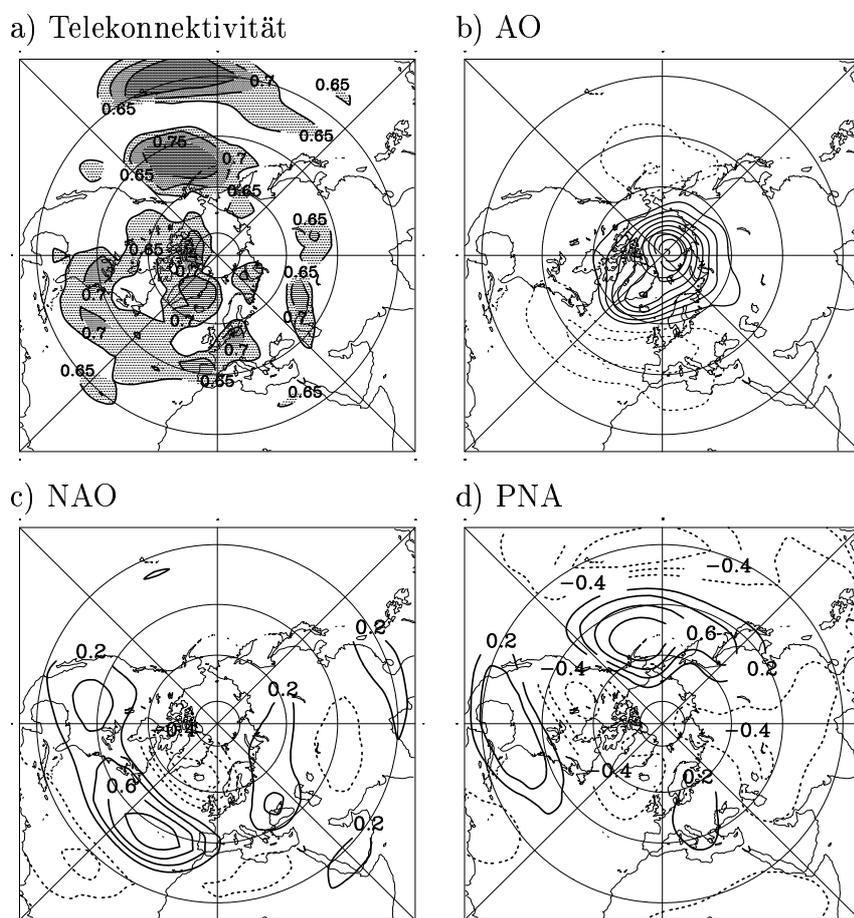


Abbildung 2.2: ECMWF-Daten von 1979–1993, DJF: **a)** Telekonnektivität des 500 hPa Geopotentials (Isolinienabstand ist 0.05, die helle Schattierung bezeichnet Werte zwischen $0.65 < T < 0.7$, die mittlere Werte zwischen $0.7 < T < 0.75$ und die dunklen Werte $T > 0.75$), **b)** erster EOF des Bodendruckes (Erklärte Varianz 38.3%, Isolinienintervall ist 0.01), **c)** Ein-Punkt-Korrelation für den Basispunkt $23^{\circ}W, 36^{\circ}N$ und **d)** Ein-Punkt-Korrelation für den Basispunkt $158^{\circ}W, 52^{\circ}N$ (Isolinienabstand beträgt 0.2) 500 hPa Geopotentials in polarstereographischer Projektion.

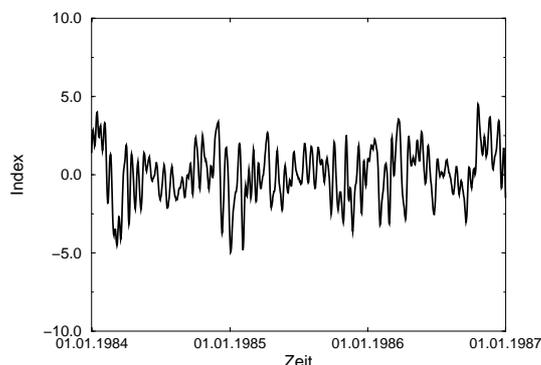
das PNA-Muster (Abb. 2.2d), die als Ein-Punkt-Korrelationen dargestellt sind. Die Aktivitätszentren der NAO zeigen sich schon im zeitlichen Mittel des Bodendruckes (Abb. 2.1a) als das Azorenhoch und das Islandtief und diese Aktivitätszentren beschreiben eine gegenläufige Luftdruckschaukel. Wenn der Bodendruck in Island unter seinem klimatischen Wert liegt, ist der Bodendruck auf den Azoren über seinem mittleren Wert und umgekehrt. Das Alëütentief zeigt sich im zeitlichen Mittel als eines der vier Aktivitätszentren des PNA-Musters, ebenso wie das schwach ausgeprägte Kanadahoch. In Abbildung 2.2b ist das Muster der ersten empirischen Orthogonalfunktion (EOF) der monatlichen Anomalien des Bodendruckes dargestellt. Mit einer EOF-Analyse läßt sich das räumlich-zeitliche Verhalten einer Größe komprimiert beschreiben. Dieses Muster beschreibt die Arktische Oszillation (AO, Thompson und Wallace 1998, Wallace 2000), da es aus einer nahezu zonalsymmetrischen Struktur besteht, die eine Luftdruckschaukel zwischen dem arktischen Gebiet und Teilen des die Arktis umschließenden zonalen Ringes darstellt. In seiner Struktur ist diese Mode der dominierenden Variabilität des 850 hPa Geopotentials der Südhemisphäre ähnlich und wird deshalb auch als eine annulare Mode bezeichnet (Thompson und Wallace 2000).

Ein *täglicher Telekonnexionsindex* wird definiert durch die Differenz normierter Fluktuationen zwischen zwei antikorrelierten Regionen. Dieser dient dazu, die zeitliche Variabilität der Telekonnexionsmuster zu erfassen. Dazu werden die Aktivitätszentren der NAO und des PNA-Musters, welche in den monatlich gemittelten Daten als Telekonnexionsmuster identifiziert werden, benutzt. Die jeweiligen antikorrelierten Regionen werden als Region-1 und Region-2 (Tiefgestellter Index 1 und 2) bezeichnet und es wird jeweils über vier Gitterpunkte gemittelt:

$$Index = \left(\frac{1}{4} \sum_{n=1}^4 \frac{\Phi_n'}{\sqrt{\Phi_n'^2}} \right)_1 - \left(\frac{1}{4} \sum_{m=1}^4 \frac{\Phi_m'}{\sqrt{\Phi_m'^2}} \right)_2. \quad (2.3)$$

Der NAO-Index wird durch die Mittelung über Region-1 ($23^\circ - 17^\circ O, 36^\circ - 30^\circ N$) und Region-2 ($12^\circ - 6^\circ W, 63^\circ - 58^\circ N$) definiert und der PNA-Index durch die Mittelung über Region-1 ($158^\circ - 152^\circ W, 52^\circ - 47^\circ N$) und Region-2 ($175^\circ - 169^\circ W, 19^\circ - 13^\circ N$). Beide Zeitreihen werden mit ihrer Standardabweichung normiert. Die Zeitreihen sind für den Zeitraum vom 01.01.1984 bis zum 01.01.1987 in Abbildung 2.3 dargestellt. In beiden Zeitreihen ist zu erkennen, daß die Indizes im Winter höhere Amplitudenextrema erreichen als im Sommer, und somit die Variabilität einen Jahresgang besitzt. Ihr Kreuzspektrum ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Das Spektrum wird mit einem Bartlett-Fenster berechnet, dessen

a) NAO



b) PNA

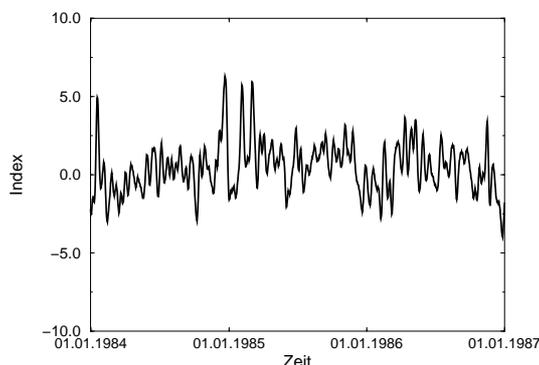


Abbildung 2.3: Indexzeitreihen des 500 hPa Geopotential (ECMWF–Daten von 1979–1993, Tägliche Werte): **a)** NAO, **b)** PNA.

Länge eine maximale Periodenaufösung von 1000 Tagen zuläßt. In dem Periodenbereich von 10 bis 100 Tagen ist die Varianz signifikant größer als die eines äquivalenten autoregressiven Prozesses erster Ordnung AR(1). Die Kohärenz der beiden Zeitreihen ist nur für den Periodenbereich um 100 Tage signifikant, beträgt da aber nur 0.15, so daß beide Zeitreihen als unabhängig voneinander erscheinen. Die Berechnung der Korrelation zwischen beiden Zeitreihen ergibt einen Koeffizienten von 0.06. Dies bestätigt das Ergebnis des Kohärenzspektrums. Auch eine Untersuchung auf verdeckte Korrelationen zwischen den beiden Zeitreihen detektiert keine Synchronisation und damit auch keine verdeckte Korrelation. Verdeckte Korrelationen lassen sich durch eine Phasensynchronisation (Pikovsky *et al.* 1999, Tass *et al.* 1998), welche eine Präferenz für bestimmte Phasendifferenzen der beiden Zeitreihen darstellt, oder eine Lag–Synchronisation (Rosenblum *et al.* 1997), welche ein zeitliches Mittel der Differenz relativ zu einem zeitlichen Lag der beiden Zeitreihen ist und durch eine Ähnlichkeitsfunktion charakterisiert wird, erfassen. In Abbildung 2.5 ist die Zeitreihe der Phasendifferenz beider Indizes abgebildet. Eine Phasensynchronisation zeichnet sich durch horizontale Plateaus der Differenz der Phasen aus. Die Phasendifferenz der beiden Indizes besteht aber aus einer oszillierenden Struktur und somit synchronisieren die Phasen nicht. Bei einer Lag–Synchronisation erreicht das Minimum der Ähnlichkeitsfunktion einen Wert welcher kleiner als eins ist. Für die beiden Indexzeitreihen ergeben sich aber Werte von 1.3 bis 1.5 für Lags von null bis 100 Tage und somit stellt sich auch keine Lag–Synchronisation ein. Folglich scheinen die NAO und die PNA–Zeitreihe, und damit die atlantische und die pazifische Region, unabhängig von-

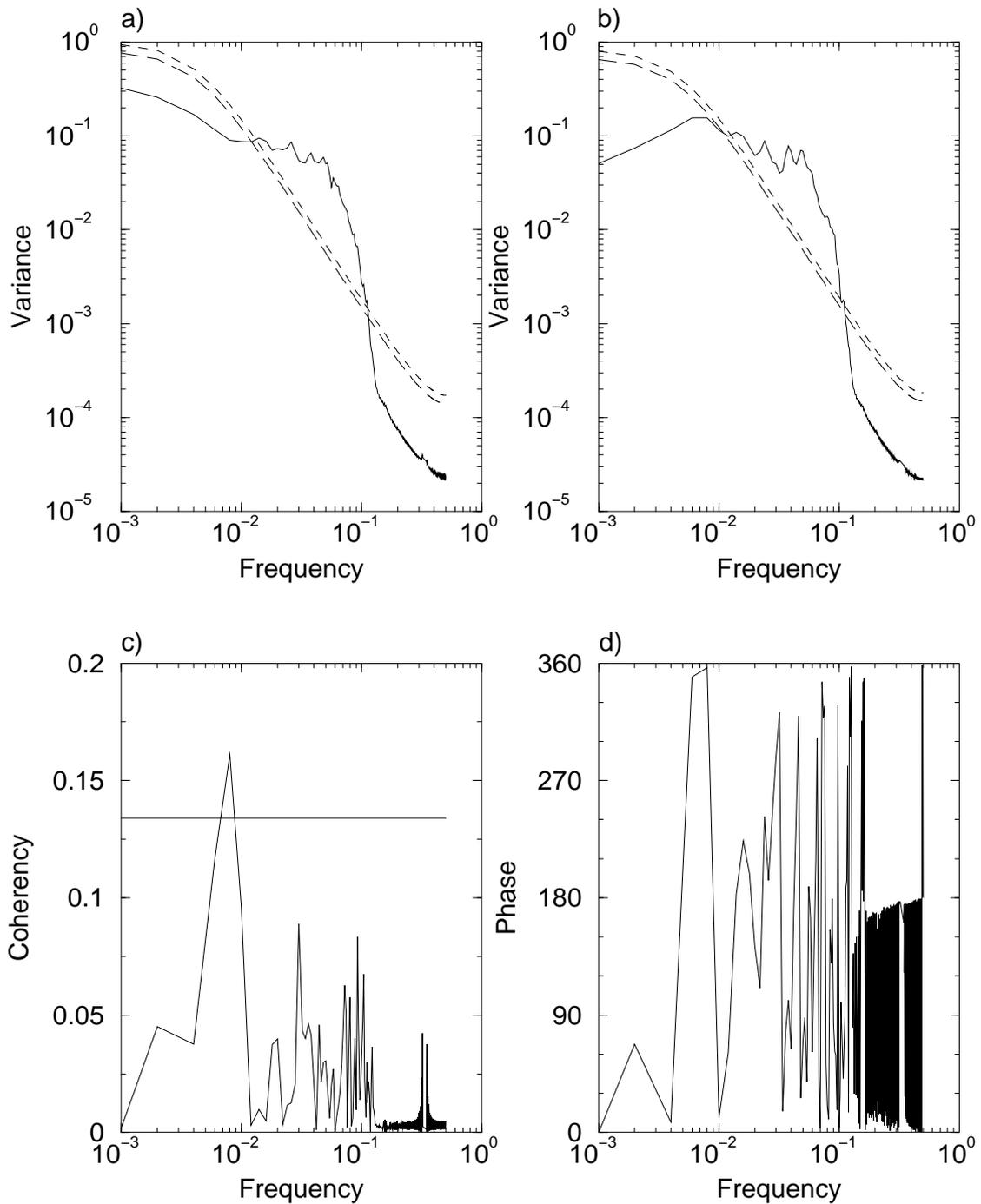


Abbildung 2.4: Spektren der Indexzeitreihen des 500 hPa Geopotential (ECMWF-Daten von 1979–1993, tägliche Werte): **a)** PNA, **b)** NAO (durchgezogene Linie: Spektrum der Zeitreihe, lang gestrichelte Linie: äquivalenter autoregressiver Prozess erster Ordnung AR(1), kurz gestrichelte Linie: 99% Signifikanzniveau), **c)** Kohärenz (Die waagrechte Linie gibt das 99%–Signifikanzniveau an) und **d)** Phase.

einander zu sein. Dies widerspricht auch der Existenz einer zonalsymmetrischen Mode der Nordhemisphäre, wie der Arktischen Oszillation (AO). Bei der Existenz einer solchen Mode müssten die atlantische und die pazifische Region miteinander positiv korreliert sein. Nur aus der Analyse von Beobachtungsdaten läßt sich aber keine Entscheidung treffen, ob die Variabilität der Nordhemisphäre besser durch regionale Moden (z. B. NAO und PNA) oder einer zonalsymmetrischen hemisphärischen Mode beschrieben werden kann, da sich z.B. ENSO-Ereignisse einer möglichen zonalsymmetrischen Mode überlagern und damit die Korrelation zwischen beiden Gebieten verdeckt, oder die gewählten Indexzeitreihen für eine Detektierung einer Korrelation beider Gebiete nicht optimal geeignet sind. Somit wird in Kapitel 5 der Versuch unternommen, mittels idealisierter Modellexperimente, erste Schritte zur Klärung dieser Frage zu beschreiten.

Die interne *Zeitskala* der beiden Index-Zeitreihen wird durch die Zeit bestimmt, die die Autokorrelationsfunktion benötigt, um auf e^{-1} abzufallen (“e-folding”-Zeitskala). Der NAO-Index besitzt eine “e-folding”-Zeitskala von 6 Tagen und der PNA-Index von 7 Tagen. Ähnliche Werte werden auch in den NCEP-NCAR Reanalysen gefunden (Feldstein 2000b). Die Kürze dieser Zeitskalen bedeutet, daß die Persistenz dieser Telekonnektionsmuster auf eine Periode weniger Tage beschränkt ist.

Um das *nichtstationäre* Verhalten der Varianz innerhalb der beiden Indexzeitreihen zu analysieren, wird eine Wavelet-Analyse durchgeführt (Kumar und Foufoula-Georgiou 1997, Torrence und Compo 1998). Die Zeitreihe $f(t)$ wird durch

$$f(\lambda, t') = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \Psi_{\lambda, t'}(t) dt, \quad \Psi_{\lambda, t'} = \frac{1}{\sqrt{\lambda}} \psi \left(\frac{t - t'}{\lambda} \right), \quad (2.4)$$

mit dem Mutterwavelet ψ , transformiert. Der Parameter λ beschreibt die Skalierung sowie die Frequenz und t' die zu analysierende Position in der Zeitreihe. Es wird das Morlet-Wavelet $\psi(t) = \pi^{-1/4} \exp(i\omega_0 t - t^2/2)$ mit $\omega_0 = 6$ benutzt. Der Parameter λ ist ungefähr gleich der Fourierperiode, $\lambda \approx T$. Das Wavelet-Varianzspektrum $|f(\lambda, t')|^2$ hängt von der Frequenz und der Zeit ab. Im Wavelet-Spektrum sind die Gebiete, in denen die zeitlichen Ränder die Berechnung des Spektrums beeinflussen, markiert; dort wird die Varianz unterschätzt. Beide Zeitreihen zeigen im Periodenbereich von 8 bis 32 Tagen lokalisierte Bereiche erhöhter Varianz, die oberhalb des 95%-Signifikanzniveaus eines äquivalenten AR(1)-Prozesses liegen (Abb. 2.6). Die Regelmäßigkeit des Auftretens läßt auf einen Jahresgang der Varianz schließen, wie er schon in der Abbildung 2.3 zu erkennen ist. Der NAO-Index zeigt außerdem einige Varianzmaxima im Perioden-

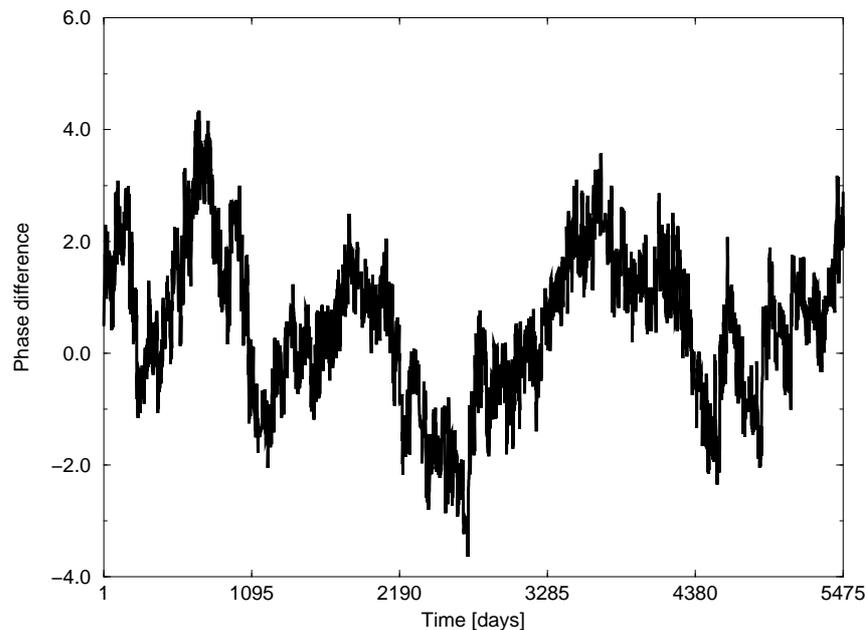
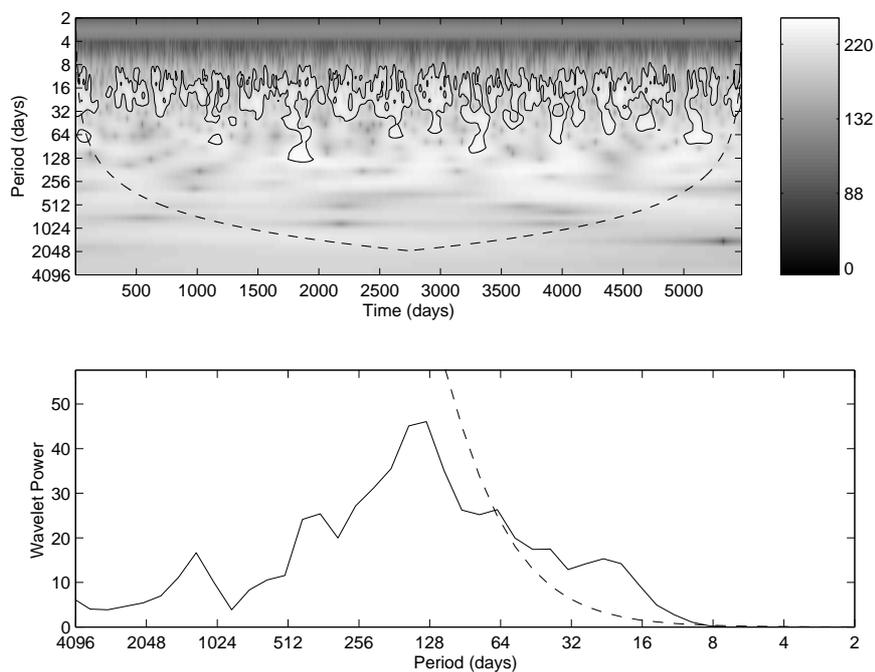


Abbildung 2.5: Zeitreihe der Differenz der Phase des NAO-Indizes und des PNA-Indizes (ECMWF-Daten von 1979–1993, Tägliche Werte).

bereich zwischen 60 und 100 Tagen. Der PNA-Index besitzt erhöhte Varianz bei einer Periode um 1500 Tage im Zeitraum von etwa 1985 (Tag 2000) bis 1988 (Tag 3500). In wieweit diese erhöhte Varianz möglicherweise mit ENSO-Ereignissen zusammenhängt bleibt zu untersuchen. Somit zeigt sich, daß beide Indexzeitreihen eine hohe Variabilität in einem Periodenbereich von wenigen Tagen bis zu einem Monat und länger besitzen. Im globalen Wavelet-Spektrum, welches ein zeitliches Mittel der Wavelet-Varianz darstellt, steigt die Varianz für den NAO-Index bis zur Periode von etwa 128 Tagen an und fällt danach wieder ab. Für den PNA-Index wächst die Varianz bis zur Periode von ungefähr 1500 Tagen an, um darauffolgend abzufallen. Der Peak des globalen PNA-Wavelet-Spektrums, welcher nicht signifikant ist, wird durch die zeitlich lokal erhöhte Varianz des Wavelet-Spektrums verursacht.

Blockierende Antizyklogen stellen eine weitere Form niederfrequenter Variabilität dar, die einen großen Einfluß auf das regionale Klima haben können. Im Februar 1986 zeigen die Mittelkarten (Berliner Wetterkarte 1986) eine starke blockierende Antizyklone über dem Europäischen Nordmeer, die mit der Aufspaltung der Hauptfrontalzone über dem Nordatlantik gekoppelt ist. Ihr subtropischer Ast reicht von den Azoren bis in den südlichen Mittelmeerraum. Mitteleuropa liegt

a) NAO



b) PNA

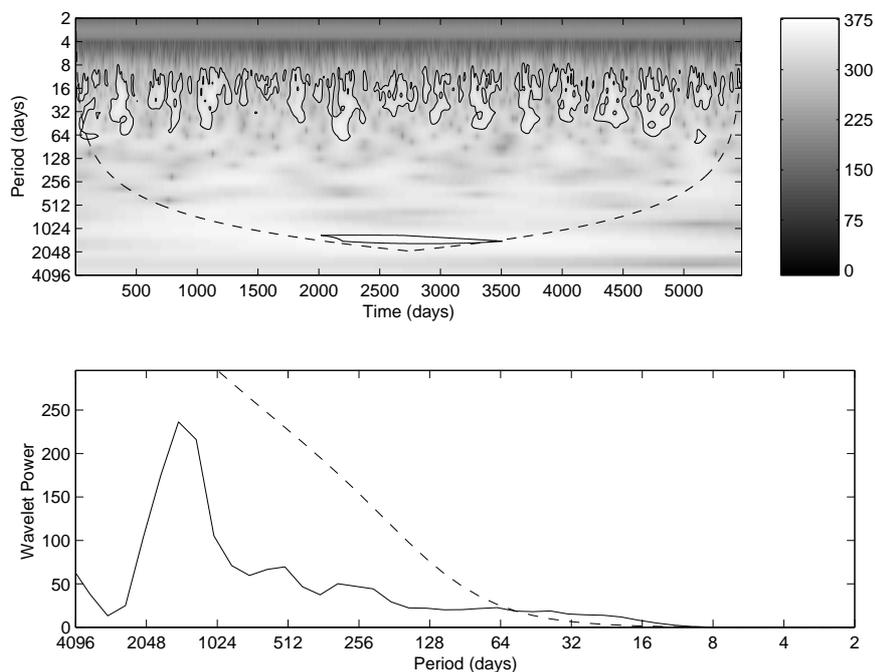
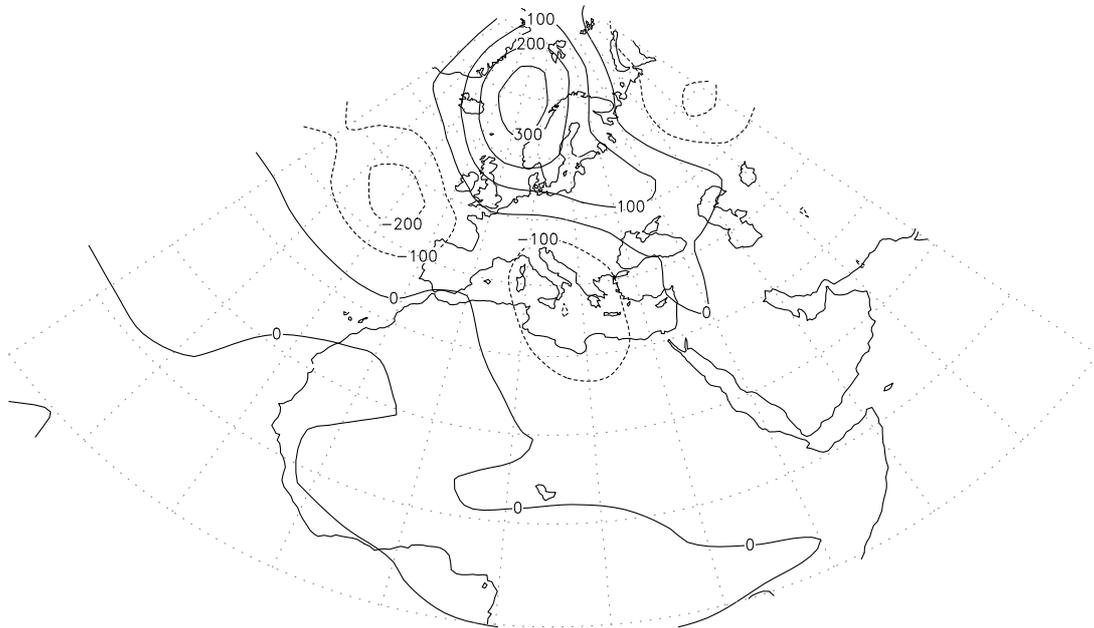


Abbildung 2.6: Wavelets der Indexzeitreihen des 500 hPa Geopotential (ECMWF-Daten von 1979–1993, Tägliche Werte): **a)** NAO, **b)** PNA (Obere Abbildung: Wavelet-Spektrum, die gestrichelte Linie gibt den “cone of influence” an, unterhalb dessen Randeffekte zu beachten sind; die durchgezogenen Linien geben das 95%–Signifikanzniveau an. Untere Abbildung: Globales Wavelet-Spektrum; die gestrichelte Linie gibt das 95% Signifikanzniveau an).

an der Südostflanke der Antizyklone im Bereich eines Höhentiefs. Am Boden spiegelt sich diese Konstellation in einem kräftigen, von Island bis nach Osteuropa reichenden Hochdruckgebiet wieder. Durch die über Mitteleuropa dominierenden Ostwinde werden überwiegend kontinental geprägte Luftmassen herangeführt. Sie bestimmen die Temperaturabweichung mit einem nahezu ganz Europa überdeckenden Wärmedefizit. Die Mitteltemperatur des Februar in Berlin–Dahlem beträgt -6.3°C (vieljähriger Durchschnitt $+0.1^{\circ}\text{C}$) und die Tiefsttemperatur -17.0°C am 09.02.1986. Abbildung 2.7 zeigt exemplarisch diese Wetterlage am 13.02.1986. Teile Nordwesteuropas erleben den kältesten Februar seit 300 Jahren. Der vorangegangene Dezember und der Januar waren in derselben Region mild und durch einen Wellenzug, der im tropischen Westpazifik beginnt, charakterisiert (Hoskins und Sardeshmukh 1987). Solch eine extreme Änderung innerhalb eines einzelnen Winters ist unüblich und ihre Ursachen müssen verstanden werden, um verlässliche monatliche und saisonale Vorhersagen zu produzieren.

Um festzustellen welche Formen der beobachteten niederfrequenten Variabilität durch rein atmosphärische Prozesse angeregt werden, wird im folgenden Kapitel das vereinfachte atmosphärische Zirkulationsmodell PUMA vorgestellt, um dann in den beiden darauffolgenden Kapiteln idealisierte Modellexperimente durchzuführen und zu untersuchen.

a) Anomalie des 500 hPa Geopotentials



b) Anomalie der 1000 hPa Temperatur



Abbildung 2.7: Anomalie des 13.02.1986 vom langjährigen Wintermittel (DJF):
a) 500 hPa Geopotential (Isolinienintervall ist 100 gpm) und **b)** Temperatur auf 1000 hPa (Isolinienintervall ist 2 K).

3. Beschreibung des Modells

Das in dieser Arbeit verwendete globale Atmosphärenmodell PUMA (Portable University Model of the Atmosphere) basiert auf dem Mehrschichten-Spektralmodell von Hoskins und Simmons (1975) und James und Gray (1986). Es ist ein sogenanntes vereinfachtes Atmosphärenmodell, da die diabatischen und dissipativen Prozesse durch lineare Terme parameterisiert werden (James und Gray 1986, Held und Suarez 1994, Fraedrich *et al.* 1998). Dieses vereinfachte globale Zirkulationsmodell (GCM) wird zur Untersuchung von niederfrequenter Variabilität und den Charakteristika von Stormtracks in idealisierten Experimenten von James und James (1989, 1992), James *et al.* (1994), Frisius *et al.* (1998), Lunkeit *et al.* (1998), Müller *et al.* (2001) und Walter *et al.* (2001) verwendet. Das Modell löst die primitiven Gleichungen in Sigma-Koordinaten mit einem semi-impliziten Zeitschema. Dieses Modell enthält keine Gleichung für den Wasserdampf. Die Experimente werden ohne Orographie durchgeführt. Das Modell basiert auf den folgenden dimensionslosen prognostischen Gleichungen auf Sigma-Flächen für ein adiabatisches, hydrostatisches, perfektes Gas auf einem rotierenden Planeten:

Vorticity-Gleichung:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = -\vec{k} \cdot \nabla \times \left(\eta \vec{k} \times \vec{v} + \dot{\sigma} \frac{\partial \vec{v}}{\partial \sigma} \right) - \frac{\eta - f}{\tau_F} + K \nabla^8 (\eta - f) \quad (3.1)$$

Divergenzgleichung:

$$\frac{\partial D}{\partial t} = -\nabla \cdot \left(\eta \vec{k} \times \vec{v} + \dot{\sigma} \frac{\partial \vec{v}}{\partial \sigma} + RT \nabla (\ln p_S) \right) - \nabla^2 \left(\frac{1}{2} \vec{v} \cdot \vec{v} + \phi \right) - \frac{D}{\tau_F} + K \nabla^8 D \quad (3.2)$$

Temperaturgleichung:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\vec{v} \cdot \nabla T - \dot{\sigma} \frac{\partial T}{\partial \sigma} + \frac{RT}{c_P} \frac{\omega}{p} + \frac{T_R - T}{\tau_R} + K \nabla^8 T \quad (3.3)$$

Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial (\ln p_S)}{\partial t} = \int_0^1 \left(-\vec{v} \cdot \nabla (\ln p_S) - D - \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} \right) d\sigma, \quad (3.4)$$

mit dem horizontalen Windvektor $\vec{v} = (u, v)$, der absoluten Vorticity η , dem Coriolisparameter f , der horizontalen Divergenz D , der Temperatur T , dem Geopotential ϕ , dem Druck p , dem Bodendruck p_S , der Vertikalkoordinate $\sigma = \frac{p}{p_S}$,

der vertikalen Sigmageschwindigkeit $\dot{\sigma}$, der vertikalen Druckgeschwindigkeit ω , der Gaskonstanten R , der spezifischen Wärmekapazität bei konstantem Druck c_p und der Zeit t ; \mathbf{k} ist der Einheitsvektor der senkrecht zur Oberfläche zeigt und ∇ der horizontale Gradient-Operator; T_R stellt das Relaxationstemperaturfeld dar und K ist die Zeitkonstante der Hyperdiffusion; τ_R und τ_F beschreiben die konstanten Relaxationszeiten für die Newton'sche Abkühlung und die Rayleigh-Reibung. Weiter berechnet das Modell folgende diagnostische Größen:

$$\vec{v} = \vec{k} \times \nabla \left(\nabla^{-2} (\eta - f) \right) + \nabla \left(\nabla^{-2} D \right), \quad (3.5)$$

$$\dot{\sigma} = - \int_0^\sigma (D - \hat{D}) d\sigma - \int_0^\sigma (\vec{v} - \hat{\vec{v}}) \cdot \nabla (\ln p_S) d\sigma, \quad (3.6)$$

$$\omega = p \left(\vec{v} \cdot \nabla (\ln p_S) - \frac{1}{\sigma} \int_0^\sigma D + \vec{v} \cdot \nabla (\ln p_S) d\sigma \right), \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial (\ln \sigma)} = -RT, \quad (3.8)$$

wobei der inverse Laplace-Operator ∇^{-2} unter Berücksichtigung der periodischen Randbedingungen auf der Kugel berechnet wird und $\widehat{(\)}$ das vertikale Integral darstellt. Alle Größen des Modells sind dimensionslos. Zur Entdimensionierung der Gleichungen benutzt man folgende Maße: als Längenmaß den Erdradius a , als Zeitmaß den Kehrwert der Winkelgeschwindigkeit der Erde Ω^{-1} , als Temperaturmaß $\frac{a^2 \Omega^2}{R}$ und zur Entdimensionierung des Druckes wird ein Referenzwert $p_0 = 1013.25$ hPa benutzt.

In diesem Modell wird eine spektrale Darstellung in der Horizontalen und eine Darstellung durch finite Differenzen in der Vertikalen benutzt. Die auf jeder Modellfläche berechneten Variablen η, D, T und die Variable $\ln(p_S)$ werden jeweils als endliche Reihe von Kugelflächenfunktionen dargestellt:

$$X(\lambda, \mu) = \sum_{n,m} X_n^m P_n^m(\mu) e^{im\lambda}, \quad (3.9)$$

wobei X eine beliebige Variable bezeichnet und P_n^m die assoziierte Legendre-Funktion ist; m stellt die zonale Wellenzahl und n ($\geq m$) die totale Wellenzahl dar. λ bezeichnet die geographische Länge und $\mu = \sin \theta$ die Breite mit θ als geographischer Breite. Die Kugelflächenfunktionen werden bis zur totalen Wellenzahl n entwickelt und dann mit einer Dreiecksabschneidung ("triangular truncation") begrenzt. Die nichtlinearen Terme werden mit Hilfe der Transformationsmethode (Eliassen *et al.* 1970) berechnet. Dabei werden die Variablen zu jedem Zeitschritt in den Gitterpunktraum transformiert. Dort werden die nichtlinearen Produkte

berechnet und das Ergebnis in den Spektralraum zurücktransformiert, in dem der eigentliche Zeitschritt stattfindet. Nach der semi-impliziten Methode (Bourke 1988, Hoskins und Simmons 1975) wird die zeitliche und vertikale Integration durchgeführt. Bei dieser Methode werden die Terme in den Gleichungen, die für die Erzeugung von Schwerewellen verantwortlich sind, implizit gelöst. Durch dieses numerische Schema werden die Schwerewellen gedämpft. Sie können dadurch nicht mehr zu numerischer Instabilität führen, wie es bei einem expliziten Verfahren der Fall wäre. Die Tendenz der Vorticity wird durch zeitlich zentrierte Differenzen bestimmt.

Das nur endliche Auflösungsvermögen des Modells, bedingt durch das Abschneiden der Kugelflächenfunktionen nach einer festgelegten totalen Wellenzahl, würde zu einer Energieansammlung durch Energiekaskadenprozesse an der kleinsten aufgelösten Welle führen. Dies wird durch Einführen eines Hyperdiffusionsterms verhindert, der die subskalige Parameterisierung, d.h. die nicht aufgelösten Prozesse, ersetzt und in die Gleichungen für die Vorticity, Divergenz und Temperatur eingefügt wird:

$$K \cdot \nabla^8 (\eta - f), \quad (3.10)$$

$$K \cdot \nabla^8 D, \quad (3.11)$$

$$K \cdot \nabla^8 T, \quad (3.12)$$

mit dem Diffusionskoeffizienten K . Die dissipativen Prozesse – Bodenreibung und turbulenter Impulsaustausch in der Grenzschicht (Ekman-Pumping, z.B. Holton 1992, Kap. 5) – werden durch die Rayleigh-Reibung

$$-\frac{D}{\tau_F} \quad (3.13)$$

in der Divergenzgleichung und

$$-\frac{\eta - f}{\tau_F} \quad (3.14)$$

in der Vorticity-Gleichung linear approximiert. Die Zeitkonstante τ_F sorgt für eine exponentielle Dämpfung der Größe η (bzw. D) gegen null, deren Dämpfungsrate von τ_F abhängt. Durch eine vertikal differenzierte Angabe der Zeitkonstanten τ_F können die Bodenreibung und die turbulenten Impulsaustauschvorgänge in der Grenzschicht parameterisiert werden. Die diabatischen Prozesse werden durch die lineare Approximation der Newton'schen Abkühlung

$$\frac{T_R - T}{\tau_R} \quad (3.15)$$

beschrieben. Dieser Term stellt den Antrieb des Modells dar. Durch die Relaxationstemperatur T_R wird dem Modell ein Gleichgewichtstemperaturfeld vorgegeben, welches das Modell in einer ruhenden Atmosphäre erreichen würde. Durch zonale und meridionale Temperaturgradienten wird eine Strömung erzeugt, die diese Gradienten abzubauen versucht. Dabei wird potentielle Energie in kinetische Energie umgewandelt und transiente Störungen entwickeln sich.

Die Experimente werden mit einer Auflösung von 21 Wellen in der Horizontalen und 5 Sigmaflächen in der Vertikalen durchgeführt. Die Zeitkonstante der Diffusion K wird so gewählt, daß die Energie der kleinsten aufgelösten Welle mit einer "e-folding"-Zeit von sechs Stunden dissipiert wird. Durch eine vertikal differenzierte Angabe der Zeitkonstante der Newton'schen Abkühlung τ_R werden die vertikal unterschiedlichen Anpassungszeiten der Atmosphäre auf diabatische Prozesse berücksichtigt. In der unteren Troposphäre paßt sich die Atmosphäre innerhalb einiger Tage an veränderte vertikale Temperaturflüsse an, in der oberen Troposphäre dagegen kann die Anpassungszeit relativ groß sein. Die Zeitkonstante τ_R der Newton'schen Abkühlung beträgt fünf Tage auf der untersten Modellfläche, zehn Tage auf der folgenden Modellfläche und 30 Tage auf den Flächen darüber. Um den Einfluß der turbulenten Impulsflüsse und der Reibung in der Grenzschicht zu berücksichtigen, wird die Zeitkonstante der Rayleigh-Reibung τ_F in der untersten Modellfläche auf einen Tag gesetzt; auf allen anderen Flächen wirkt keine Reibung. Die Wahl dieser Zeitkonstanten stellt sicher, daß die Stormtracks realistische Charakteristika entwickeln (Frisius *et al.* 1998).

In dieser Arbeit werden der zonalsymmetrischen Gleichgewichtstemperatur ein bzw. zwei Dipole überlagert. Die Gleichgewichtstemperatur wird durch folgende Verteilung vorgeschrieben:

$$\begin{aligned}
 T_R(\lambda, \Phi, \sigma) = & T_0(\sigma) + f(\sigma) \left(\frac{1}{2} \Delta T_{NS} \sin^2 \Phi - \Delta T_{EP} \left(\frac{1}{3} - \sin^2 \Phi \right) \right) \\
 & + f(\sigma) \sum_{j=1}^2 \sum_{i=1}^2 A_{ji} \exp \left(-d_{\lambda ji} \cos^2 \Phi (\lambda - \lambda_{ji})^2 - d_{\Phi ji} (\Phi - \Phi_{ji})^2 \right)
 \end{aligned}
 \tag{3.16}$$

ΔT_{EP} ist die Temperaturdifferenz zwischen dem Äquator und den Polen und ΔT_{NS} ist die Temperaturdifferenz zwischen Nord- und Südpol. Die Indizes $j=1$ oder $j=2$ stehen für den Warm- oder Kaltpol. Die Indizes $i=1$ oder $i=2$ stehen für Dipol 1 oder Dipol 2. A_{ji} gibt die Amplitude der Pole an, $d_{\lambda ji}$, oder $d_{\Phi ji}$ bestimmen die zonale oder meridionale Ausdehnung der Pole. Die Temperatur $T_0(\sigma)$ beschreibt die vertikale Struktur der global gemittelten Gleichgewichtstem-

peratur und ist gegeben durch:

$$T_0(\sigma) = T_g - \frac{1}{2} \frac{dT_R}{dz} (z_{tr} + z(\sigma)) + \sqrt{\left(\frac{1}{2} \frac{dT_R}{dz} (z(\sigma) - z_{tr})\right)^2 + \Delta T_{tr}^2} \quad (3.17)$$

mit der Bodentemperatur T_g , dem vertikalen Temperaturgradienten $\frac{dT_R}{dz}$ in der Troposphäre, der geopotentiellen Höhe der Tropopause z_{tr} und $z(\sigma)$ der geopotentiellen Höhe in Abhängigkeit von σ . Über der Tropopause wird ein verschwindender vertikaler Temperaturgradient angenommen. Der Parameter ΔT_{tr} wird eingeführt, um die Unstetigkeit an der Tropopause zu glätten. In den Beobachtungen hängt die Tropopausenhöhe von der geographischen Breite ab. Da die vertikale Auflösung des Modells bei nur 5 Flächen liegt, und dadurch nur die oberste Fläche die Stratosphäre repräsentiert, ist es nicht möglich, eine geneigte Tropopause zu simulieren. Deswegen ist das Modell nicht in der Lage, eine realistische Zirkulation in der Stratosphäre wiederzugeben.

Die Funktion $f(\sigma)$ ist gegeben durch

$$f(\sigma) = \begin{cases} \sin\left(\frac{\pi}{2} \frac{\sigma - \sigma_{tr}}{1 - \sigma_{tr}}\right) & \text{für } \sigma \geq \sigma_{tr} \\ 0 & \text{für } \sigma < \sigma_{tr} \end{cases} \quad (3.18)$$

σ_{tr} ist der Wert von σ an der Tropopause. Diese Funktion beschreibt die vertikale Abnahme des meridionalen Temperaturgradienten und der Temperaturdipole.

Für die Simulationen werden folgende Parameterwerte für das Gleichgewichtstemperaturfeld benutzt (Tab. 3.1):

Die Parameter, die die zonale und meridionale Ausdehnung der Dipole bestimmen, sind gegeben durch:

$$d_{\Phi_{1i}} = \begin{cases} 10 & \text{für } \Phi \geq \Phi_{1i} \\ 20 & \text{für } \Phi < \Phi_{1i} \end{cases}, \quad d_{\Phi_{2i}} = \begin{cases} 20 & \text{für } \Phi \geq \Phi_{2i} \\ 10 & \text{für } \Phi < \Phi_{2i} \end{cases} \quad (3.19)$$

Für die Experimente mit einem T_R -Dipol (Index $i=1$) gilt:

$$d_{\lambda_{11}} = \begin{cases} 5 & \text{für } \lambda \geq \lambda_{11} \\ 9 & \text{für } \lambda < \lambda_{11} \end{cases}, \quad d_{\lambda_{21}} = \begin{cases} 9 & \text{für } \lambda \geq \lambda_{21} \\ 5 & \text{für } \lambda < \lambda_{21} \end{cases} \quad (3.20)$$

Für die Experimente mit zwei T_R -Dipolen (Index $i=1,2$) gilt:

$$d_{\lambda_{11}} = \begin{cases} 5 & \text{für } \lambda \geq \lambda_{11}, \lambda_{12} \\ 9 & \text{für } \lambda < \lambda_{11}, \lambda_{12} \\ 9 & \text{für } \lambda_{11} < \lambda \leq \lambda_{12} \\ 5 & \text{für } \lambda_{12} < \lambda \leq \lambda_{11} \end{cases}, \quad d_{\lambda_{12}} = \begin{cases} 5 & \text{für } \lambda \geq \lambda_{11}, \lambda_{12} \\ 9 & \text{für } \lambda < \lambda_{11}, \lambda_{12} \\ 5 & \text{für } \lambda_{11} < \lambda \leq \lambda_{12} \\ 9 & \text{für } \lambda_{12} < \lambda \leq \lambda_{11} \end{cases} \quad (3.21)$$

$$d_{\lambda_{21}} = \begin{cases} 9 & \text{für } \lambda \geq \lambda_{21}, \lambda_{22} \\ 5 & \text{für } \lambda < \lambda_{21}, \lambda_{22} \\ 5 & \text{für } \lambda_{21} < \lambda \leq \lambda_{22} \\ 9 & \text{für } \lambda_{22} < \lambda \leq \lambda_{21} \end{cases}, \quad d_{\lambda_{22}} = \begin{cases} 9 & \text{für } \lambda \geq \lambda_{21}, \lambda_{22} \\ 5 & \text{für } \lambda < \lambda_{21}, \lambda_{22} \\ 9 & \text{für } \lambda_{21} < \lambda \leq \lambda_{22} \\ 5 & \text{für } \lambda_{22} < \lambda \leq \lambda_{21} \end{cases} \quad (3.22)$$

Die Position von Dipol 2, für die 11 Experimente mit zwei T_R -Dipolen, ist in Tabelle 3.2 angegeben und die Amplituden der beiden T_R -Dipole betragen: $A_{1i} = +50$ K, $A_{2i} = -50$ K. Der Temperaturgradient von 100 K zwischen den Dipolen erscheint unrealistisch hoch, wenn man diesen mit Beobachtungen vergleicht, die einen Temperaturgradienten von ungefähr 40 K aufweisen (Peixoto und Oort 1992, Abb. 7.4a). Dieses Temperaturfeld würde sich aber nur in einer ruhenden Atmosphäre einstellen. Es wird als Antrieb des Modells benutzt, d. h. durch diesen Gradienten entwickeln sich dynamische Prozesse, die diesen unrealistisch hohen Temperaturgradienten abbauen. Dadurch entwickelt sich im Modell ein Temperaturfeld mit Gradienten, die mit den Beobachtungen vergleichbar sind. In den sechs Experimenten mit einem T_R -Dipol wird die Amplitude von 0 K bis auf 50 K in 10 K-Schritten erhöht, wobei der Kalt- und der Warmpol jeweils den gleichen Absolutbetrag haben. In Abbildung 3.1 wird ein Meridionalschnitt der zonal gemittelten potentiellen Gleichgewichtstemperatur gezeigt. Die Tropopause ist durch einen markanten Anstieg im Temperaturgradienten zu erkennen. In der Troposphäre wird ein niedrigerer vertikaler Temperaturgradient vorgegeben als in der Stratosphäre. Zu den niederen Breiten hin nimmt der Temperaturgradient und damit die statische Stabilität ebenfalls ab. Die Stabilität bleibt aber groß genug, um Konvektion zu verhindern. Dies ist notwendig, da das Modell subskalige Konvektionsvorgänge nicht simulieren kann und auch keine Parameterisierung der Konvektion enthält.

Die Simulationsdauer der einzelnen Experimente beträgt grundsätzlich jeweils 101 Jahre. Da die Einschwingphase des Modells ungefähr 3 Monate dauert, wurde für die folgenden Untersuchungen immer das erste Jahr nicht berücksichtigt.

$T_g = 288$ K	$\frac{dT_R}{dz} = 0.0065$ K m ⁻¹
$z_{tr} = 12.000$ m	$\Delta T_{tr} = 2$ K
$\Delta T_{EP} = 70$ K	$\Delta T_{NS} = 0$ K
$\Phi_{1i} = 40^\circ N$	$\Phi_{2i} = 50^\circ N$
$\lambda_{11} = 55^\circ O$	$\lambda_{21} = 90^\circ O$

Tabelle 3.1: Parameterwerte für das Gleichgewichtstemperaturfeld

Experiment	Zonaler Abstand der Dipole	λ_{12}	λ_{22}
1	180°	125°W	90°W
2	175°	130°W	95°W
3	170°	135°W	100°W
4	165°	140°W	105°W
5	160°	145°W	110°W
6	155°	150°W	115°W
7	150°	155°W	120°W
8	145°	160°W	125°W
9	140°	165°W	130°W
10	135°	170°W	135°W
11	130°	175°W	140°W

Tabelle 3.2: Beschreibung der Sensitivitätsexperimente: Position von Dipol 2

Der Begriff Jahr, der im folgenden weiter benutzt wird, ist nicht ganz richtig, da das Modell nur einen fortwährenden Tag unter konstanten Bedingungen simuliert. Der Begriff Jahr bezieht sich in dieser Arbeit auf eine Folge von 360 solcher Modelltage. Ebenso bezieht sich der Begriff Monat im folgenden auf eine Folge von 30 Modelltagen. Alle Simulationen werden unter äquatorsymmetrischen Bedingungen durchgeführt; dies bedeutet, daß der Temperaturgradient zwischen Nord- und Südpol ΔT_{NS} null ist. Alle Simulationen starten mit einer ruhenden Atmosphäre und der Bodendruck wird mit einer kleinen Störung initialisiert.

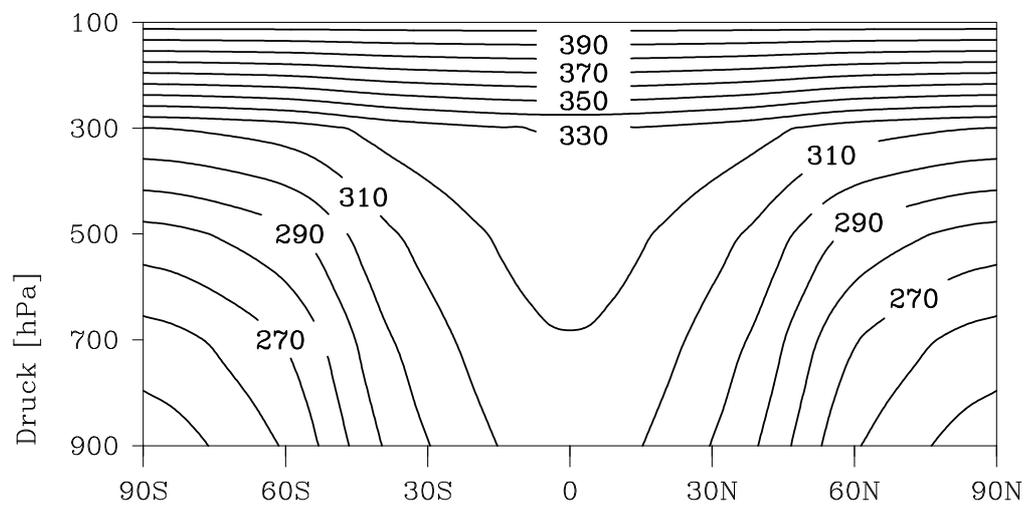


Abbildung 3.1: Zonal gemittelte potentielle Gleichgewichtstemperatur (Isolinienabstand 10 K) des Referenzexperimentes

4. Idealisierte Modellexperimente mit zwei Stormtracks

Um den Einfluß des zonalen Abstandes zwischen zwei Stormtracks der mittleren Breiten auf die niederfrequente Variabilität sowie ihre Wechselwirkung zu untersuchen, werden Referenz- und Sensitivitätsexperimente durchgeführt. Das Experiment mit einem zonalen Abstand von 180° zwischen den beiden Relaxationsdipolen dient als Referenzexperiment. In den Sensitivitätsexperimenten wird der zonale Abstand zwischen den beiden T_R -Dipolen in 5° -Schritten auf 130° verringert. Dabei wird die geringere Entfernung zwischen den beiden Heizungsdipolen als zonaler Abstand in Grad angegeben. Die schematische Abbildung 4.1 veranschaulicht die Verschiebung des einen Dipols. Das A-Gebiet, stromabwärts des zu verschiebenen Dipols, repräsentiert die atlantische Region und das P-Gebiet, stromabwärts des fixierten Dipols, die pazifische Region. Während des jeweiligen Experimentes bleibt der zonale Abstand zwischen den beiden Dipolen fest. Von den Sensitivitätsexperimenten wird im folgenden vor allem auf das Experiment mit einem 150° -Abstand zwischen den beiden Relaxationsdipolen eingegangen. Als erstes wird die Klimatologie dieser beiden Experimente präsentiert. Danach wird die niederfrequente Variabilität im Referenzexperiment beschrieben, die von einer retrograd wandernden Rossbywelle dominiert wird. Ein ausgeprägtes Merkmal dieser Rossbywelle stellt eine Amplitudenmodulation mit einer Periodendauer von 50 Tagen dar. Ihre Dynamik wird untersucht und der Mechanismus "Räumliche Resonanz" zu ihrer Anregung vorgeschlagen. Die niederfrequente Variabilität, dargestellt durch Telekonnektionsmuster, und ihre Dynamik in den Sensitivitätsexperimenten werden daran anschließend beschrieben.

4.1 Klimatologie: Transiente und ortsfeste Störungen

Die Klimatologien der Experimente weisen die Hauptcharakteristika der beobachteten nordhemisphärischen Zirkulation auf. Die *transienten Störungen* (Abb. 4.2c und d), dargestellt als die Standardabweichung des bandpaßgefilterten 500 hPa

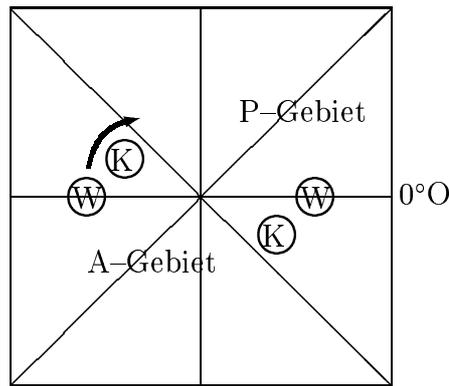


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Dipols in den Sensitivitätsexperimenten. Während der jeweiligen Experimente sind die Dipole ortsfest. K und W bezeichnen Kalt- und Warmpol. Das A-Gebiet repräsentiert die atlantische Region und das P-Gebiet die pazifische Region. Der Pfeil gibt die Richtung der Verschiebung des einen Dipols in den Sensitivitätsexperimenten an.

Geopotentials (Perioden zwischen 2–8 Tagen, Trenberth 1991), repräsentieren die Stormtracks. Ihre Struktur, Intensität und Position relativ zu den Jets (nicht gezeigt) sind vergleichbar mit Beobachtungen (Abb. 2.1b, Lau 1988). Das 180°-Experiment zeigt zwei Stormtracks von gleicher Intensität und Struktur. Das 150°-Experiment weist einen stärkeren Stormtrack im P-Gebiet auf als im A-Gebiet (Abb. 4.2d); der P-Stormtrack (A-Stormtrack) ist auch stärker (schwächer) als im 180°-Experiment. Dies zeigt den Einfluß des hemisphärischen ortsfesten Wellenfeldes auf die Verteilung der Baroklinität (nicht gezeigt) und damit auf die Stormtrack-Intensität. Die *ortsfesten Störungen* (Abb. 4.2e und f) werden durch die zeitlich gemittelten zonalen Abweichungen des 300 hPa Geopotentials dargestellt. Eine positive Monopolanomalie existiert jeweils am Ende eines Stormtracks mit einem Trog in der unteren Atmosphäre und einem Rücken in der oberen Atmosphäre östlich eines der Warmpole. Sie stellt die barokline Antwort auf eine Heizquelle in den mittleren Breiten dar (Walter *et al.* 2001). Ein dipolähnliches Muster zeigt sich am Anfang der Stormtracks und ist mit den Dipolen der Relaxationstemperatur assoziiert (Abb. 4.2a und b), wobei sich die hohen Werte über einem Warmpol befinden und niedrige über einem Kaltpol. Bemerkenswert ist, daß die dipolartigen ortsfesten Muster in der Nähe der T_R -Dipole des anderen Stormtracks äquatorwärts reflektiert werden. Die ortsfesten

Wellen im 150°-Experiment sind schwächer ausgeprägt, vor allem der Wellenzug, der im P-Gebiet startet, ist weniger intensiv und weist einen kürzeren Bogen zum Äquator hin auf.

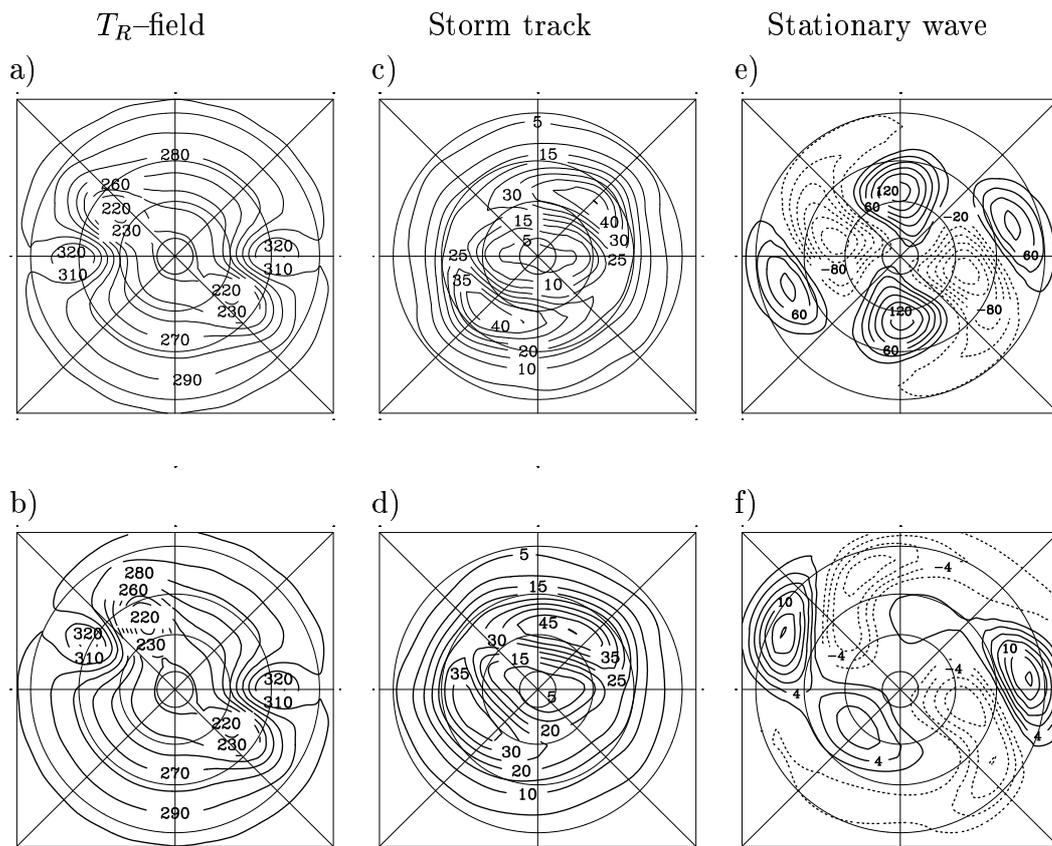


Abbildung 4.2: Relaxationstemperatur in 900 hPa (Isolinienintervall ist 10 K) für **a)** 180°, **b)** 150° T_R -Dipolabstand; Standardabweichung des Geopotentials in 500 hPa (Isolinienintervall ist 5 gpm) für **c)** 180°, **d)** 150° T_R -Dipolabstand; Zeitliches Mittel des Geopotentials in 300 hPa (Das zonale Mittel ist abgezogen; Isolinienabstand 20 gpm, negative Werte sind gestrichelt, die Nulllinie ist nicht dargestellt) für **e)** 180°, **f)** 150° T_R -Dipolabstand in polarstereographischer Projektion.

4.2 Referenzexperiment: Beschreibung der räumlich–zeitlichen Variabilität

Die räumlich–zeitliche Variabilität des Referenzexperimentes wird durch eine Analyse mittels komplexer empirischer Orthogonalfunktionen (CEOF) der vertikal gemittelten Stromfunktionsanomalie beschrieben. Eine CEOF–Analyse isoliert wandernde Muster in Zeitreihen (Horel 1984, von Storch und Zwiers 1998, Frisius *et al.* 1998). Für diese Analyse muß die Hilbert–Transformierte der Stromfunktionsanomalie berechnet werden. Dafür wird die Zeitreihe $\vec{z}(t)$ an jedem einzelnen Gitterpunkt in den Fourierraum transformiert und ihre Phase um 90° verschoben, und danach wieder zurück transformiert. Eine komplexe Zeitreihe wird nun folgendermaßen generiert:

$$\vec{Z}(t) = \vec{z}(t) + i\vec{z}^H(t), \quad (4.1)$$

mit $i = \sqrt{-1}$ und der Index H bezeichnet die Hilbert–Transformierte der Zeitreihe. Die orthogonalen komplexen Eigenvektoren \vec{E}_n der hermiteschen Kovarianzmatrix von \vec{Z} bilden die CEOF–Muster. $P_n(t)$ sind die komplexen Zeitkoeffizienten (CPC) und werden folgendermaßen bestimmt:

$$P_n(t) = \vec{Z}^*(t) \cdot \vec{E}_n, \quad (4.2)$$

wobei der Stern den komplex konjugierten Wert bezeichnet.

Die CEOF–Analyse ist sowohl für ungefilterte als auch tiefpaßgefilterte Daten durchgeführt worden. Da eine Tiefpaßfilterung der Daten keinen Einfluß auf die Ergebnisse hat, werden im folgenden nur die Ergebnisse der ungefilterten Daten diskutiert. Der erste komplexe Eigenvektor erklärt 23% der Gesamtvarianz (Abb. 4.3). Die Muster des komplexen Eigenvektors (\vec{E}_n) entwickeln sich nach der folgenden Sequenz:

$$\Re(\vec{E}_n) \Rightarrow \Im(\vec{E}_n) \Rightarrow -\Re(\vec{E}_n) \Rightarrow -\Im(\vec{E}_n) \Rightarrow \Re(\vec{E}_n). \quad (4.3)$$

Der Real– und Imaginärteil (Abb. 4.3) bestehen aus einer zonalen Wellenzahl–Zwei–Struktur: der Imaginärteil zeigt zwei großskalige antizyklonale Störungen stromabwärts der Jets. Dies stellt aber keine blockierende Strömung dar, da die CEOF–Analyse eine großskalige wandernde Anomalie beschreibt, aber keine ortsfeste. Stromabwärts dieser großskaligen Antizyklonen befinden sich zyklonale Störungen mit geringer Amplitude und einer zonaleren Struktur. Der

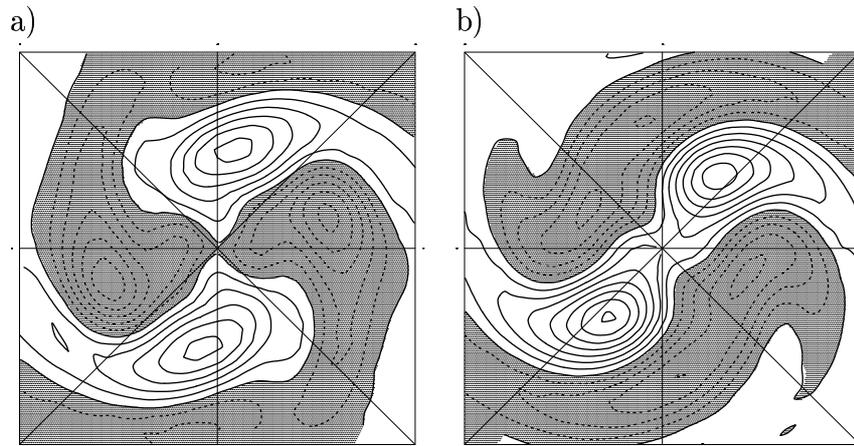
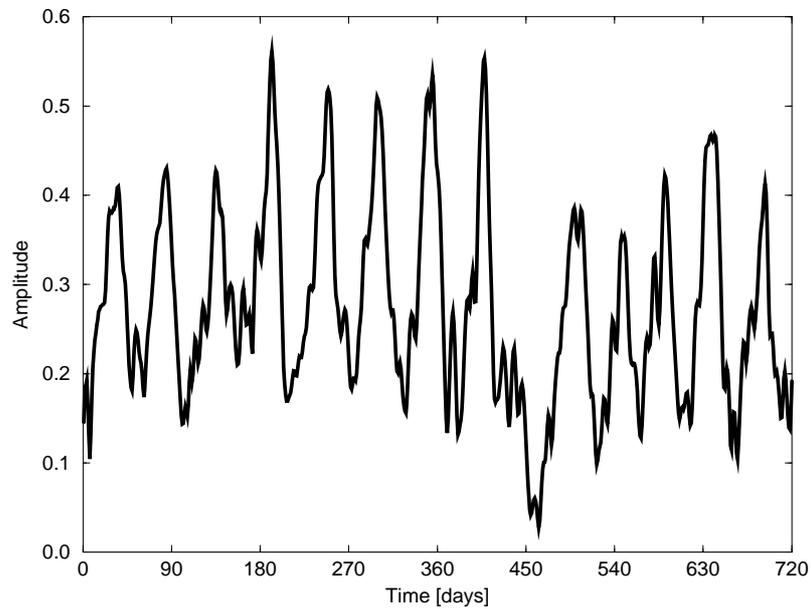


Abbildung 4.3: Referenzexperiment: Erste komplexe EOF (CEOF1) der vertikal gemittelten Stromfunktion, die 23% der gesamten Varianz erklärt: **a)** Realteil und **b)** Imaginärteil in polarstereographischer Projektion (Isolinienintervall ist 0.01; schattierte Bereiche entsprechen negativen Werten).

Realteil ist gegenüber dem Imaginärteil nach Osten verschoben. Eine interessante Eigenschaft des ersten komplexen Zeitkoeffizienten (CPC1) ist eine Periode von 50 Tagen. Dieses Verhalten schlägt sich sowohl in den Zeitreihen des reellen und komplexen Zeitkoeffizienten, als auch in der Zeitreihe der Amplitude $A_1 = \sqrt{\Re(P_1(t))^2 + \Im(P_1(t))^2}$ nieder (Abb. 4.4a). Dies wird auch in einem Maximum-Entropie Varianzspektrum deutlich (Abb. 4.4b). Dieses zeigt ein lokales Maximum der Varianz bei einer Periode von 50 Tagen, welches mit einer Sicherheit von 99% signifikant größer ist als das Spektrum eines äquivalenten AR(1)-Prozesses. Die Auswertung der Phasenbeziehung zwischen dem Real- und Imaginärteil von CPC1 ergibt, daß die erste CEOF eine westwärts wandernde Rossbywelle beschreibt, die sich mit einer Periode von 50 Tagen fortbewegt und eine Amplitudenmodulation mit derselben Periode aufweist. Für eine wandernde reine Sinuswelle mit der Frequenz ω_0 und der Wellenzahl k_0 ergibt die Hilberttransformation eine Kosinuswelle mit derselben Periode. Die Amplitude dieser Welle ist konstant, da $\sin^2(xk_0 - \omega_0 t) + \cos^2(xk_0 - \omega_0 t) = 1$ ergibt. Die dynamischen Ursachen dieser unerwarteten Amplitudenmodulation werden in Kapitel 4.3 untersucht. Zuvor werden aber noch einige weitere Eigenschaften der dominierenden Welle und ihres Lebenszykluses dokumentiert.

Der Lebenszyklus der langperiodischen Anomalie ist wie folgt definiert: Der Lebenszyklus beginnt, wenn der Zeitkoeffizient (CPC1) der ersten komplexen EOF eine Standardabweichung des Zeitkoeffizienten überschreitet und auch die folgenden fünf Tage darüber bleibt. Der Lebenszyklus endet, wenn der Zeitkoeffizient eine Standardabweichung wieder unterschreitet und auch die folgenden fünf Tage darunter bleibt. Diese Definition des Lebenszykluses wird verwendet, um den Einfluß von kurzlebigen Anomalien zu minimieren, welche sonst zu einem Verrauschen der Ergebnisse führen würden. Abbildung 4.5 zeigt eine Kompositzeitreihe der Entwicklung der Amplitude, des Real- und des Imaginärteils von CPC1. Diese Kompositzeitreihe besteht aus 61 Maxima aus der Periode von Modelljahr 11 bis 20, die für den gesamten Zeitraum repräsentativ ist. Die horizontale räumliche Entwicklung des Komposits des Wellenlebenszykluses (Abb. 4.6) ist durch eine retrograd wandernde Rossbywelle geprägt. Die Amplitude der großskaligen Antizyklonen dieser Rossbywelle wächst bis zum Zeit-Lag 0 an und klingt daraufhin wieder ab. Die Maxima der Amplitudenzeitreihe sind assoziiert mit der Entwicklung von großskaligen Antizyklonen am Ende der Stormtracks. Sie wandern retrograd und erreichen ihre maximale Intensität im Zentrum des Stormtracks. Eine weitere Eigenschaft der CPC1-Zeitreihe ist, daß die Amplitudenmaxima eine klare Struktur aufweisen, wohingegen die Minima weniger klar erkennbar und auch durch Nebenextrema geprägt sind. Sie beschreiben den Fall von großskaligen retrograd wandernden Zyklonen. Diese Zyklonen besitzen eine größere Wahrscheinlichkeit, von kleinen transienten Störungen durchlaufen zu werden (Dole und Gordon 1983).

a)



b)

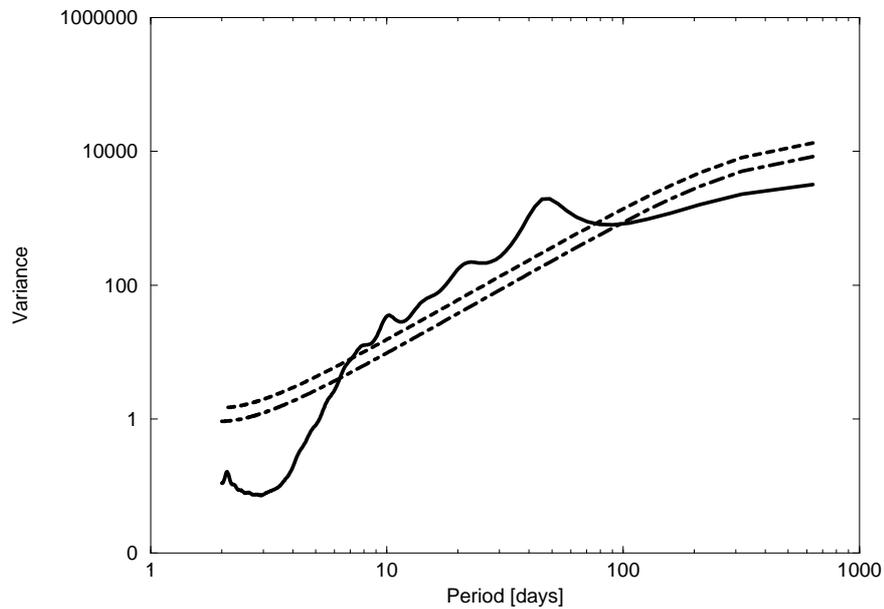


Abbildung 4.4: Referenzexperiment: **a)** Zeitreihe der CPC1–Amplitude der Jahre 11 und 12 (in $10^9 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) und **b)** Varianzspektrum der CPC1–Amplitude (in $10^{16} \text{ m}^4 \text{ s}^{-2}$, durchgezogene Linie). Der äquivalente autoregressive Prozess erster Ordnung AR(1) ist durch die gestrichpunktete Linie gegeben und das 99%–Signifikanzniveau durch die gestrichelte Linie.

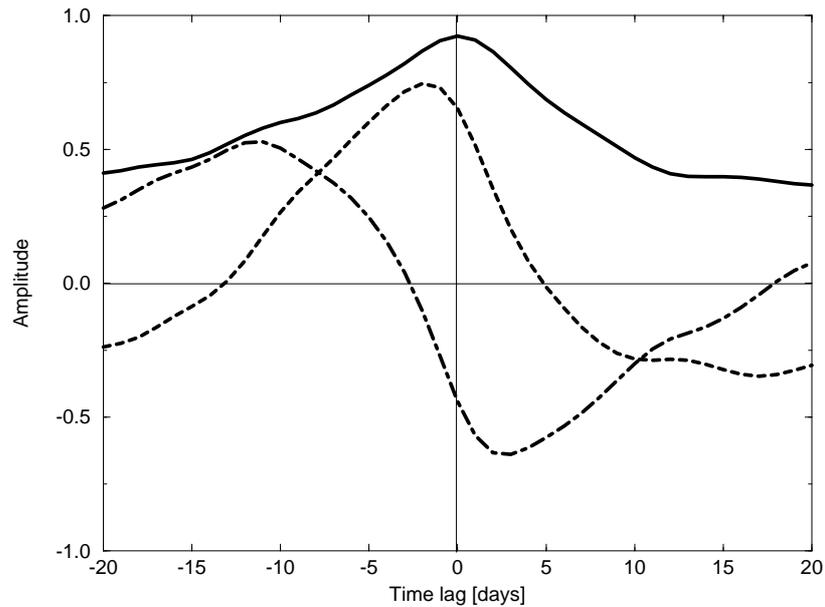


Abbildung 4.5: Referenzexperiment: Komposit der CPC1-Zeitreihe. Die durchgezogene Linie ist die Amplitude, die gestrichpunktete Linie der Real- und die gestrichelte Linie der Imaginärteil (in $2 \cdot 10^9 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$). Da die Kompositzeitreihen jeweils aus der gesamten Zeitreihe bestimmt werden, stimmt die Kompositzeitreihe der Amplitude nicht mit der Kompositzeitreihe, welche aus den Kompositzeitreihen des Real- und Imaginärteiles berechnet wird, überein. Dies ist in den jeweiligen Nulldurchgängen sichtbar, da der Betrag der Amplitude mit dem Betrag der jeweiligen Zeitreihe nicht übereinstimmt. Dies wird durch die Nichtlinearität der Amplitude A_1 verursacht.

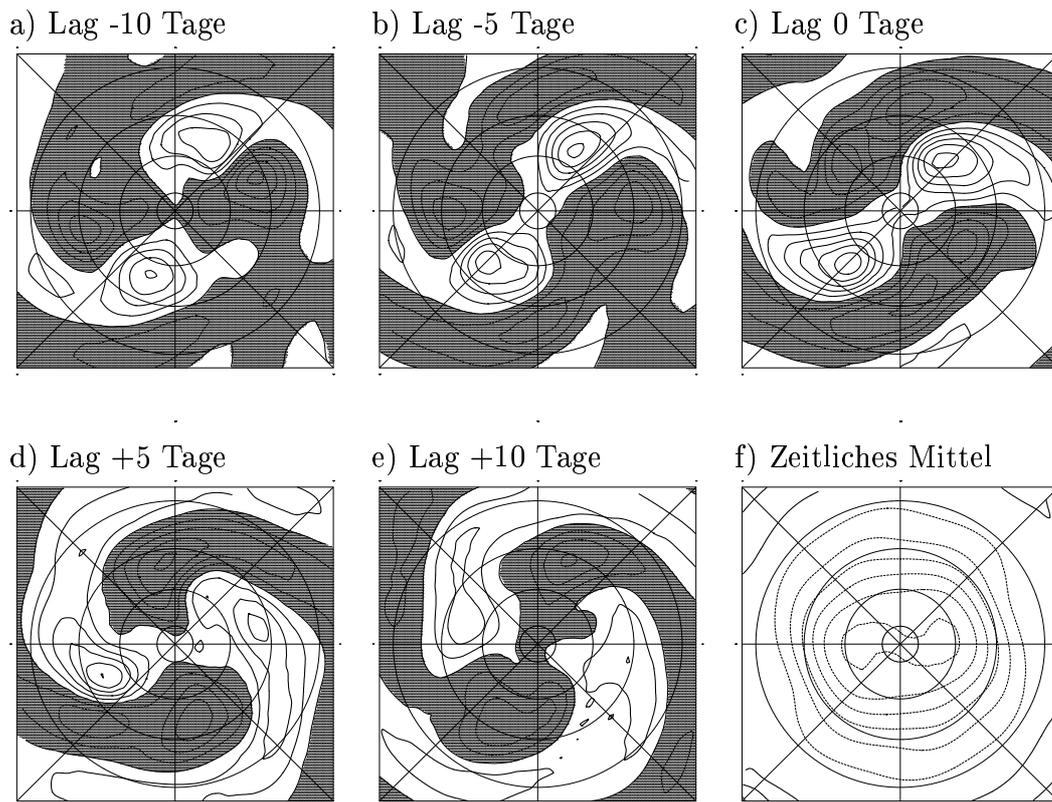


Abbildung 4.6: Referenzexperiment: Komposit der vertikal gemittelten Stromfunktionsanomalie bei **a)** Lag -10, **b)** Lag -5, **c)** Lag 0, **d)** Lag 5, **e)** Lag 10 (Isolinienintervall ist $5 \cdot 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ und negative Bereiche sind schattiert) und **f)** Zeitliches Mittel in polarstereographischer Projektion (Isolinienintervall ist $10^7 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ und negative Bereiche sind gestrichelt).

4.3 Referenzexperiment: Dynamik der niederfrequenten Variabilität

Eine Tendenzgleichung der Stromfunktion für die niederfrequente Störung wird benutzt, um die Dynamik der retrograd wandernden Welle zu untersuchen und ihre Antriebsterme zu isolieren. Cai und van den Dool (1994) sowie Feldstein (1998) folgend, läßt sich die Tendenzgleichung der Stromfunktion für die niederfrequente Störung folgendermaßen schreiben:

$$\frac{\partial \psi^L}{\partial t} = \sum \chi_i + R, \quad (4.4)$$

mit dem Residuum R und den folgenden Antriebstermen χ_i :

$$\begin{aligned} \chi_1 &= \nabla^{-2} \left(-\vec{u}^L \cdot \nabla f \right) \\ \chi_2 &= \nabla^{-2} \left(-\overline{[\vec{u}]} \cdot \nabla \zeta^L - \vec{u}^L \cdot \nabla [\overline{\zeta}] \right) \\ \chi_3 &= \nabla^{-2} \left(-\vec{u}^* \cdot \nabla \zeta^L - \vec{u}^L \cdot \nabla \overline{\zeta^*} \right) \\ \chi_4 &= \nabla^{-2} \left(-\left(f + \overline{\zeta} \right) \nabla \cdot \vec{u}^L - \zeta^L \nabla \cdot \vec{u} \right) \\ \chi_5 &= \nabla^{-2} \left(-\left(\nabla \cdot \left(\vec{u}^L \zeta^L \right) \right)^L \right) \\ \chi_6 &= \nabla^{-2} \left(-\left(\nabla \cdot \left(\vec{u}^B \zeta^B \right) \right)^L \right) \\ \chi_7 &= \nabla^{-2} \left(-\left(\nabla \cdot \left(\vec{u}^L \zeta^B \right) \right)^L - \left(\nabla \cdot \left(\vec{u}^B \zeta^L \right) \right)^L \right) \\ \chi_8 &= \nabla^{-2} \left(-\vec{k} \cdot \left(\nabla \times \left(\omega^L \frac{\partial \vec{u}}{\partial p} + \overline{\omega} \frac{\partial \vec{u}^L}{\partial p} + \omega' \frac{\partial \vec{u}'}{\partial p} \right)^L \right) \right) \\ \chi_9 &= \nabla^{-2} \left(-\frac{\zeta^L}{\tau_D} \right). \end{aligned} \quad (4.5)$$

Die hochgestellten Indizes L und B bedeuten tiefpaß- (Perioden > 10 Tage, das zeitliche Mittel ist abgezogen, Blackmon 1976) und bandpaßgefilterte Größen (2–8 Tage, Trenberth 1991), $\overline{(\)}$ bezeichnet ein zeitliches Mittel und die $(\)'$ sind Abweichungen von diesem zeitlichen Mittel. Die eckigen Klammern bedeuten ein zonales Mittel und der Stern Abweichungen vom zonalen Mittel; ζ ist die relative Vorticity, t ist die Zeit, \vec{u} ist der horizontale Windvektor, f ist der Coriolisparameter und p ist der Druck. $\nabla \cdot$ ist der Divergenzoperator, $\nabla \times$ ist der Rotationsoperator und ∇^{-2} bezeichnet den inversen Laplace-Operator. In Erweiterung zu Cai und van den Dool (1994) und Feldstein (1998) wird auch die Bodenreibung berücksichtigt, wobei τ_D die Zeitskala der Rayleigh-Reibung ist.

Die zeitlich gemittelten Vorticity-Flüsse werden auch berücksichtigt. In einem Eulerschen Koordinatensystem bedeutet eine zeitliche Mittelung, daß die gemittelten Terme ortsfest sind. Für einen Beobachter, der sich mit der Welle bewegt, sind diese Terme nicht ortsfest. Diese Terme repräsentieren Reynoldsterme, da sie durch die zeitliche Mittelung entstehen. Sie werden auch in einer Untersuchung von niederfrequenten Lebenszyklen berücksichtigt (Haines und Holland 1998). Wegen der “phase-shifting”-Methode erscheinen diese Terme in der Untersuchung von Cai und van den Dool (1994) nicht. Bei der Analyse von räumlich fixierten Blockierungen braucht Feldstein (1998) sie nicht zu beachten. Diese Reynoldsterme schreiben sich folgendermaßen:

$$\begin{aligned}
\chi_{10} &= \nabla^{-2} \left(-\nabla \cdot \left(\overline{\vec{u}^L \zeta^L} \right) \right) \\
\chi_{11} &= \nabla^{-2} \left(-\nabla \cdot \left(\overline{\vec{u}^B \zeta^B} \right) \right) \\
\chi_{12} &= \nabla^{-2} \left(-\nabla \cdot \left(\overline{\vec{u}^L \zeta^B} + \overline{\vec{u}^B \zeta^L} \right) \right) \\
\chi_{13} &= \nabla^{-2} \left(-\vec{k} \cdot \left(\nabla \times \left(\overline{\omega' \frac{\partial \vec{u}'}{\partial p}} \right) \right) \right)
\end{aligned} \tag{4.6}$$

Zur Berechnung der einzelnen Terme der Tendenzgleichung werden diese Terme zuerst auf den unteren vier Modellflächen berechnet und dann vertikal gemittelt. Die vertikalen Ableitungen in χ_8 und χ_{13} werden durch finite Differenzen zwischen den Sigmaflächen $\sigma = 0.9$ und $\sigma = 0.3$ berechnet. Die zeitliche Tendenz wird folgendermaßen bestimmt:

$$\chi_0 = \frac{\partial \psi^L}{\partial t} = \frac{\psi^L(t + \Delta t) - \psi^L(t - \Delta t)}{2\Delta t}, \tag{4.7}$$

mit einem Zeitschritt Δt von 12 Stunden.

Um den Beitrag der jeweiligen Terme der Tendenzgleichung zur Änderungsrate der CPC1-Amplitude abzuschätzen, wird die Projektion des vertikalen Mittel ($\widehat{}$) des jeweiligen Antriebstermes $\widehat{\chi}_i$ auf die Rekonstruktion des Feldes, bestehend aus CEOF1, berechnet:

$$s_i = \Psi^T \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{1}{2} \frac{\partial \Psi^2}{\partial t} = \Psi^T \cdot \sum_{i=1}^{13} \widehat{\chi}_i. \tag{4.8}$$

Dabei ist $\Psi(t) = \Re(P_1)(t) \cdot \vec{E}_1^{re} - \Im(P_1)(t) \cdot \vec{E}_1^{im}$ und die hochgestellten Indizes bedeuten Real- und Imaginärteil der komplexen Größen. Diese Vorgehensweise ist gerechtfertigt, da CEOF1 die wandernde Welle fast vollständig beschreibt, wie ein Vergleich der Muster (Abb. 4.3) mit dem Komposit des Lebenszykluses (Abb.

4.6) zeigt. Das rekonstruierte Feld wird zu jedem Zeitpunkt auf eine Einheitslänge normiert. Die resultierende skalare Zeitreihe wird mit Hilfe einer Kreuzspektralanalyse verglichen, wobei beide Zeitreihen auf eine Varianz von eins normiert sind. Um die Amplitude zu verstärken, muß s_i der Amplitude um $0^\circ - 90^\circ$ vorangehen, sonst führt der Antriebsterm zu einer Abschwächung (Abb. 4.7). Ebenfalls müssen beide Zeitreihen eine signifikante Kohärenz aufweisen, um einen Beitrag zur Verstärkung oder zur Abschwächung zu leisten. Die räumlich-zeitliche Verteilung der Antriebsterme und ihr Einfluß werden durch Komposits dargestellt, die zum Zeitpunkt der maximalen Wirkung des Antriebes, $\max(s_i) \equiv \text{Lag } -8$ Tage, bestimmt werden.

Wellenausbreitung (Linear): Die Kreuzspektren zwischen den Projektionen der ersten vier Termen und der Amplitude weisen keine Kohärenz auf, und tragen deshalb nicht zur Amplitudenmodulation bei (nicht gezeigt). Diese Terme leisten hauptsächlich einen Beitrag zur Fortbewegung der Rossbywellen und ihre Interpretation ist folgendermaßen: Die Advektion der planetaren Vorticity (β -Effekt), $\hat{\chi}_1$, ist verantwortlich für die westwärtige Bewegung der Rossbywelle. Die Advektion der relativen Vorticity durch die zonalsymmetrische Strömung, $\hat{\chi}_2$, ist assoziiert mit einer ostwärtigen Fortbewegung und wirkt so der planetaren Vorticity-Advektion entgegen (vgl. Holton 1992). Der dritte Term, $\hat{\chi}_3$, beschreibt die Wechselwirkung der stationären mit niederfrequenten wandernden oder stehenden Wellen oder die Instabilität einer zonal asymmetrischen Strömung (Simmons *et al.* 1983). Da dieser Term kein Signal im Varianzspektrum zeigt, trägt er nicht zum Amplitudenwachstum bei. Der niederfrequente Beitrag zum Divergenzterm, $\hat{\chi}_4$, wirkt der Advektion der planetaren Vorticity entgegen und verringert die Phasengeschwindigkeit der Rossbywelle wie in der Dispersionsrelation des Flachwassersystems beschrieben (z. B. Pedlosky 1987).

Wellenamplitude (Nichtlinear und Reibung): Die folgenden Terme sind entweder für die Verstärkung oder Abschwächung der Amplitude verantwortlich, da ihre Projektionen alle eine große Kohärenz und ein Maximum bei 50 Tagen im Kreuzspektrum besitzen (Abb. 4.8). Da die tiefpaßgefilterten Terme die gleichen Charakteristika wie ihre zeitlich gemittelten Reynoldsterme aufweisen, wird im folgenden nur ihre Summe diskutiert. Die Projektion der Wechselwirkung der niederfrequenten transienten Störungen miteinander, $\hat{\chi}_5$, und ihr zeitliches Mittel, $\hat{\chi}_{10}$ (Abb. 4.8a), folgen der Amplitude mit ungefähr 10° und wirken daher als Dämpfungsterm. Die Projektion der Wechselwirkung der hochfrequenten Störungen miteinander, $\hat{\chi}_6$ und ihr zeitliches Mittel $\hat{\chi}_{11}$ (Abb. 4.8b), verstärken

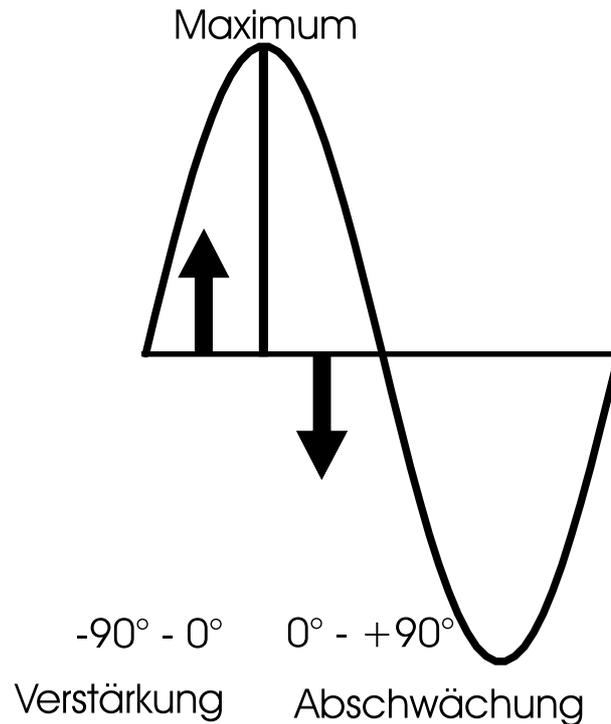


Abbildung 4.7: Schematische Darstellung der Verstärkung und der Abschwächung der Amplitude durch den jeweiligen Antriebsterm. Die Pfeile stellen die Wirkung der Antriebsterme dar und die durchgezogene Kurve repräsentiert die Zeitreihe der Amplitude. Eine Phase von 0° stellt das Maximum der Amplitude dar. Um die Amplitude zu verstärken, muß die Projektion s_i des jeweiligen Antriebstermes auf das Telekonnektionsmuster im Bereich von $-90^\circ - 0^\circ$ sein Maximum erreichen, sonst führt der Antriebsterm zu einer Abschwächung.

die Amplitude, da sie die Amplitude mit ungefähr 60° führen. Die Projektion der Wechselwirkung der niederfrequenten mit den hochfrequenten Störungen, $\hat{\chi}_7$ und ihr zeitliches Mittel $\hat{\chi}_{12}$ (Abb. 4.8c), führt die Amplitude mit ungefähr 30° und stellt damit ebenfalls einen Antriebsterm dar. Die Summe aus der vertikalen Vorticity-Advektion und den Dehnungs- und Drehtermen, $\hat{\chi}_8$, und ihr zeitliches Mittel, $\hat{\chi}_{13}$, (Abb. 4.8d), ist ein Antriebsterm, da ihre Projektion die Amplitude um ungefähr 30° führt. Da die Wechselwirkung der nieder- mit den hochfrequenten transienten Störungen ($\hat{\chi}_7$ und $\hat{\chi}_{12}$) und die Summe aus der vertikalen Vorticity-Advektion und den Dehnungs- und Drehtermen ($\hat{\chi}_8$ und $\hat{\chi}_{13}$) die Amplitude später als die Wechselwirkung der hochfrequenten transienten Störungen miteinander ($\hat{\chi}_6$ und $\hat{\chi}_{11}$) anfangen zu verstärken, stellen sie hauptsächlich Im-

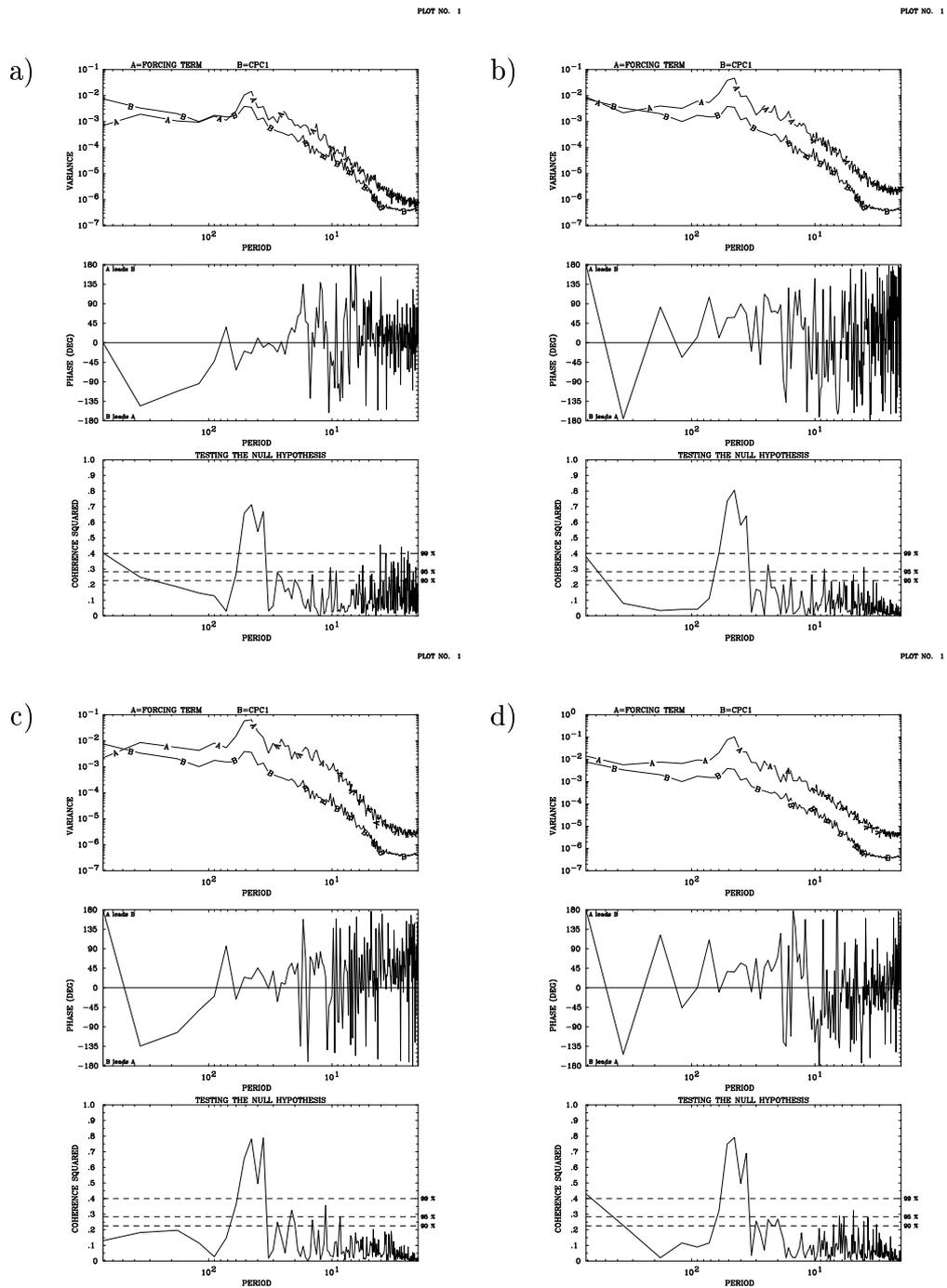


Abbildung 4.8: Referenzexperiment: Kreuzspektrum zwischen der Projektion (Linie A) der Summe aus dem niederfrequenten und dem zeitlich gemittelten Teil **a)** auf die Wechselwirkung der niederfrequenten transienten Störungen miteinander ($\hat{\chi}_5$ und $\hat{\chi}_{10}$), **b)** auf die Wechselwirkung der hochfrequenten transienten Störungen miteinander ($\hat{\chi}_6$ und $\hat{\chi}_{11}$), **c)** auf die Wechselwirkung der niederfrequenten mit den hochfrequenten transienten Störungen ($\hat{\chi}_7$ und $\hat{\chi}_{12}$) und **d)** auf die Summe aus der vertikalen Vorticity-Advektion und den Dehnungs- und Drehtermen ($\hat{\chi}_8$ und $\hat{\chi}_{13}$) mit der CPC1-Amplitude (Kurve B): Varianzspektrum (Oben), Phasenspektrum (Mitte) und quadrierte Kohärenz (Unten). Alle Zeitreihen sind normiert.

Antriebsterm	Dynamischer Prozess	Beitrag
$\hat{\chi}_1$	Planetare Vorticity–Advektion durch die niederfrequente Störung	Fortbewegung
$\hat{\chi}_2$	Wechselwirkung der zonal symmetrischen zeitlich gemittelten mit der niederfrequenten Störung	Fortbewegung
$\hat{\chi}_3$	Wechselwirkung der zonal asymmetrischen zeitlich gemittelten mit der niederfrequenten Störung	–
$\hat{\chi}_4$	Niederfrequenter Beitrag zum Divergenzterm	Fortbewegung
$\hat{\chi}_5 + \hat{\chi}_{10}$	Wechselwirkung zwischen den niederfrequenten transienten Störungen	Abschwächung
$\hat{\chi}_6 + \hat{\chi}_{11}$	Wechselwirkung zwischen den hochfrequenten transienten Störungen	Verstärkung
$\hat{\chi}_7 + \hat{\chi}_{12}$	Wechselwirkung der nieder– mit den hochfrequenten transienten Störungen	Verstärkung
$\hat{\chi}_8 + \hat{\chi}_{13}$	Summe aus der vertikalen Vorticity–Advektion und den Dehnungs– und Drehtermen	Verstärkung
$\hat{\chi}_9$	Reibung	Abschwächung

Tabelle 4.1: Referenzexperiment: Antriebsterme und ihre jeweiligen Beiträge.

pulstransportterme dar. Die Bodenreibung, $\hat{\chi}_9$, dämpft die Welle instantan und stellt deshalb einen Dämpfungsterm dar (nicht gezeigt). Eine Übersicht über die dynamischen Prozesse der einzelnen Antriebsterme ist in Tabelle 4.1 gegeben.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß alle Projektionen der nichtlinearen Terme ein signifikantes Signal (über dem 99%–Signifikanzniveau, Abb. 4.8) bei ungefähr 50 Tagen zeigen, wohingegen die Projektionen der linearen Terme nicht signifikant sind (nicht gezeigt). Dies ist plausibel, da die CPC1–Amplitude nur die Amplitudenmodulation der Welle beschreibt, und nicht ihre Fortbewegung. Das Ergebnis, daß die linearen Terme zur Fortbewegung beitragen und die nichtlinearen Terme die Amplitude verstärken, ist in Übereinstimmung mit der Studie von Michelangeli und Vautard (1998). Das Kreuzspektrum der Projektion zwischen

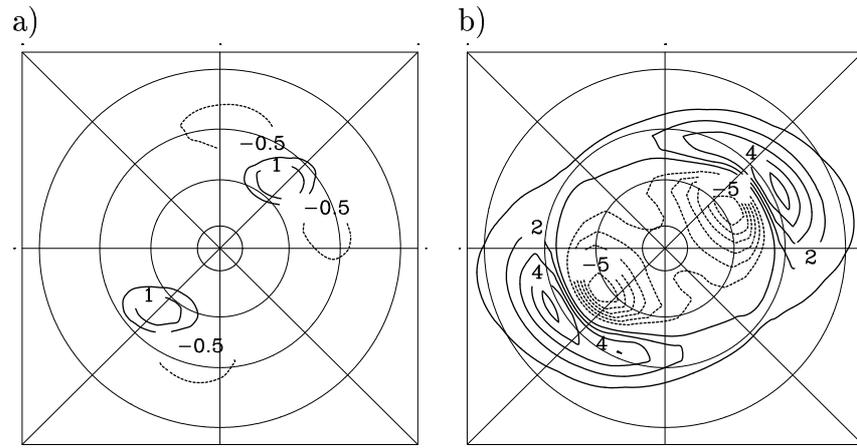


Abbildung 4.9: Referenzexperiment: **a)** Kompositum zum Lag -8 des vertikal gemittelten niederfrequenten Teils des Antriebes durch die Wechselwirkung der hochfrequenten transienten Störungen miteinander (Isolinienintervall ist $0.5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$) und **b)** zeitliches Mittel des vertikal gemittelten Antriebes durch die Wechselwirkung der hochfrequenten transienten Störungen miteinander (Isolinienintervall ist $1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$) in polarstereographischer Projektion. Die Nulllinie ist nicht dargestellt.

der Summe aus dem niederfrequenten Anteil und dem zeitlichen Mittel des Antriebes der hochfrequenten Störungen ($\hat{\chi}_6$ und $\hat{\chi}_{11}$) mit der CPC1-Amplitude ist in Abbildung 4.8b zu sehen. Weiter wird die räumliche Verteilung des niederfrequenten Anteils zum Lag -8, welcher den Zeitpunkt der maximalen Verstärkung darstellt (Abb. 4.9a) und der zeitlich gemittelte Teil (Abb. 4.9b) des Antriebes der hochfrequenten Störungen präsentiert. Die positiven Gebiete des Antriebes korrespondieren mit den großskaligen Antizyklonen im CEOF1-Muster (Abb. 4.6) und tragen deshalb zur Verstärkung bei. Weiter ist zu bemerken, daß diese Gebiete sich im Zentrum der Stormtracks befinden (Abb. 4.2b).

4.4 Referenzexperiment: “Räumliche Resonanz” Mechanismus

Die gleiche Periode von 50 Tagen für die Fortbewegung der Welle und der Amplitudenmodulation sowie die Phasenbeziehung des Antriebes durch die hochfrequenten transienten Störungen mit der Amplitude läßt auf folgenden Mechanismus der niederfrequenten Variabilität schließen: Die beiden Gebiete erhöhter hochfrequenter Störungsaktivität regen eine Rossbywelle mit zonaler Wellenzahl-Zwei-Struktur an und bewirken eine periodische Verstärkung der großskaligen Antizyklonen. Da der zonale Wind die Phasengeschwindigkeit der Welle nicht ausgleichen kann, führt die Rossbywellendynamik zu einer retrograden Fortbewegung, wie durch die Dispersionsrelation beschrieben wird (z. B. Pedlosky 1987). Wenn die Antizyklonen dieser Welle die Stormtrackgebiete passieren werden sie verstärkt durch die Impulsflüsse des niederfrequenten Anteils und des zeitlichen Mittels der hochfrequenten transienten Störungen ($\hat{\chi}_6$ und $\hat{\chi}_{11}$, Abb. 4.9). Der Impuls wird transportiert durch die Wechselwirkung der nieder- mit den hochfrequenten transienten Störungen ($\hat{\chi}_7$ und $\hat{\chi}_{12}$). Diese Terme bewirken einen “upscale”-Transport von Impuls, d. h. von kurzen zu langen Wellen. Zusätzlich trägt die Summe der vertikalen Vorticity-Advektion und der Dehnungs- und Drehterme ($\hat{\chi}_8$ und $\hat{\chi}_{13}$) zum Wachstum der Amplitude bei. Die dem Maximum folgende Abschwächung der Amplitude wird durch die Bodenreibung ($\hat{\chi}_9$) und durch die Wechselwirkung der niederfrequenten transienten Störungen miteinander ($\hat{\chi}_5$ und $\hat{\chi}_{10}$) bewirkt. Eine schematische Zeichnung, die den vorgeschlagenen Mechanismus verdeutlichen soll, ist in Abbildung 4.10 dargestellt. Wenn die Rücken der retrograd wandernden Rossbywelle die Gebiete, in denen der Antrieb durch die hochfrequenten transienten Störungen positiv ist, passieren, ist die Projektion der Stromfunktion, welche die Rossbywelle repräsentiert, auf den Antrieb durch die hochfrequenten transienten Störungen positiv. Dies führt zu einem Anwachsen der CPC1-Amplitude, da der Antrieb durch die hochfrequenten transienten Störungen die großskaligen Antizyklonen verstärkt. Wenn die Tröge die Gebiete, in denen der Antrieb durch die hochfrequenten transienten Störungen positiv ist, passieren, wird die Projektion negativ und führt somit zu einer Abnahme der CPC1-Amplitude. Dies ist auch in den Zeitreihen des Real- und des Imaginärteils der CPC1-Zeitreihe (nicht gezeigt) erkennbar, welche in dem Fall, daß die Tröge die Gebiete des Antriebes durch die hochfrequenten transienten Störungen passieren, eine verrauschtere Struktur aufweisen (Abb. 4.4a). Dieses Verhalten läßt sich folgendermaßen erklären: Da der Antrieb

durch die hochfrequenten transienten Störungen eine positive Stromfunktionsanomalie (antizyklonisch) induziert, werden die großskaligen Antizyklonen abgeschwächt und besitzen dadurch eine größere Wahrscheinlichkeit, von kleinen transienten Störungen durchlaufen zu werden (siehe oben). Da die hochfrequenten transienten Störungen als ein stochastischer Antrieb in klar abgegrenzten Gebieten, den Stormtracks, wirken, wird der Mechanismus als "Räumliche Resonanz" bezeichnet, da die Rossbywelle und der Antrieb die gleiche räumliche Struktur besitzen. Wenn der Antrieb räumlich in Phase mit der Rossbywelle ist, findet eine resonante Verstärkung statt. In diesem Sinne kann die Rossbywelle als ein gedämpfter Oszillator beschrieben werden, der durch weißes Rauschen stochastisch angetrieben wird. Da weißes Rauschen keine bevorzugte Frequenz hat, wird die Eigenfrequenz des Oszillators angeregt, welche definiert ist durch die Phase der Rossbywelle relativ zum Stormtrack. Dies ist der Fall, wenn die Antizyklonen die Stormtracks passieren. Ein ähnlicher Mechanismus wird von Sura *et al.* (2000) für eine Rossbywelle in einem vereinfachten Ozeanmodell vorgeschlagen. Auch in einem barotropen Modell mit linear instabilen freien planetaren Wellen wird ein ähnliches Verhalten gefunden. Die freien Wellen werden zu einem endlichen Wachstum ihrer Amplitude durch nichtlineare Resonanz angeregt, wenn ihre Struktur dem des Antriebes entspricht (Wu 1993).

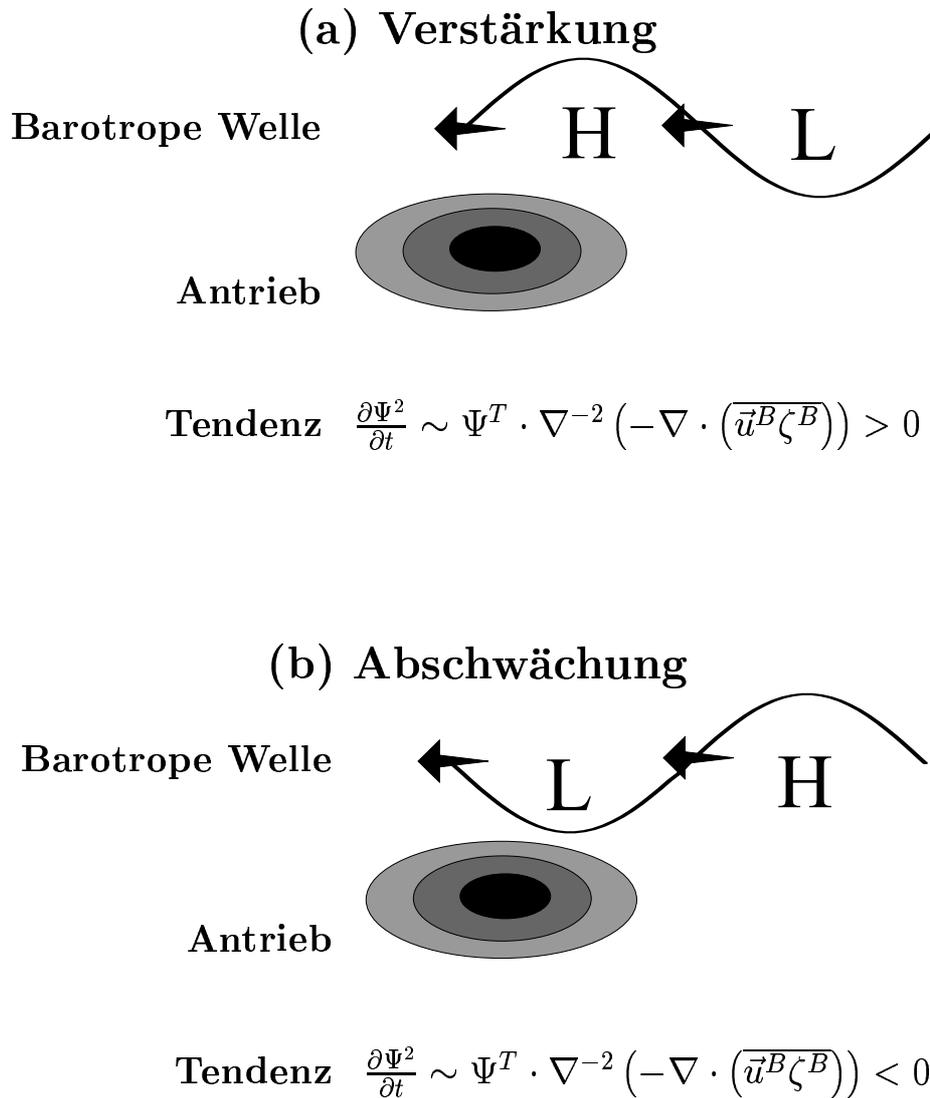


Abbildung 4.10: Der "Räumliche Resonanz" Mechanismus, der zur Verstärkung der Antizyklone (H) und zur Abschwächung der Zyklone (L) führt: Die Antizyklone (a) und die Zyklone (b) der retrograd wandernden Rossbywelle (Pfeile) produzieren positive (a) und negative (b) Tendenzen der Stromfunktion, $\frac{\partial \Psi^2}{\partial t}$, wenn sie räumlich in Phase mit dem positiven Antrieb durch die Wechselwirkung der hochfrequenten transienten Störungen miteinander sind, $\nabla^{-2} \left(-\nabla \cdot \left(\overline{\vec{u}^B \zeta^B} \right) \right)$, (schattierte Bereiche). Die Phasenverschiebung zwischen dem Antrieb und der barotropen Ψ -Welle ist auch dargestellt.

4.5 Sensitivitätsexperimente: Veränderter zonaler Abstand der Stormtracks

Das Referenzexperiment mit einem T_R -Dipolabstand von 180° stellt sicherlich nicht eine realistische Verteilung der Stormtracks im Vergleich mit den Beobachtungen dar. Deshalb werden Sensitivitätsexperimente mit abnehmenden zonalen Abständen zwischen den beiden T_R -Dipolen durchgeführt, welche während der Experimente konstant bleiben (Abb. 4.1). Die Diskussion der Ergebnisse wird sich im folgenden auf das Experiment mit einem Dipolabstand von 150° konzentrieren, da der dadurch induzierte Stormtrackabstand mit dem beobachteten der Nordhemisphäre recht gut übereinstimmt (Abb. 2.1b).

(i) Die erste CEOF der vertikal gemittelten Stromfunktion (Abb. 4.11) erklärt 19% der Gesamtvarianz. Sie beschreibt eine retrograde Bewegung des großskaligen Wellenfeldes, welches mit einer zonalen Wellenzahl-Eins-Struktur assoziiert ist. Die Verringerung des zonalen Abstandes zwischen den beiden T_R -Dipolen führt zu einer Änderung der Rossbywellenstruktur von einer zonalen Wellenzahl-Zwei-Struktur zu einer zonalen Wellenzahl-Eins-Struktur. Da "Räumliche Resonanz" nur auftritt, wenn sich die großskalige Rossbywelle räumlich lokal in Phase mit dem Antrieb durch die hochfrequenten transienten Störungen befindet, wird das erste CEOF-Muster von einer zonalen Wellenzahl-Eins-Struktur dominiert. Die CPC1-Zeitreihe besitzt keine ausgezeichnete Periode, weder in ihrem Real- und Imaginärteil noch in ihrer Amplitude, da die beiden Stormtrackgebiete durch ihre horizontale Verteilung keine Rossbywelle mit zonaler Wellenzahl-Eins-Struktur antreiben können. Vielmehr werden eine Vielzahl von Wellen angeregt, welche erratisch persistente Anomalien erzeugen. Dies bedeutet, daß die niederfrequente Variabilität, welche im Referenzexperiment mit dem hemisphärischen Wellenzahl-Zwei-Muster verbunden ist, mit abnehmendem zonalen Abstand der beiden T_R -Dipole durch lokale Zentren der Variabilität dominiert wird. Dies wird im folgenden noch genauer untersucht.

(ii) Im Referenzexperiment besteht die angetriebene Phase der Rossbywelle aus zwei großskaligen Antizyklonen. Diese Antizyklonen stellen aber keine persistenten Wetterlagen dar, da sie mit einer retrograd wandernden Rossbywelle verbunden sind und somit nicht langanhaltend sind. Die Reduzierung des Abstandes zwischen den beiden Stormtracks führt zu einer erheblichen Änderung des niederfrequenten Verhaltens, welches durch Hovmöller-Diagramme der vertikal gemittelten Stromfunktion dargestellt wird (Abb. 4.12). Während das Referenzexperiment (Abb. 4.12a) durch die retrograd wandernde Rossbywelle mit ihrer

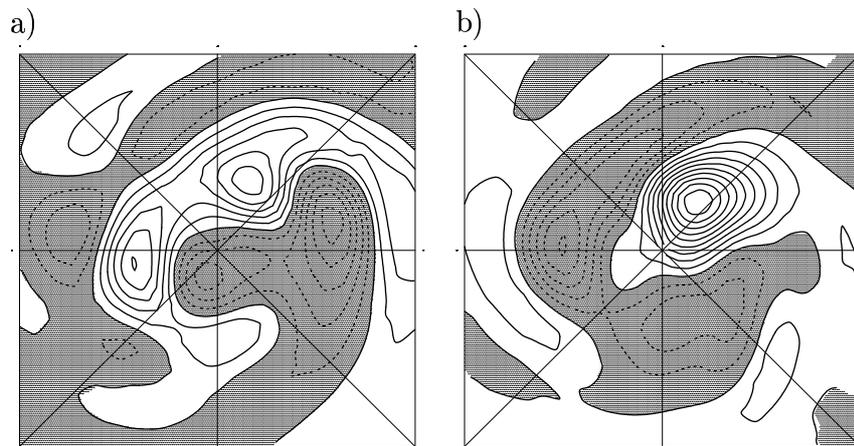


Abbildung 4.11: 150°-Experiment: CEOF1 erklärt 19% der Gesamtvarianz mit **a)** Realteil und **b)** Imaginärteil in polarstereographischer Projektion (schattierte Bereiche stellen negative Werte dar, Isolinienintervall ist 0.01).

50 Tagesperiode dominiert wird, zeigt das Sensitivitätsexperiment persistente Wetterlagen, welche durch retrograd wandernde Wellen angeregt werden (Abb. 4.12b). Dies läßt vermuten, daß der für das Referenzexperiment vorgeschlagene "Räumliche Resonanz" Mechanismus die persistenten Anomalien anregt. Eine genauere Untersuchung des Hovmöller-Diagramms für das Sensitivitätsexperiment zeigt, daß die persistenten Wetterlagen sich nicht simultan in beiden Stormtrackgebieten entwickeln. Lejenäs und Økland (1983) finden in Beobachtungen ein ähnliches Verhalten. Vielmehr zeigt es sich, daß persistente Anomalien im Gebiet um $120^{\circ}O$ persistente Anomalien stromabwärts im Gebiet um $100^{\circ}W$ durch hochfrequente transiente Störungen anregen können. Dies ist in Abbildung 4.12b für die zwei Ereignisse um Tag 3790 und Tag 3880 zu sehen; für Tag 3660 trifft dies jedoch nicht zu. Dieses Verhalten ist grundsätzlich unterschiedlich zum Referenzexperiment, in dem die hochfrequenten transienten Störungen sehr selten das stromabwärtige Stormtrackgebiet erreichen.

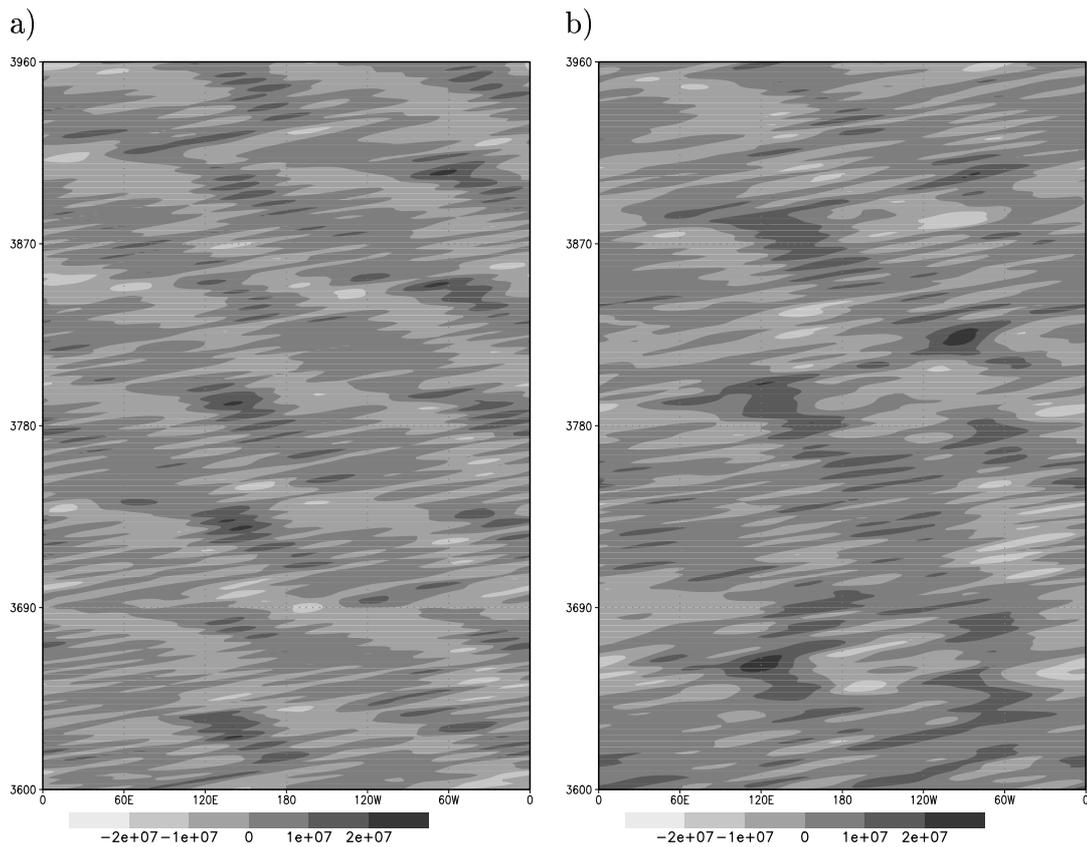


Abbildung 4.12: Hovmöller-Diagramm der vertikal gemittelten Stromfunktionsanomalie in $52^\circ N$ (in $m^2 s^{-1}$): **a)** Referenzexperiment ($180^\circ T_R$ -Dipolabstand) und **b)** Sensitivitätsexperiment ($150^\circ T_R$ -Dipolabstand) in polarstereographischer Projektion. Auf der Ordinate sind tägliche Werte zwischen Modelltag 3600 und 3960 dargestellt.

4.6 Telekonnektion

Um die niederfrequente Variabilität des Referenzexperimentes als auch der Sensitivitätsexperimente zu beschreiben und miteinander vergleichen zu können, werden die Telekonnektivität (Gl. 2.2) und Ein-Punkt-Korrelationen berechnet. Wie im folgenden gezeigt wird, ändert sich mit abnehmendem Abstand der beiden T_R -Dipole zueinander die räumliche Struktur der Variabilität von einer die Variabilität dominierenden hemisphärischen Rossbywelle des Referenzexperimentes zu regionalen, voneinander unabhängigen Mustern der Variabilität in den Sensitivitätsexperimenten. In allen Experimenten treten hohe Werte der Telekonnektivität in den Stormtrackgebieten stromabwärts der T_R -Dipole auf. Das Referenzexperiment weist jeweils drei Zentren der niederfrequenten Variabilität in beiden Stormtrackgebieten auf (Abb. 4.13a). Im 150° -Experiment bilden sich große Gebiete mit hoher Telekonnektivität (Abb. 4.13b).

A- und P-Muster: Telekonnektionsmuster sind durch die Zeilen der Korrelationsmatrix (Gl. 2.2) definiert und stellen Ein-Punkt-Korrelationen dar. Um die niederfrequente Variabilität, welche durch die unterschiedlichen zonalen T_R -Dipolabstände induziert wird, miteinander zu vergleichen, werden die gleichen Basispunkte für die Ein-Punkt-Korrelationen in den Sensitivitätsexperimenten gewählt. Bei diesen Basispunkten ist die Telekonnektivität in allen Experimente sehr hoch. Im P-Gebiet befindet sich der Basispunkt bei $56^\circ O$, $47^\circ N$ und im A-Gebiet bei $130^\circ W$, $47^\circ N$. Die Telekonnektionsmuster werden für das 180° und das 150° -Experiment präsentiert:

(i) Im Referenzexperiment zeigen die Ein-Punkt-Korrelationen südöstlich verlaufende Wellenzüge, die in den Zentren der Stormtracks beginnen (Abb. 4.13c und e). Diese Muster sind der ersten CEOF der vertikal gemittelten Stromfunktion ähnlich (Abb. 4.3).

(ii) Im 150° -Experiment entwickelt sich im P-Gebiet ein Quadrupolmuster mit seinem Zentrum im Stormtrack (Abb. 4.13d). Dieses beschreibt einen Bogen der in den Subtropen beginnt (südlich des warmen Teils des T_R -Dipols), sich nach Nordosten erstreckt und sich dann am Ende des Stormtracks nach Süden in die Subtropen dreht (P-Muster). Dieses Muster ist dem PNA-Muster ähnlich. Im A-Gebiet beschreibt die Ein-Punkt-Korrelation ein Dipol-Muster mit einer Südwest-Nordost-Achse (A-Muster). Dieses Muster repräsentiert eine meridionale Druckschaukel und ist dem Muster der NAO ähnlich.

Als Fazit läßt sich sagen, daß sich in einer atmosphärischen Strömung, die durch eine recht realistische räumliche Verteilung der diabatischen Heizungsdipole, und

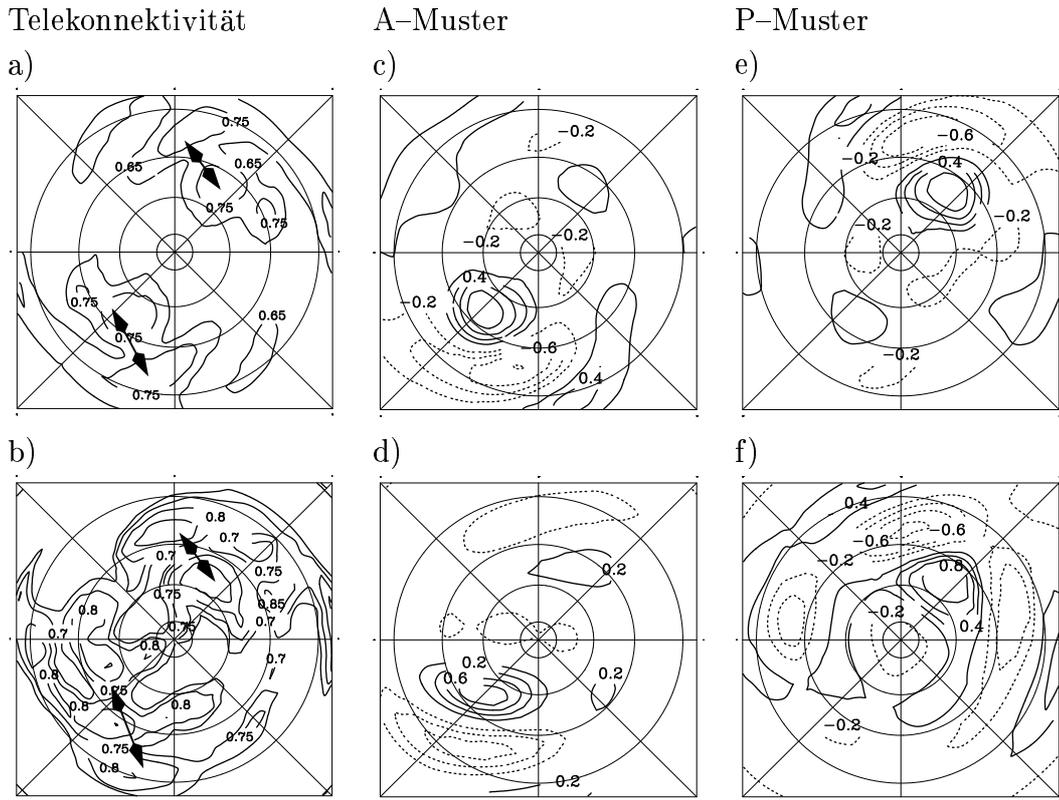


Abbildung 4.13: Telekonnectivität (Isolinienintervall ist 0.05) des monatlich gemittelten Geopotentials in 300 hPa für **a)** 180° und **b)** 150° T_R -Dipolabstand. Ein-Punkt-Korrelationen des monatlich gemittelten Geopotentials in 300 hPa (Isolinienintervall ist 0.2, negative Werte sind gestrichelt, die Nulllinie ist nicht dargestellt): Basispunkt $130^\circ W$, $47^\circ N$: **c)** 180° und **d)** 150° ; Basispunkt $56^\circ O$, $47^\circ N$: **e)** 180° und **f)** 150° in polarstereographischer Projektion.

dadurch der Stormtracks, angetrieben wird, zwei Telekonnectivitätsmuster entwickeln, welche große Ähnlichkeit mit dem Pazifik-Nordamerika-Muster (PNA oder in unserem Fall P-Muster) und der Nordatlantischen Oszillation (NAO oder A-Muster) aufweisen. Daraus kann geschlossen werden, daß die räumliche Struktur der niederfrequenten Variabilität, wie des PNA-Musters und des Musters der NAO, zu einem großen Teil durch das hemisphärische ortsfeste Wellenfeld, welches in Wechselwirkung mit den Stormtracks und ihrer Position steht, bestimmt wird. Diese beiden Muster sind stabil, da sie im Bereich eines T_R -Dipolabstandes von $140^\circ - 155^\circ$ existieren.

4.7 Sensitivitätsexperimente: Beschreibung der räumlich–zeitlichen Variabilität

Die räumlich–zeitliche Variabilität des 300 hPa Geopotentials wird analysiert, um die Entwicklung des P– und des A–Musters zu charakterisieren, die Eigenschaften der Wellenausbreitung durch Ein–Punkt–Lag–Korrelationen zu bestimmen und ihre zeitliche Korrelation zu beschreiben.

Lag–Korrelationsmuster: Ein–Punkt–Lag–Korrelationen des tiefpaßgefilterten 300 hPa Geopotentials (Perioden > 10 Tage, wobei das zeitliche Mittel abgezogen ist, Blackmon 1976, Blackmon *et al.* 1984b) ergeben die folgende räumlich–zeitliche Variabilität: Im Referenzexperiment sind die Lag–Korrelationen mit der retrograd wandernden Welle assoziiert (Abb. 4.14). Im 150° –Experiment (Abb. 4.15) bilden sich Telekonnektionsmuster, die sich als stehende Wellen interpretieren lassen, da sie die gleiche Struktur aufweisen wie die Muster der monatlich gemittelten Daten. Sowohl das A– als auch das P–Gebiet zeigen eine stromabwärtige Verstärkung der Zentren der niederfrequenten Variabilität. Dies bedeutet, daß die Wellenenergie sich entlang eines Bogens, welcher sich über die jeweiligen Enden der Stormtracks in die Subtropen erstreckt, ausbreitet. Da sich sowohl das A– als auch das P–Muster in der Nähe der Stormtracks befindet, stehen sie mit der Dynamik der Stormtracks in Verbindung, wie im folgenden noch gezeigt wird. Weiter ist noch zu bemerken, daß die Telekonnektionsmuster, die auf den tiefpaßgefilterten Daten basieren, schwächer ausgeprägte Muster aufweisen als die Muster aus den monatlich gemittelten Daten.

Telekonnektionsindex: Um das räumlich–zeitliche Verhalten weiter zu untersuchen, werden Telekonnektionsindizes eingeführt (Formel 2.3): Der A–Index wird definiert durch die Mittelung über Region–1 ($47^\circ - 41^\circ N$, $130^\circ - 224^\circ W$) und Region–2 ($24^\circ - 19^\circ N$, $113^\circ - 107^\circ W$) und der P–Index durch Region–1 ($47^\circ - 41^\circ N$, $56^\circ - 61^\circ O$) und Region–2 ($30^\circ - 24^\circ N$, $90^\circ - 95^\circ O$). Beide Zeitreihen werden durch ihre Standardabweichung normiert.

Eine *Spektralanalyse* für den A– und den P–Index ergibt für das Referenzexperiment ein Varianzmaximum bei ungefähr 50 Tagen (nicht gezeigt). Beide Indexzeitreihen weisen keine Phasenverschiebung auf. Dieses Verhalten ist auf die retrograd wandernde Rossbywelle zurückzuführen. Das 150° –Experiment weist in beiden Indexzeitreihen keine bevorzugte Periode auf (Abb. 4.16). Sowohl der A– als auch der P–Index besitzen eine zu einem äquivalenten autoregressiven Prozess erster Ordnung AR(1) erhöhte Varianz für Perioden zwischen 2 und 20 Tagen,

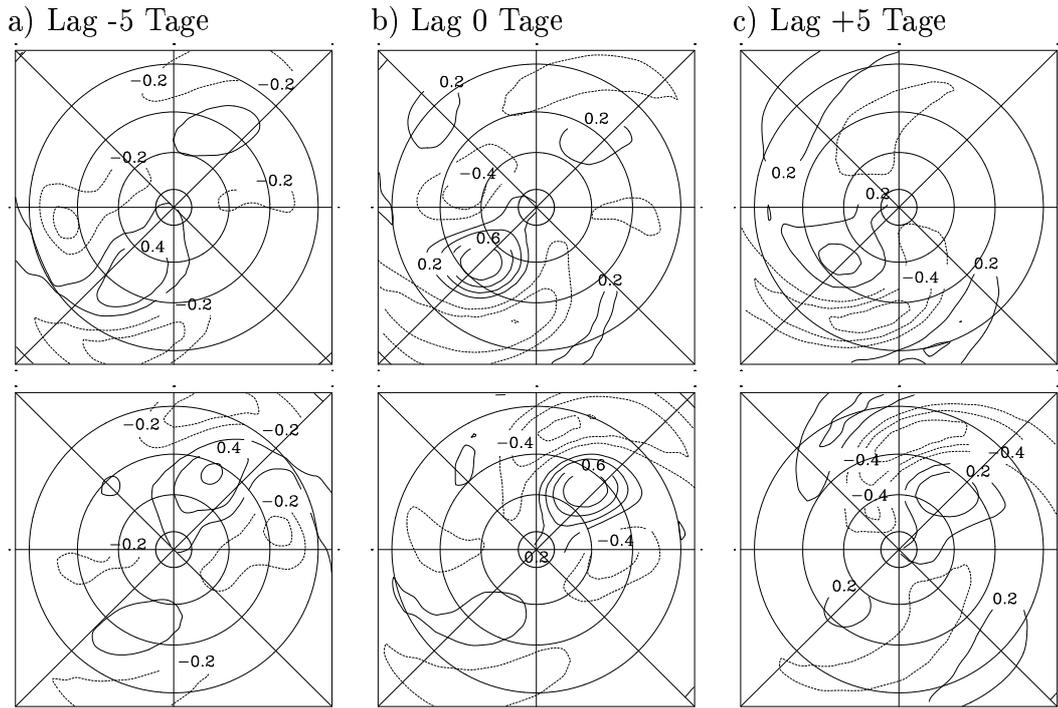


Abbildung 4.14: Referenzexperiment: Lag-Korrelations-Muster des tiefpaßgefilterten Geopotentials in 300 hPa für das A-Gebiet (obere Reihe) und das P-Gebiet (untere Reihe): **a)** Lag -5 Tage, **b)** Lag 0 Tage und **c)** Lag 5 Tage in polarstereographischer Projektion (Isolinienintervall ist 0.2, die Nulllinie ist nicht dargestellt).

die über dem 99% Signifikanzniveau liegt. Der A-Index zeigt um die Periode von 50 Tagen eine erhöhte Varianz im Vergleich zum äquivalenten AR(1).

Eine *Zeitskala* der Indizes wird definiert durch die “e-folding”-Zeit (Tab. 4.2). In sämtlichen Experimenten liegt diese Zeitskala im Bereich von 5–10 Tagen. Der P-Index im 150°-Experiment besitzt ein großes Gedächtnis mit einer Zeitskala von 20 Tagen, während in diesem Experiment der A-Index eine Zeitskala von 9 Tagen hat. Die Zeitskala des P-Indexes des 150°-Experimentes ist im Vergleich mit Beobachtungen sehr hoch (Feldstein 2000b, Kapitel 2 dieser Arbeit), während die anderen im Bereich des Beobachteten (6–9 Tage) liegen.

Die *Kreuzspektren* zwischen den A- und P-Indizes verändern sich mit der verringerten zonalen Distanz zwischen den beiden Stormtracks von hohen Kohärenzen zwischen den beiden Indizes im Referenzexperiment, in dem sie sich auch in Phase zueinander befinden, zu nicht signifikanten Kohärenzen im 130°-Experiment

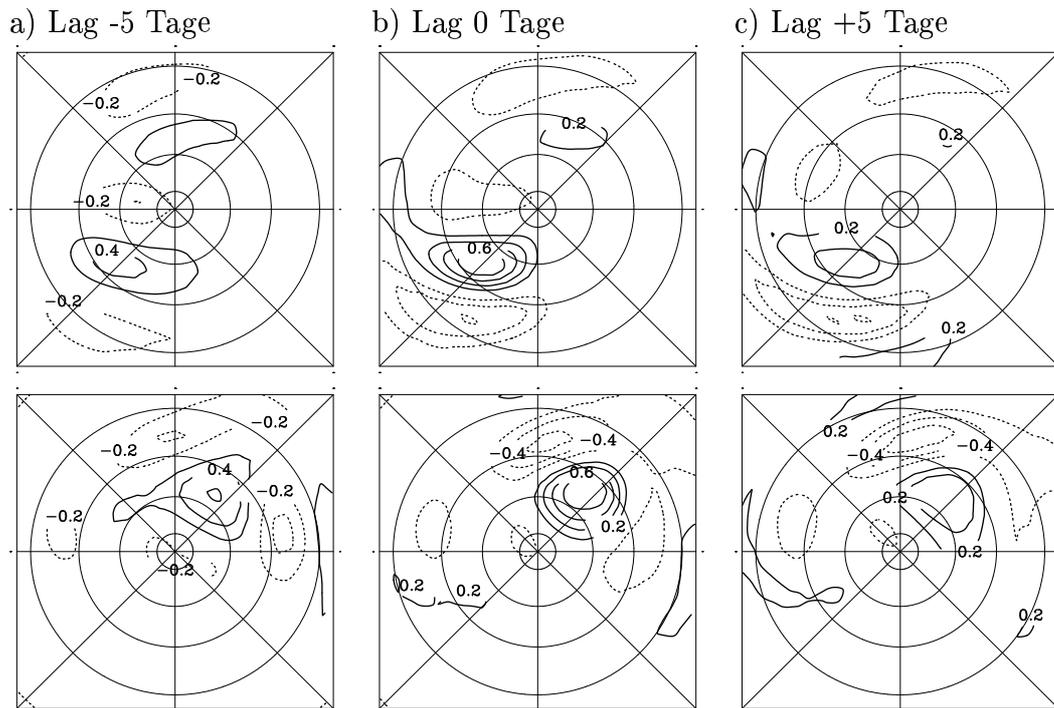


Abbildung 4.15: 150°-Experiment: Lag-Korrelations-Muster des tiefpaßgefilterten Geopotentials in 300 hPa für das A-Gebiet (obere Reihe) und das P-Gebiet (untere Reihe): **a)** Lag -5 Tage, **b)** Lag 0 Tage und **c)** Lag 5 Tage in polarstereographischer Projektion (Isolinienintervall ist 0.2, die Nulllinie ist nicht dargestellt).

(nicht gezeigt).

Die *Korrelation* zwischen beiden Indizes verringert sich mit abnehmendem Abstand der beiden T_R -Dipole (Tab. 4.2): Die Korrelation für zonale Abstände zwischen 180° und 165° bleibt weitgehend konstant bei etwa 0.3, was über dem 99% Signifikanzniveau liegt, verschwindet aber für geringere Abstände. Dies bedeutet, daß bei einem Abstand von ungefähr 155° zwischen den beiden T_R -Dipolen ein Übergang von der dominierenden Rossbywelle mit zonaler Wellenzahl-Zwei-Struktur im Referenzexperiment zu unkorrelierten und lokalisierten Strukturen in beiden Stormtrackregionen stattfindet.

Eine *nichtlineare Skalenanalyse* mit Hilfe der “Detrended Fluctuation Analysis” (DFA, Peng *et al.* 1994, Koscielny-Bunde *et al.* 1998, Talkner und Weber 2000) zeigt, daß die Korrelationen ein Skalierungsverhalten (*power law*) aufweisen, welches über mehrere Dekaden nachweisbar ist. Die DFA basiert auf einer

Dipolabstand	Korrelation	“e-folding”-Zeitskala	
		A-Gebiet	P-Gebiet
180°	+0.33	8	7
175°	+0.34	9	9
170°	+0.34	9	10
165°	+0.33	8	10
160°	+0.25	9	9
155°	+0.15	5	4
150°	+0.03	9	20
145°	+0.03	6	5
140°	+0.01	10	9
135°	-0.02	6	5
130°	+0.00	8	7

Tabelle 4.2: Korrelation zwischen dem A- und dem P-Index in den jeweiligen Experimenten und die “e-folding”-Zeitskalen der Telekonnektionsindizes.

skalenabhängigen und trendbereinigenden Variabilitäts-Analyse, die durch skalenabhängige Mittelung das Langzeitverhalten der Korrelation optimal erfaßt. In einem ersten Schritt wird ein “random walk” der Index-Zeitreihe x_i berechnet

$$y(n) = \sum_{i=1}^n x_i, \quad (4.9)$$

wobei $n = 1, \dots, N$ ist und N die Länge der Zeitreihe. Nun wird die Zeitreihe in k Segmente der Länge s unterteilt, in denen durch lineare Regression ein Trend angepaßt wird. Die lineare Regression

$$\tilde{y}_{k,s}(n) = m_k n + b_k \quad (4.10)$$

des “random walk” wird von allen überlappenden Segmenten k der Länge s berechnet und vom jeweiligen Segment abgezogen. Die Steigung m_k und der Parameter b_k folgen aus der Minimierung des mittleren quadratischen Abstandes zwischen $y(n)$ und $\tilde{y}_{k,s}(n)$ des Segmentes k . Die DFA wird nun definiert als die quadratische Abweichung gemittelt über alle Segmente:

$$F_{DFA}^2(s) = \frac{1}{s+1} \overline{\sum_{n=k(s+1)-s}^{k(s+1)} [y(n) - \tilde{y}_{k,s}(n)]^2}, \quad (4.11)$$

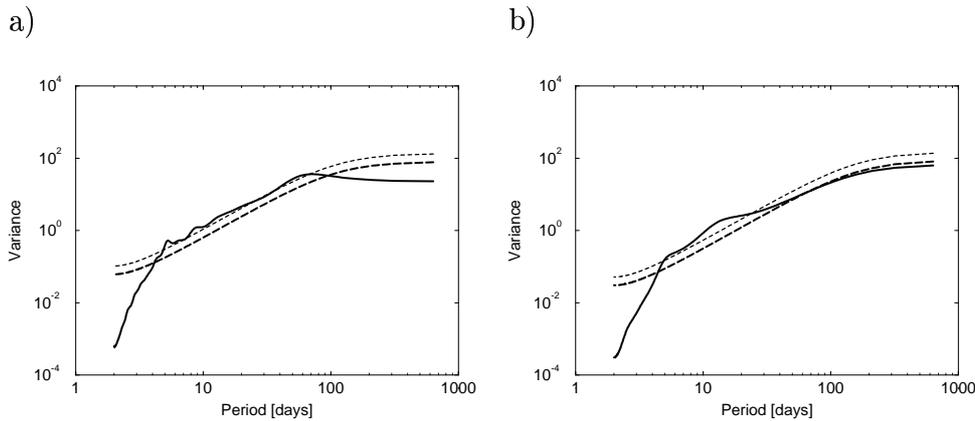


Abbildung 4.16: 150°-Experiment: Varianzspektrum des **a)** A-Indizes und des **b)** P-Indizes (in $1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-4}$, der äquivalente autoregressive Prozess erster Ordnung AR(1) ist durch gestrichelte Linie gegeben und das 99%-Signifikanzniveau durch die gepunktete Linie).

wobei $\overline{(\quad)}$ ein Mittel über alle Segmente darstellt. F stellt ein Maß der Variabilität der Originalzeitreihe für Skalen, welche kleiner sind als die Segmentlänge s dar und steht in Beziehung mit der Autokorrelation und dem Varianzspektrum der betrachteten Zeitreihen. Für den Fall von langanhaltenden Korrelationen, die einem Potenzgesetz $C(s) = \frac{1}{N-s} \sum_{i=1}^{N-s} \Delta x_i \Delta x_{i+s} \sim s^{-\gamma}$ folgen, mit $0 < \gamma < 1$, nehmen die Fluktuationen $F(s)$ (DFA) gemäß einem Potenzgesetz (*power law*) zu, $F(s) \sim s^\alpha$, mit $\alpha = 1 - \gamma/2$ (Talkner und Weber 2000). Für unkorrelierte Daten gilt $\alpha = 0.5$. Für das Varianzspektrum folgt ebenfalls ein Potenzgesetz. Die Beziehung zwischen dem Exponenten des Potenzgesetzes der DFA ($F(s)$) und dem eines Varianzspektrums (*power spectrum*) $S(f) \sim f^{-\beta}$ ist $\beta = 2\alpha - 1$.

Der A-Index des Referenzexperimentes (Abb. 4.17a) zeigt für den Periodenbereich von einigen Tagen bis zu 50 Tagen ein f^{-2} Verhalten, welches rotem Rauschen entspricht. Bei einer Periode von ungefähr 50 Tagen ist eine Änderung in der Steigung in dem DFA-Spektrum erkennbar. Dieser ist mit dem Maximum bei der Periode von ungefähr 50 Tagen in dem entsprechenden Varianzspektrum assoziiert (Müller *et al.* 2001). Für größere Perioden herrscht ein f^0 -Verhalten vor, welches einem weißem Rauschen entspricht. Das Verhalten des P-Indizes des Referenzexperimentes (Abb. 4.17b) ist dem des A-Indizes für Perioden von 10 bis 100 Tagen vergleichbar, danach geht es in ein $f^{-0.2}$ -Spektrum über. Dieses Spektrum deutet ein Langzeitgedächtnis der Atmosphäre an und ist dem Verhalten von Beobachtungen ähnlich (Koscielny-Bunde *et al.* 1998). Der A-Index des

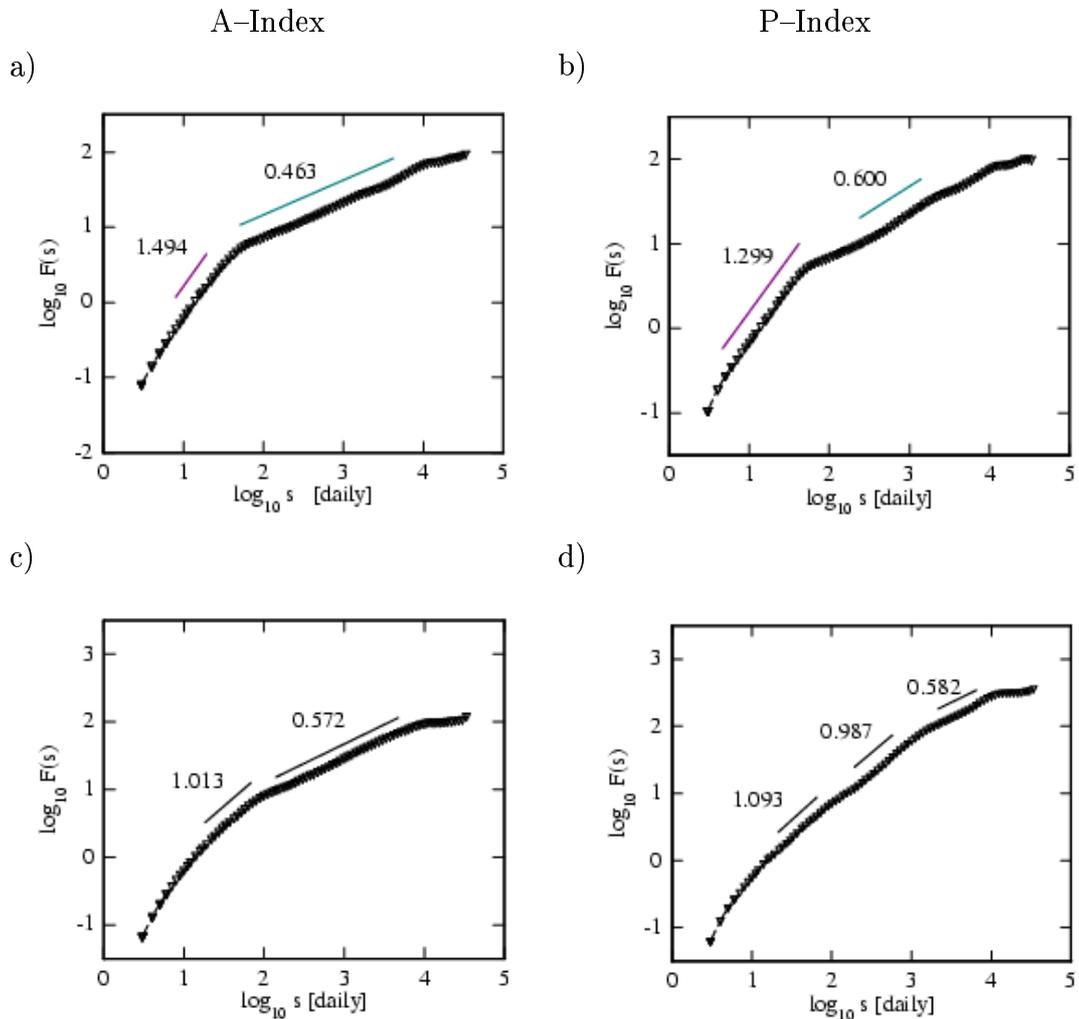


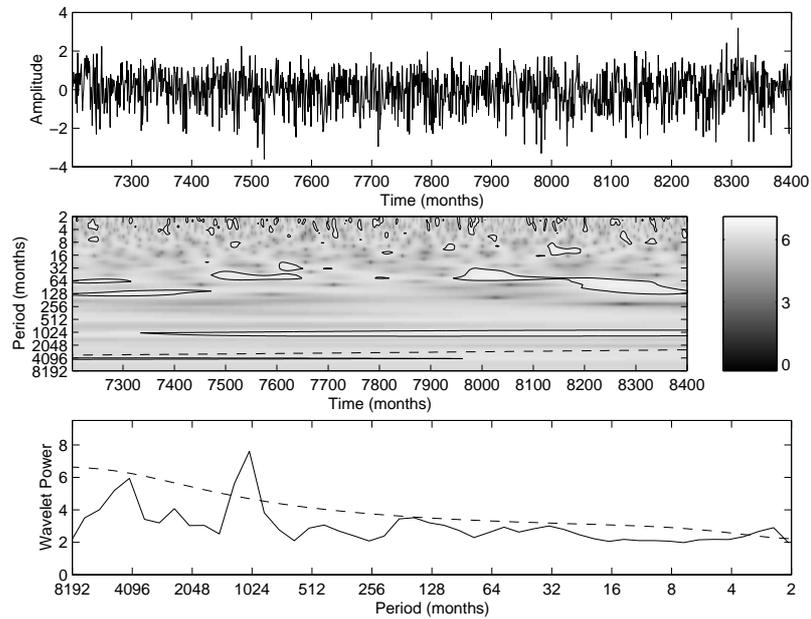
Abbildung 4.17: Detrended Fluctuation Analysis: **a)** A-Index im 180°-Experiment, **b)** P-Index im 180°-Experiment, **c)** A-Index im 150°-Experiment und **d)** P-Index im 150°-Experiment. Die durchgezogenen Linien geben Potenzgesetze mit den aufgeführten Exponenten an.

150°-Experimentes weist im Periodenbereich von 10 bis 100 Tagen ein f^{-1} Verhalten auf. Dies bedeutet, daß die Korrelation nicht abfällt. Im Bereich von 100 bis 10000 Tagen herrscht dagegen weißes Rauschen vor (Abb. 4.17c). Für den P-Index des 150°-Experimentes erstreckt sich der Bereich des f^{-1} -Spektrums von etwa 10 bis 1000 Tagen; dies ist Konsistent mit der langen "e-folding"-Zeitskala von 20 Tagen (Tab. 4.2) dieses Indizes. Für größere Perioden geht der P-Index in ein weißes Spektrum über (Abb. 4.17d).

Ein physikalisches Modell zur Erzeugung eines f^{-1} -Spektrums wird von Kaulakys und Meškauskas (1998) vorgeschlagen und besteht aus der zufälligen Erzeugung von gleichartigen Pulsen durch einen autoregressiven Prozess der Anomalien, $\theta_k = \alpha\theta_{k-1} + \epsilon_k$, mit dem Gedächtnis α und dem weißen Rauschen ϵ_k . Die Anomalien sind gegeben durch $\theta_k = t_k - t_{k-1} - \bar{t}$, mit der mittleren Zeit \bar{t} (Kaulakys und Meškauskas 1998). Dieser Prozess erzeugt ein Varianzspektrum der Form $S(f) \sim f^{-1}$ in einem Frequenzbereich, welcher durch α und die Länge der Zeitreihe bestimmt ist. Dieses Modell ermöglicht eine Interpretation des f^{-1} -Spektrums durch Ausbrüche von Pulsen. Der zeitliche Abstand zwischen zwei Pulsen ist durch eine mittlere Zeit gegeben, welche aber durch einen Zufallsprozess gestört wird. Dieser Zufallsprozess wird durch einen autoregressiven Prozess gesteuert. In einem idealisierten Experiment mit zonalsymmetrischen Antrieb (James und Dodd 1996) werden wandernde Anomalien des Zonalwindes für die Erzeugung eines f^{-1} -Spektrums verantwortlich gemacht, die intermittierend auftreten (Müller *et al.* 2001).

Um einen weiteren Einblick in das *nichtstationäre* niederfrequente Verhalten zu erlangen, werden Wavelets der beiden Indizes des 150°-Experimentes berechnet. Um sich auf sehr niedrige Frequenzen zu konzentrieren, werden die beiden Index-Zeitreihen auf der Basis von monatlich gemittelten Daten des auf 1001 Jahre erweiterten 150°-Experimentes neu bestimmt. Die Wavelets beider Indizes, die für repräsentative Zeitabschnitte dargestellt sind, zeigen, daß die Varianz in den jeweiligen Periodenbereichen Fluktuationen unterworfen ist (Abb. 4.18, A-Index für Jahr 601 bis 700 und P-Index für Jahr 501 bis 600). Da auch sehr niedere Frequenzbereiche als signifikante Gebiete auftreten, kann die atmosphärische Dynamik für einen großen Teil der beobachteten Variabilität verantwortlich sein. Daß durch rein atmosphärische dynamische Prozesse Variabilität auf sehr langen Zeitskalen angeregt werden kann, wird von James und James (1989, 1992) mithilfe von idealisierten Experimenten mit zonalsymmetrischem Antrieb demonstriert. Dieses Verhalten zeigt weiterhin, daß die beiden Index-Zeitreihen als eine

a) A-Index



b) P-Index

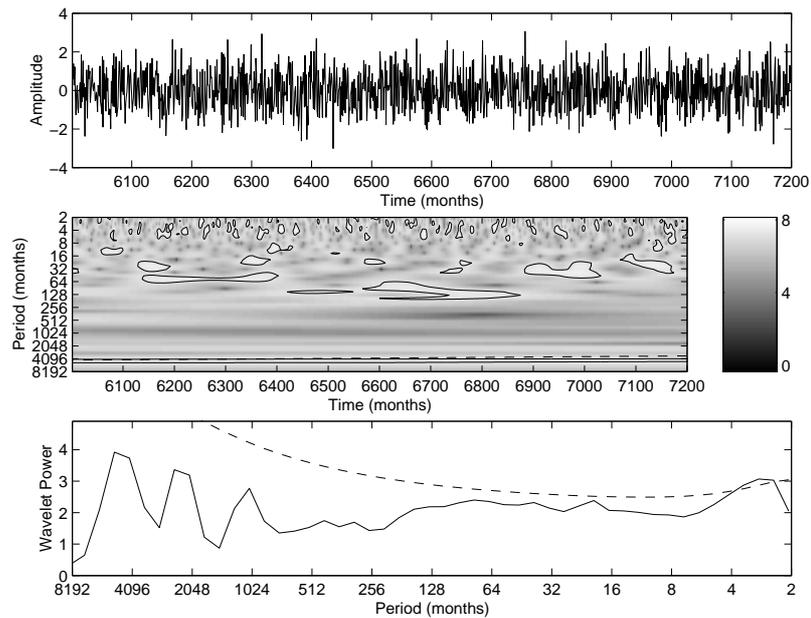


Abbildung 4.18: 150° -Experiment: Wavelets der Indexzeitreihen des 300 hPa Geopotential (Mittel über 30 Tage): **a)** A-Index, **b)** P-Index. Oben: Zeitreihe, Mitte: Wavelet-Spektrum (Die durchgezogenen Linien umschließen Bereiche über dem 95%-Signifikanzniveau eines äquivalenten AR(1)-Prozesses, die gestrichelte Linie gibt den "cone of influence" an, unterhalb dessen Randeffekte zu beachten sind), unten: Globales Wavelet-Spektrum (durchgezogene Linie) und 95%-Signifikanzniveau eines äquivalenten AR(1)-Prozesses (gestrichelte Linie).

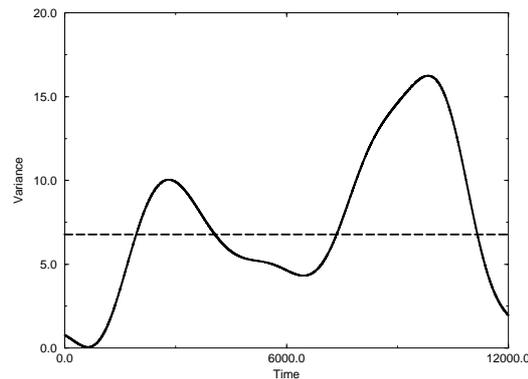


Abbildung 4.19: 150° -Experiment: Skalengewichtete Zeitreihe der Wavelet-Varianz für die Periode von 1024 Monaten des A-Indizes (durchgezogene Linie) und das 95%-Signifikanzniveau eines äquivalenten AR(1)-Prozesses (gestrichelte Linie).

intermittente Oszillation mit zeitlich aktiven (Bereiche, die signifikant sind) und passiven Phasen interpretiert werden können. Ein vergleichbares Verhalten wird bei der Rekonstruktion der NAO-Zeitreihe aus Proxy-Daten (Appenzeller *et al.* 1998) und in einem gekoppelten Atmosphäre-Ozean-GCM (Raible *et al.* 2001) festgestellt. Im globalen Wavelet-Spektrum des A-Indizes ist die Varianz der 1024 Periode mit einer Sicherheit von 95% signifikant höher als die eines äquivalenten AR(1)-Prozesses. In Abbildung 4.19 ist die skalengewichtete Zeitreihe (Torrence und Compo 1998) dieser Periode des Wavelets dargestellt. Es treten zwei deutliche Maxima auf, welche über dem 95%-Signifikanzniveau eines äquivalenten AR(1)-Prozesses liegen und ebenso ein Minimum, bei welchem die Varianz etwa null ist.

Es läßt sich demnach feststellen, daß ein vereinfachtes Atmosphärenmodell, dessen zwei Stormtracks der beobachteten Verteilung der nördlichen Hemisphäre qualitativ entsprechen, in der Lage ist, Variabilität auf allen Zeitskalen zu generieren. Die Struktur dieser Variabilität ist der beobachteten und der von komplexen gekoppelten Ozean-Atmosphärenmodellen qualitativ ähnlich.

4.8 Sensitivitätsexperiment: Dynamik der niederfrequenten Variabilität

Die zeitliche Entwicklung der Strömung auf der Basis täglicher Daten, welche mit den Telekonnektionsmustern assoziiert ist, wird durch Lebenszyklus-Komposits der vertikal gemittelten Stromfunktion dargestellt (Kap. 4.8.1). Um die Dynamik zu beschreiben, werden die Tendenzgleichung der Stromfunktion (Kap. 4.8.2) und der drei-dimensionale Fluß der Wellenaktivität bestimmt (Kap. 4.8.3).

4.8.1 Barotrope Komposits der Strömung

Im Referenzexperiment werden Komposits des Lebenszykluses durch das Maximum der CPC1-Amplitude der vertikal gemittelten Stromfunktion bestimmt. Die nachfolgende Untersuchung der Tendenzgleichung der Stromfunktion ergibt, daß die Strömung zu einem großen Teil durch die barotrope Dynamik einer retrograd wandernden Rossbywelle bestimmt wird (siehe oben). Da die, die Variabilität des Referenzexperimentes dominierende, hemisphärische Rossbywelle durch zwei regionale Muster der Variabilität im 150°-Experiment ersetzt wird, erscheint es sinnvoller, die zuvor eingeführten A- und P-Indexzeitreihen zu verwenden, um Komposits des Lebenszykluses zu erhalten. Diese werden um die Extrema (Lag 0) der Indizes zentriert. Die Verwendung der Indexzeitreihen statt der CPC1-Amplitude des Referenzexperimentes ergibt keine Unterschiede.

Die Komposits des Lebenszykluses des 150°-Experimentes ergeben folgende Resultate:

(i) Ein positiver *A-Index* ist assoziiert mit einer retrograd wandernden Rossbywelle (Abb. 4.20). Sie entsteht im Zentrum des A-Stormtracks um den Lag -20 (nicht gezeigt) und wandert anschließend stromaufwärts. Wenn die Antizyklone dieser Rossbywelle den Stormtrack passiert, wächst ihre Amplitude bis zum Lag 0 an und schwächt sich danach wieder ab. Diese stormtrack-induzierte Verstärkung der Antizyklone der Rossbywelle ist ähnlich dem "Räumliche Resonanz" Mechanismus, welcher für das Referenzexperiment vorgeschlagen wird. Weiter bleibt zu erwähnen, daß bei Lag 0 die Antizyklone des barotropen Wellenkomposits die gleiche Position einnimmt wie das positive Gebiet im Telekonnektionsmuster (Abb. 4.13f), wohingegen die Zyklone, die sich weiter stromabwärts befindet, nicht mit dem negativen Gebiet des Telekonnektionsmusters übereinstimmt, sondern stattdessen nach Osten verschoben ist. Diese Inkonsistenz kommt daher, daß die Rossbywelle durch die vertikal gemittelte (barotrope) Stromfunktion be-

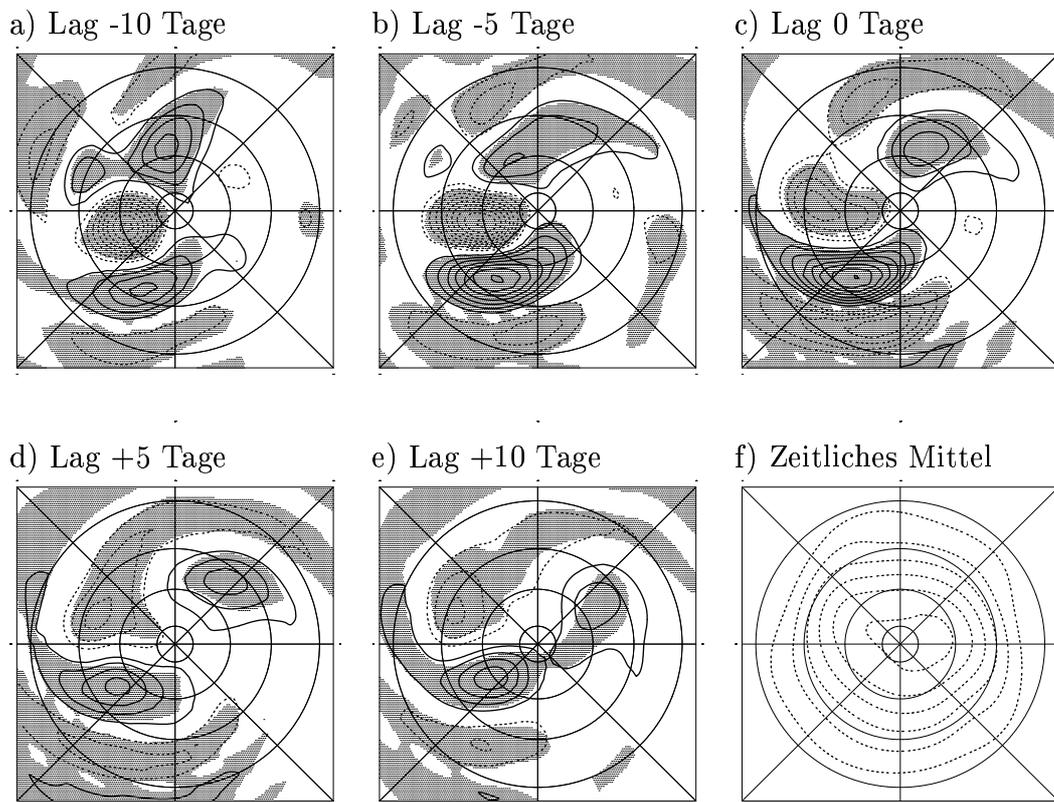


Abbildung 4.20: 150° -Experiment (A-Gebiet): Komposits der vertikal gemittelten Stromfunktionsanomalie für positive A-Index Ereignisse bei **a)** Lag -10 Tage, **b)** Lag -5 Tage, **c)** Lag 0 Tage, **d)** Lag 5 Tage, **e)** Lag 10 Tage (Isolinienintervall ist $5 \cdot 10^5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, schattierte Bereiche geben das 99%-Signifikanzniveau an) und **f)** das zeitliche Mittel der vertikal gemittelten Stromfunktion in polarstereographischer Projektion (Isolinienintervall ist $10^7 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, negative Isolinien sind gestrichelt).

schrieben wird und das Telekonnektionsmuster durch das 300 hPa Geopotential. Die Welle schwächt sich nach dem Lag 0 ab.

(ii) Ein positiver *P-Index* zeigt ein anderes Verhalten der barotropen Welle, die nun ortsfest ist. Das Zentrum der Antizyklone bleibt während des gesamten Lebenszykluses an der gleichen Position (Abb. 4.21). Es verstärkt sich bis zum Lag 0 und schwächt sich darauffolgend, ähnlich einer Wellendispersion, durch eine stromabwärtige Entwicklung ab. Die Ergebnisse für die negativen Phasen der Komposits sind denen der positiven Phase vergleichbar, nur mit einem umgekehrten Vorzeichen (nicht gezeigt).

4.8.2 Barotrope Tendenzen der Stromfunktion

Die Prozesse, die das dynamisch unterschiedliche Verhalten im A- und P-Gebiet bewirken, werden durch die Tendenzgleichung der Stromfunktion (Gl. 4.4) analysiert. Welche neben dem Residuum R , im Gegensatz zur Analyse des Referenzexperimentes nun acht Terme, χ_i (Cai and van den Dool 1994, Feldstein 1998), enthält, da jetzt ortsfeste Muster statt des wandernden CEOF-Musters für die Projektion benutzt werden. Die χ_i werden folgendermaßen geschrieben:

$$\begin{aligned}
\chi_1 &= \nabla^{-2} \left(-\bar{u}^L \cdot \nabla f \right) \\
\chi_2 &= \nabla^{-2} \left(-[\bar{u}] \cdot \nabla \zeta^L - \bar{u}^L \cdot \nabla [\bar{\zeta}] \right) \\
\chi_3 &= \nabla^{-2} \left(-\bar{u}^* \cdot \nabla \zeta^L - \bar{u}^L \cdot \nabla \bar{\zeta}^* \right) \\
\chi_4 &= \nabla^{-2} \left(-\left(f + \bar{\zeta} \right) \nabla \cdot \bar{u}^L - \zeta^L \nabla \cdot \bar{u} \right) \\
\chi_5 &= \nabla^{-2} \left(-\left(\nabla \cdot \left(\bar{u}^L \zeta^L \right) \right)^L \right) \\
\chi_6 &= \nabla^{-2} \left(-\left(\nabla \cdot \left(\bar{u}^B \zeta^B \right) \right)^L \right) \\
\chi_7 &= \nabla^{-2} \left(-\left(\nabla \cdot \left(\bar{u}^L \zeta^B \right) \right)^L - \left(\nabla \cdot \left(\bar{u}^B \zeta^L \right) \right)^L \right) \\
\chi_8 &= \nabla^{-2} \left(-\vec{k} \cdot \left(\nabla \times \left(\omega^L \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} + \bar{\omega} \frac{\partial \bar{u}^L}{\partial p} + \omega' \frac{\partial \bar{u}'}{\partial p} \right)^L \right) \right). \quad (4.12)
\end{aligned}$$

Die einzelnen Größen in Gleichung 4.12 haben die gleiche Bedeutung wie in Gleichung 4.5.

Analyse: Der Anteil, den die verschiedenen Terme von Gleichung (4.4) zum Wachstum und zur Abschwächung beitragen, wird durch eine Kreuzspektralanalyse und Komposits bestimmt. Durch die Projektion der einzelnen Antriebssterme, $\hat{\chi}_i$, auf die Telekonnektionsmuster (A- und P-Muster, Abb. 4.13d und

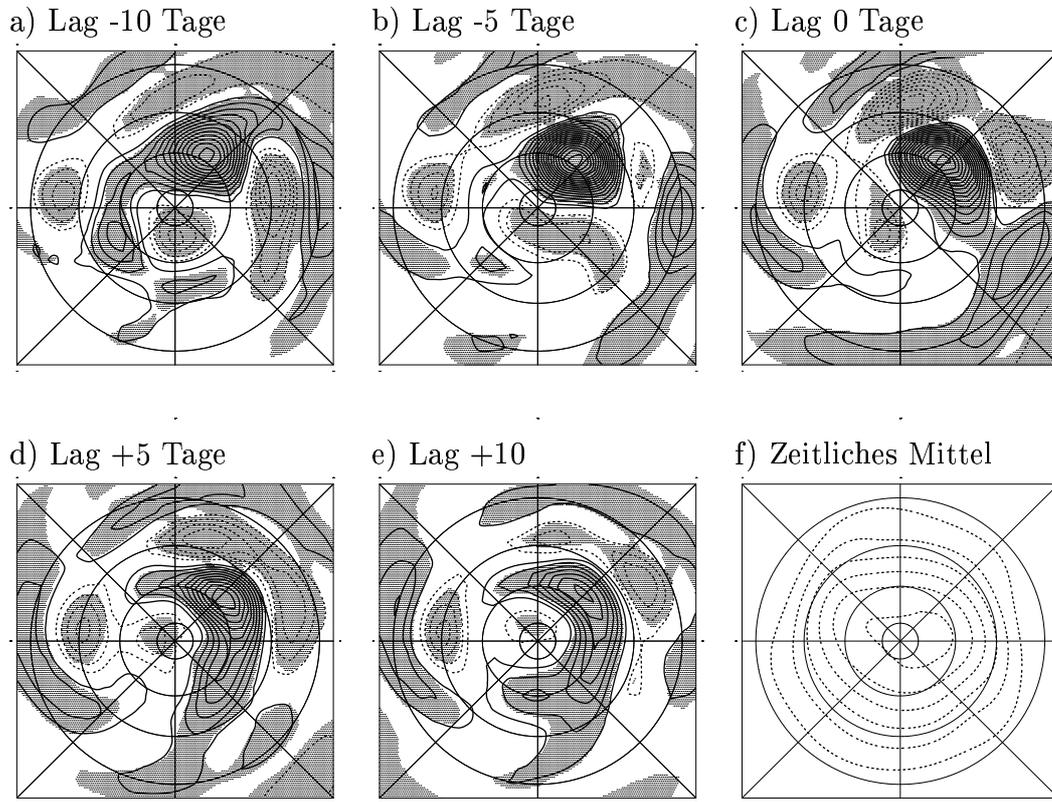


Abbildung 4.21: 150° -Experiment (P-Gebiet): Komposits der vertikal gemittelten Stromfunktionsanomalie für positive P-Index Ereignisse bei **a)** Lag -10 Tage, **b)** Lag -5 Tage, **c)** Lag 0 Tage, **d)** Lag 5 Tage, **e)** Lag 10 Tage (Isolinienintervall ist $5 \cdot 10^5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, schattierte Bereiche geben das 99%-Signifikanzniveau an) und **f)** das zeitliche Mittel der vertikal gemittelten Stromfunktion in polarstereographischer Projektion (Isolinienintervall ist $10^7 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, negative Isolinien sind gestrichelt).

f)

$$s_i = \langle \text{Telekonnektionsmuster} \rangle \cdot \hat{\chi}_i. \quad (4.13)$$

werden skalare Zeitreihen s_i gewonnen, die durch ihre Standardabweichung normiert werden. Diese Zeitreihen werden mit dem A- und dem P-Index durch eine Kreuzspektral-Analyse verglichen. Die Spektren werden nun folgendermaßen interpretiert: Um den A- oder den P-Index zu verstärken, muß s_i dem A- oder P-Index um $0^\circ - 90^\circ$ vorgehen, sonst wird er geschwächt (Abb. 4.7). Ebenfalls müssen beide Zeitreihen eine signifikante Kohärenz aufweisen, um einen Beitrag zur Verstärkung oder zur Abschwächung zu leisten. Die räumlich-zeitliche Verteilung der Antriebsterme und ihr Einfluß werden durch Komposits dargestellt, die zum Zeitpunkt ihrer maximalen Projektion, $\max(s_i)$, der jeweiligen Antriebsterme bestimmt werden.

A-Gebiet: Die zeitliche Entwicklung des Antriebes des A-Indizes im Periodenbereich von 30–100 Tagen durch die einzelnen Terme von Gleichung 4.4 wird im folgenden diskutiert (Tab. 4.3):

- (i) Der Antriebsterm $\hat{\chi}_3$ (Abb. 4.22c) ist der führende Verstärkungsterm, da seine Projektion auf das A-Muster den A-Index mit einer Phase von ungefähr 60° vorangeht. Dieser Term beschreibt eine Wechselwirkung der zonal asymmetrischen zeitlich gemittelten Strömung mit niederfrequenten wandernden oder stehenden Wellen (Cai and van den Dool 1994) und/oder eine barotrope Instabilität (Frederiksen 1983, Simmons *et al.* 1983, Branstator 1990, 1992). Die Projektionen der planetaren Vorticity-Advektion durch die niederfrequente Störung, $\hat{\chi}_1$ (Abb. 4.22a), und der Wechselwirkung der hochfrequenten transienten Störungen miteinander, $\hat{\chi}_6$ (Abb. 4.22e), führen den A-Index mit einer Phase von etwa 45° .
- (ii) Terme, die zur Abschwächung beitragen, sind die relative Vorticity-Advektion durch die zonalsymmetrische zeitlich gemittelte Strömung, $\hat{\chi}_2$ (Abb. 4.22b), und der niederfrequente Beitrag zum Divergenzterm, $\hat{\chi}_4$ (Fig. 4.22d). Ihre Projektionen folgen dem A-Index mit einer Phase von 135° .
- (iii) Alle sonstige Projektionen der Antriebsterme, die Wechselwirkung der niederfrequenten transienten Störungen miteinander, $\hat{\chi}_5$ (nicht gezeigt), die Wechselwirkung der niederfrequenten mit den hochfrequenten transienten Störungen, $\hat{\chi}_7$ (nicht gezeigt), und die Summe aus der vertikalen Vorticity-Advektion und den Dehnungs- und Drehtermen, $\hat{\chi}_8$ (nicht gezeigt), zeigen keine signifikante Kohärenz mit dem A-Index und tragen demnach nicht zur Variabilität des A-Indizes bei.

Die horizontale Verteilung der Antriebsterme ist durch Komposits (Abb. 4.23)

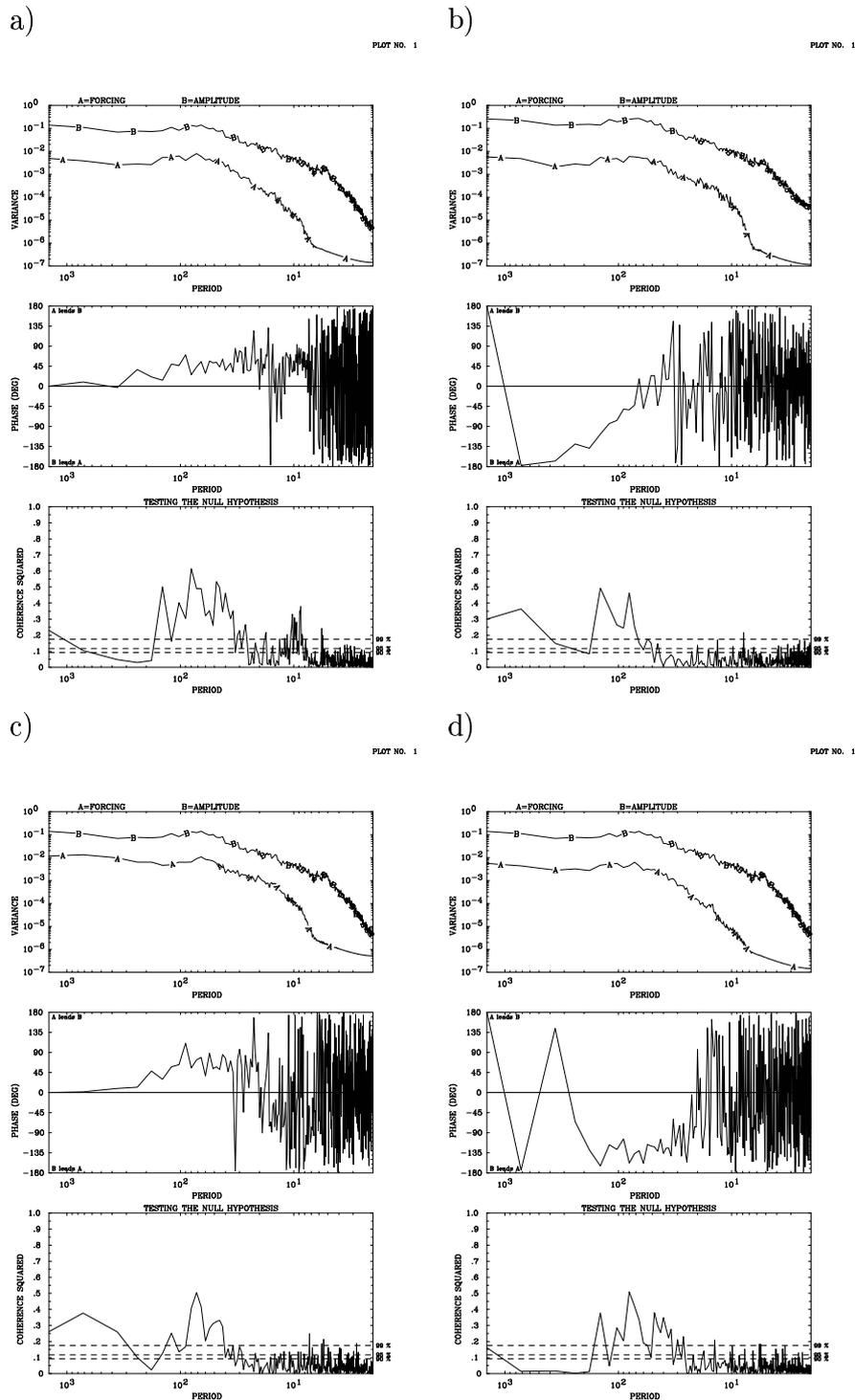


Abbildung 4.22: 150° -Experiment (A-Gebiet): Kreuzspektrum zwischen der Projektion (Linie A) der jeweiligen Antriebsterme mit dem A-Muster und dem A-Index (Linie B): Varianzspektrum (Oben), Phasenspektrum (Mitte) und quadrierte Kohärenz (Unten) für **a)** die planetare Vorticity-Advektion durch die niederfrequente Störung ($\hat{\chi}_1$), **b)** die Wechselwirkung der zonalsymmetrischen zeitlich gemittelten Strömung mit der niederfrequenten Störung ($\hat{\chi}_2$), **c)** die Wechselwirkung der zonal asymmetrischen zeitlich gemittelten Strömung mit der niederfrequenten Störung ($\hat{\chi}_3$), **d)** den niederfrequenten Beitrag zum Divergenzterm ($\hat{\chi}_4$)

e)

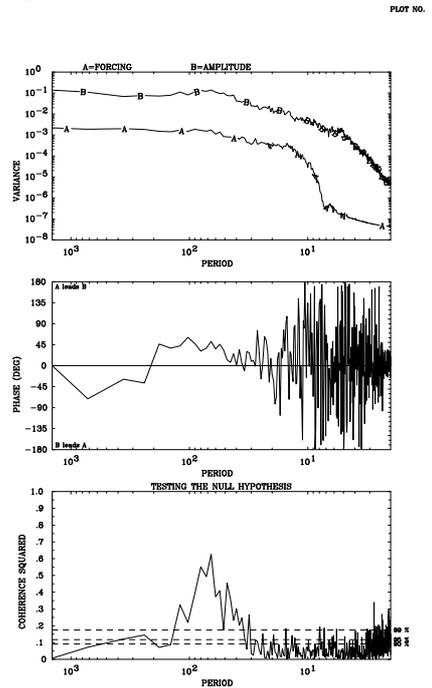


Abbildung 4.22: 150° -Experiment (A-Gebiet): und e) die Wechselwirkung der hochfrequenten transienten Störungen miteinander ($\hat{\chi}_6$).

dargestellt, welche um die maximale Projektion der Antriebsterme auf das A-Muster zentriert sind.

(i) Die maximale Amplitude der Wechselwirkung der zonal asymmetrischen zeitlich gemittelten Strömung mit der niederfrequenten Störung, $\hat{\chi}_3$, befindet sich im positiven Teil des A-Musters. Dadurch führt dieser Term zu einer Verstärkung der barotropen Welle (Abb. 4.23c). Die planetare Vorticity-Advektion durch die niederfrequente Störung, $\hat{\chi}_1$, ist am Ende des A-Stormtracks positiv und wird weiter stromabwärts negativ (Abb. 4.23a). Dieser Term trägt zur retrograden Wanderung der barotropen Welle bei (Abb. 4.20). Die Wechselwirkung der hochfrequenten transienten Störungen miteinander, $\hat{\chi}_6$, zeigt eine Dipolstruktur im Gebiet des A-Stormtracks, wobei der positive Antrieb sich räumlich in Phase mit der Antizyklone der barotropen Welle befindet und der negative Antrieb mit der Zyklone (Abb. 4.20c). Dadurch wird die Welle verstärkt.

(ii) Die Wechselwirkung der zonalsymmetrischen zeitlich gemittelten Strömung mit der niederfrequenten Störung, $\hat{\chi}_2$, zeigt ein Gebiet negativen Antriebs am Ende des A-Stormtracks, stromaufwärts gefolgt von einem positiven Gebiet und

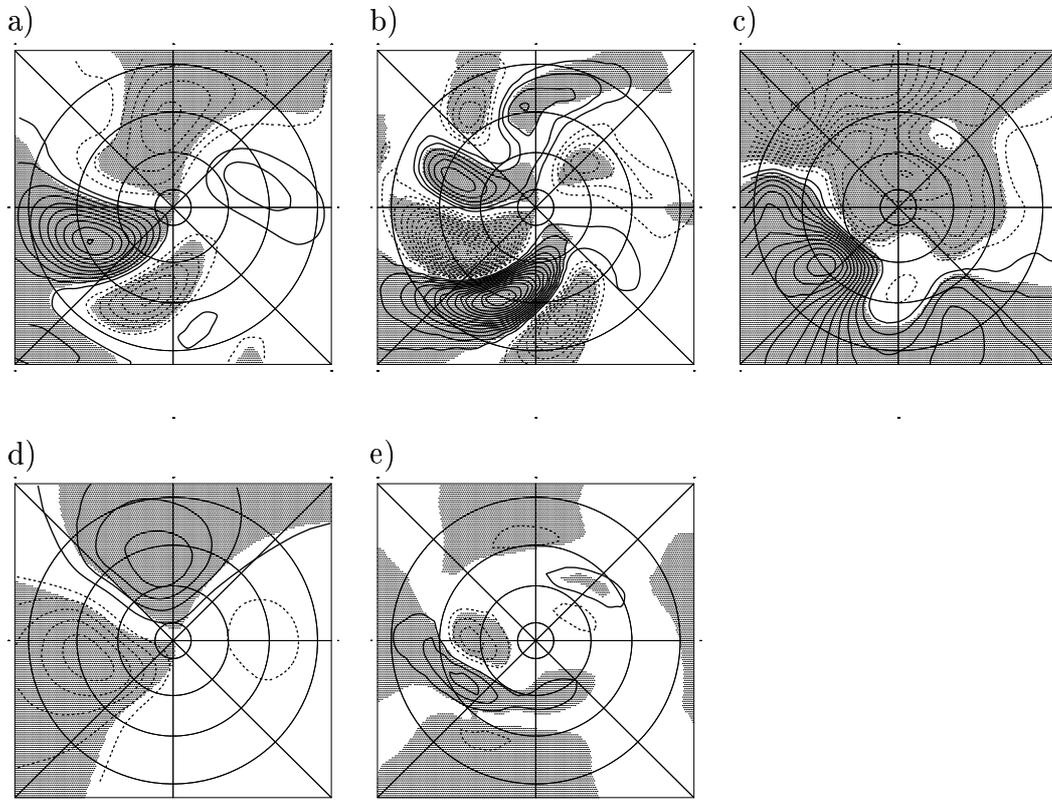


Abbildung 4.23: 150°-Experiment (A-Gebiet): Komposits für positive Projektionen der jeweiligen Antriebsterme auf das A-Muster (Die Nulllinie ist nicht dargestellt, schattierte Bereiche geben das 99%-Signifikanzniveau an): **a)** planetare Vorticity-Advektion durch die niederfrequente Störung ($\hat{\chi}_1$, Isolinienintervall ist $5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$), **b)** die Wechselwirkung der zonalsymmetrischen zeitlich gemittelten Strömung mit der niederfrequenten Störung ($\hat{\chi}_2$, Isolinienintervall ist $2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$), **c)** die Wechselwirkung der zonal asymmetrischen zeitlich gemittelten Strömung mit der niederfrequenten Störung ($\hat{\chi}_3$, Isolinienintervall ist $2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$), **d)** den niederfrequenten Beitrag zum Divergenzterm ($\hat{\chi}_4$, Isolinienintervall ist $5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$) und **e)** die Wechselwirkung der hochfrequenten transienten Störungen miteinander ($\hat{\chi}_6$, Isolinienintervall ist $0.5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$) in polarstereographischer Projektion.

Antriebsterm	Dynamischer Prozess	Beitrag	
		P-Gebiet	A-Gebiet
$\hat{\chi}_1$	Planetare Vorticity-Advektion durch die niederfrequente Störung	Fortbewegung	Fortbewegung
$\hat{\chi}_2$	Wechselwirkung der zonal symmetrischen zeitlich gemittelten mit der niederfrequenten Störung	Abschwächung	Abschwächung
$\hat{\chi}_3$	Wechselwirkung der zonal asymmetrischen zeitlich gemittelten mit der niederfrequenten Störung	–	Verstärkung
$\hat{\chi}_4$	Niederfrequenter Beitrag zum Divergenzterm	Abschwächung	Abschwächung
$\hat{\chi}_5$	Wechselwirkung zwischen den niederfrequenten transienten Störungen	–	–
$\hat{\chi}_6$	Wechselwirkung zwischen den hochfrequenten transienten Störungen	–	Verstärkung
$\hat{\chi}_7$	Wechselwirkung der nieder- mit den hochfrequenten transienten Störungen	–	–
$\hat{\chi}_8$	Summe aus der vertikalen Vorticity-Advektion und den Dehnungs- und Drehtermen	–	–

Tabelle 4.3: Antriebsterme und ihre jeweiligen Beiträge im A- und im P-Gebiet.

weiter stromaufwärts von einem weiteren positiven Antriebsgebiet (Abb. 4.23b). Diese Struktur bewirkt eine progressive Bewegung der barotropen Welle (Abb. 4.20), welche auch vom niederfrequenten Beitrag zum Divergenzterm, $\hat{\chi}_4$ (Abb. 4.23d), der ein Gebiet negativen Antriebs stromaufwärts vom Zentrum des A-Musters aufweist, bewirkt wird. Dadurch wird das A-Muster sowie die mit ihr assoziierte Welle abgeschwächt. Feldstein (2001) zeigt qualitativ, daß der Divergenzterm mit einer Sekundärzirkulation assoziiert ist. Diese Sekundärzirkulation bringt die Strömung in ein Gleichgewicht des thermischen Windes durch anomale Vorticity-Advektion und bewirkt durch dissipative Effekte mittels “Ekman pumping” das Abklingen der Anomalie.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Variabilität des A-Indizes mit ei-

ner retrograd wandernden barotropen Rossbywelle assoziiert ist und durch die Wechselwirkung der zonal asymmetrischen zeitlich gemittelten Strömung mit der niederfrequenten Störung, $\hat{\chi}_3$, initiiert wird. Verstärkt wird der A-Index durch die Wechselwirkung der hochfrequenten transienten Störungen miteinander, $\hat{\chi}_6$. Die retrograde Wanderung der barotropen Welle ist bedingt durch die planetare Vorticity-Advektion der niederfrequenten Störung, χ_1 . Die Abschwächung wird durch die relative Vorticity-Advektion der zonalsymmetrischen zeitlich gemittelten Strömung, $\hat{\chi}_2$, initiiert, welche eine progressive Wanderung induziert, und durch den niederfrequenten Beitrag zum Divergenzterm, $\hat{\chi}_4$.

P-Gebiet: Die zeitliche Entwicklung des Antriebes des P-Indizes durch die einzelnen Terme von Gleichung (4.4) zeigt ein anderes Verhalten (Tab. 4.3):

(i) Es existiert keine signifikante Kohärenz zwischen dem P-Index und den Projektionen auf die relative Vorticity-Advektion durch die zonal asymmetrische zeitlich gemittelte Strömung, $\hat{\chi}_3$, die Wechselwirkung der niederfrequenten transienten Störungen miteinander, $\hat{\chi}_5$, und auf die Wechselwirkung der niederfrequenten mit den hochfrequenten transienten Störungen, $\hat{\chi}_7$. Deshalb können diese Terme nicht zur Verstärkung oder zur Abschwächung des P-Indizes beitragen.

(ii) Die Projektion der planetaren Vorticity-Advektion durch die niederfrequente Störung, $\hat{\chi}_1$, führt den P-Index um etwa 80° , während die Projektion der relativen Vorticity-Advektion durch die zonalsymmetrische zeitlich gemittelte Strömung, $\hat{\chi}_2$, dem P-Index um ungefähr 100° folgt, und der niederfrequente Beitrag zum Divergenzterm, $\hat{\chi}_4$, um etwa 90° dem P-Index folgt. Beide Terme schwächen somit den P-Index.

(iii) Die Projektion der Wechselwirkung der hochfrequenten transienten Störungen untereinander, $\hat{\chi}_6$, führt den P-Index um 180° , und die Summe aus der vertikalen Vorticity-Advektion und den Dehnungs- und Drehtermen, $\hat{\chi}_8$, führt den P-Index um etwa 170° . Durch ihre Phasenverschiebung um fast 180° können beide Terme nicht zur Verstärkung des P-Indizes beitragen.

Daraus folgt, daß die barotropen Antriebsterme der Stromfunktion nicht die zeitliche Entwicklung des P-Indizes bestimmen, und somit barokline Prozesse eine wichtigere Rolle spielen können, was im folgenden untersucht wird.

4.8.3 Tendenz der quasi-ortsfesten Wellenaktivität

Die Dynamik des P-Musters wird mit Hilfe des Budgets der quasi-ortsfesten Wellenaktivität, A_S , welche ein Maß für die potentielle Enstrophie der Wellen

ist, untersucht:

$$\frac{\partial A_S}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{F}_S = C_S, \quad (4.14)$$

wobei C_S eine Quelle durch lokal nicht konservative und nichtlineare Prozesse darstellt. Die Divergenz des quasi-ortsfesten Wellenaktivitätsflusses, \vec{F}_S (Plumb 1985), identifiziert die Quellen der baroklinen Wellenaktivität, welche für ortsfeste, aber nicht notwendig stationäre, quasi-geostrophische Wellen in einer sich nur langsam ändernden zonalgemittelten Grundströmung gegeben ist durch:

$$\vec{F}_S = p \cdot \cos\phi \begin{pmatrix} \frac{1}{2a^2 \cos^2 \phi} \left(\left(\frac{\partial \psi^*}{\partial \lambda} \right)^2 - \psi^* \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial \lambda^2} \right) \\ \frac{1}{2a^2 \cos \phi} \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial \lambda} \frac{\partial \psi^*}{\partial \phi} - \psi^* \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial \lambda \partial \phi} \right) \\ \frac{2\Omega^2 \sin^2 \phi}{N^2 a \cdot \cos \phi} \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial \lambda} \frac{\partial \psi^*}{\partial z} - \psi^* \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial \lambda \partial z} \right) \end{pmatrix}; \quad (4.15)$$

wobei Ω und a die Rotationsrate und den Radius der Erde bezeichnen; λ , ϕ , z stellen die Länge, Breite und die Vertikalkoordinate dar; N ist die Brunt-Väisällä-Frequenz. Für stationäre und konservative Wellen ist \vec{F}_S divergenzfrei, und im Falle von sich langsam ändernden, fast ebenen Wellen ist \vec{F}_S parallel zur Gruppengeschwindigkeit, d.h. parallel zur Ausbreitungsrichtung der Energie. Die Divergenz und Konvergenz von F_S ist für stationäre Wellen mit Quellen und Senken von (stationärer) Wellenaktivität verbunden, d.h. mit Produktion oder Dissipation durch Orographie, diabatische Heizung und nichtlineare Effekte. In einer westlichen Strömung zeigt Konvergenz von F_S Dissipation, Divergenz von F_S Produktion von stationärer Wellenaktivität an (für weitere Details siehe Plumb 1985, Black und Dole 1993 und Black 1997).

P-Gebiet: Die horizontale Verteilung des ortsfesten Flusses der Wellenaktivität \vec{F}_S ist durch Komposita dargestellt, die um das Maximum des P-Indizes zentriert sind (Abb. 4.24):

- (i) Vor Lag 0 geht ein stromabwärtiger horizontaler Fluß ortsfester Wellenaktivität vom P-Warmpol aus und die aufwärtsgerichtete Vertikalkomponente belegt fast die gesamte P-Stormtrackregion (Abb. 4.24a und b).
- (ii) Bei Lag 0 konvergiert der stromabwärtige horizontale Fluß östlich des P-Musters mit einem stromaufwärtigen horizontalen Fluß, der seinen Ursprung beim A-Kaltpol besitzt (Abb. 4.24c). Weiterhin verstärkt sich der aufwärtsgerichtete vertikale Fluß und ist stromabwärts des P-Warmpols ins Zentrum des P-Musters verschoben (Abb. 4.13d). Die totale Flußkonvergenz im Zentrum des P-Musters führt zu einer Akkumulierung von ortsfester Wellenaktivität, welche die Amplitude des P-Musters verstärkt und somit auch den P-Index.
- (iii) Nachdem der P-Index sein Maximum erreicht hat, schwächt sich der Fluß

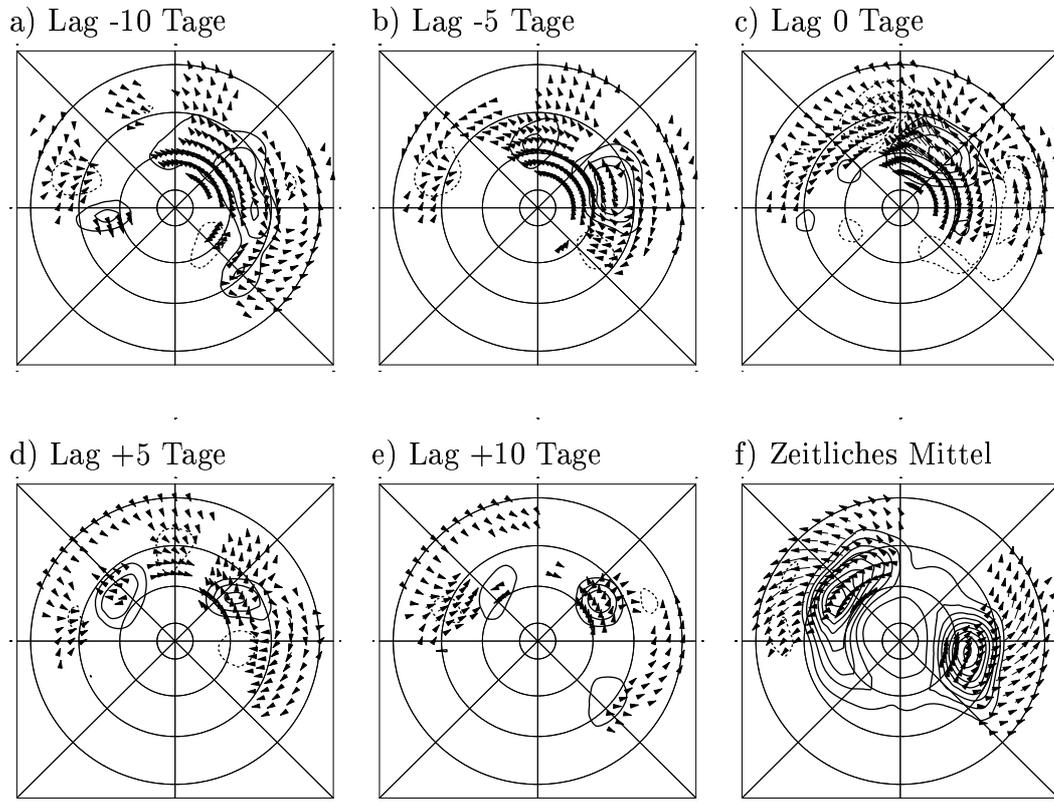


Abbildung 4.24: 150° -Experiment (P-Gebiet): Komposits des stationären Flusses von Wellenaktivität für positive P-Index Ereignisse: **a)** Lag -10 Tage, **b)** Lag -5 Tage, **c)** Lag 0 Tage, **d)** Lag 5 Tage, **e)** Lag 10 Tage und **f)** des zeitlichen Mittels in polarstereographischer Projektion. Vektoren der horizontalen Flusses der Wellenaktivität in 300 hPa sind mit den Konturen des vertikalen Teiles in 700 hPa dargestellt, das Isolinienintervall ist $0.05 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$, positive (negative, die gestrichelt dargestellt sind) stellen einen aufwärts (abwärts) gerichteten Fluß dar.

der Wellenaktivität deutlich ab (Abb. 4.24e).

Abschließend läßt sich folgendes sagen: Ereignisse mit maximalem P-Index sind durch intensive Flüsse der quasi-ortsfesten Wellenaktivität charakterisiert. Diese induzieren einen Wellenzug, der seinen Ursprung beim P-Warmopol nimmt und sich stromabwärts, mit maximaler Konvergenz der Wellenaktivität im Zentrum des P-Musters, bewegt. Dort wird die Wellenaktivität akkumuliert und verstärkt dadurch den P-Index. Diese Akkumulation wird durch einen stromaufwärtigen Fluß von Wellenaktivität verstärkt, die stromabwärts vom A-Kaltpol stammt. Die Komposit-Analyse zeigt die Bedeutung von baroklinen Wellenquellen für die Entwicklung des P-Indizes.

5. Idealisierte Modellexperimente mit einem Stormtrack

In diesem Kapitel wird ein erster Schritt mittels idealisierter Experimente unternommen um festzustellen, ob die niederfrequente atmosphärische Variabilität der Nordhemisphäre besser durch regionale, voneinander unabhängige Moden, wie z. B. der NAO, beschrieben wird, oder durch eine hemisphärische zonalsymmetrische annulare Mode, wie der AO. Dazu wird als erstes kurz zusammengefasst, welche Unterschiede die Wahl des Paradigmas macht, und es wird eine zu überprüfende Hypothese aufgestellt. Danach wird die Klimatologie der durchgeführten Experimente beschrieben, bevor auf die Variabilität der Experimente eingegangen wird, um schließlich die Hypothese zu überprüfen.

5.1 Motivation und Hypothese: Regionale oder annulare Mode?

Hinter den beiden Paradigmen der NAO und der AO stehen unterschiedliche Vorstellungen über die Ursache dieser Variabilität und Wechselwirkungsprozesse. Im folgenden sollen einige Punkte kurz dargestellt werden, auch um eine klare Trennung zwischen den beiden Paradigmen zu machen (Wallace 2000):

- *Räumliche Struktur:* Das NAO-Paradigma sieht die signifikante Korrelation zwischen dem NAO-Index und Indizes zonal gemittelter Größen als prägenden Einfluß der nordatlantischen Variabilität auf die zonalsymmetrische Komponente der Zirkulation. Durch diesen Einfluß trägt die NAO zur globalen Klimavariabilität bei. Dagegen wird die annulare Mode als eine rein zonalsymmetrische Mode betrachtet, die durch die Land/Meer-Verteilung verzerrt wird. Die daraus resultierende Erhöhung der meridionalen Gradienten des Bodendruckes und des Zonalwindes werden als wichtige Faktoren, die das regionale Klima beeinflussen, betrachtet, sind aber vernachlässigbar beim Verständnis des zeitlichen Verhaltens der annularen Mode.

- *Ozean–Atmosphäre:* Beim NAO–Paradigma wird die Wechselwirkung des Nordatlantik mit der Atmosphäre als verantwortlich für die Induzierung der Variabilität angesehen (Rodwell *et al.* 1999). Die annulare Mode ist stattdessen eine rein atmosphärische Mode und somit wird seine Variabilität durch interne atmosphärische dynamische Prozesse verursacht (Limpasuvan und Hartmann 1999, 2000, DeWeaver und Nigam 2000). Beim Paradigma der annularen Mode wird angenommen, daß der beobachtete Trend zu einem hohen Index der AO durch den anthropogenen Treibhauseffekt verursacht wird und die annulare Mode dadurch die beobachteten SST–Anomalien verursacht (Shindell *et al.* 1999).
- *Stratosphäre–Troposphäre:* Die Kopplung der Troposphäre mit der Stratosphäre wird ebenfalls unterschiedlich interpretiert. Das NAO–Paradigma nimmt an, daß die anomale zonalsymmetrische Komponente der stratosphärischen Zirkulation die aufwärtsgerichtete Ausbreitung, der durch die NAO angeregten planetaren Wellen, beeinflußt und dadurch die Amplitude der NAO moduliert (Baldwin *et al.* 1994, Perlwitz und Graf 1995). Das Paradigma der annularen Mode sieht die Kopplung durch die zonalsymmetrische Komponente der Strömung in der Stratosphäre und der Troposphäre hergestellt (Baldwin und Dunkerton 1999).
- *Zeitskala:* Das NAO–Paradigma mit seiner Betonung der Wechselwirkung zwischen Ozean und Atmosphäre setzt die Zeitskala der Variabilität in den interannualen bis dekadischen Bereich, während das Paradigma der annularen Mode die Zeitskala in den jahreszeitlichen bis interannularen Bereich legt.

Mit den folgenden Experimenten wird vor allem der erste Punkt untersucht und stellt somit einen ersten Schritt dar, um zu einer Entscheidung zu kommen.

Um den Einfluß einer zonalen Asymmetrie des Antriebes auf die zonale Struktur der Variabilität zu untersuchen, werden Sensitivitätsexperimente durchgeführt, bei denen, ausgehenden von einem zonalsymmetrischen T_R –Feld (Referenzexperiment), die Amplitude des T_R –Dipoles in 10 K–Schritten bis auf 50 K erhöht wird (Abb. 5.1). Mit diesen Sensitivitätsexperimenten wird folgende Hypothese überprüft (Wallace 2000):

Mit zunehmender zonaler Asymmetrie des Antriebes verbleibt die räumliche Struktur der Variabilität zonalsymmetrisch.

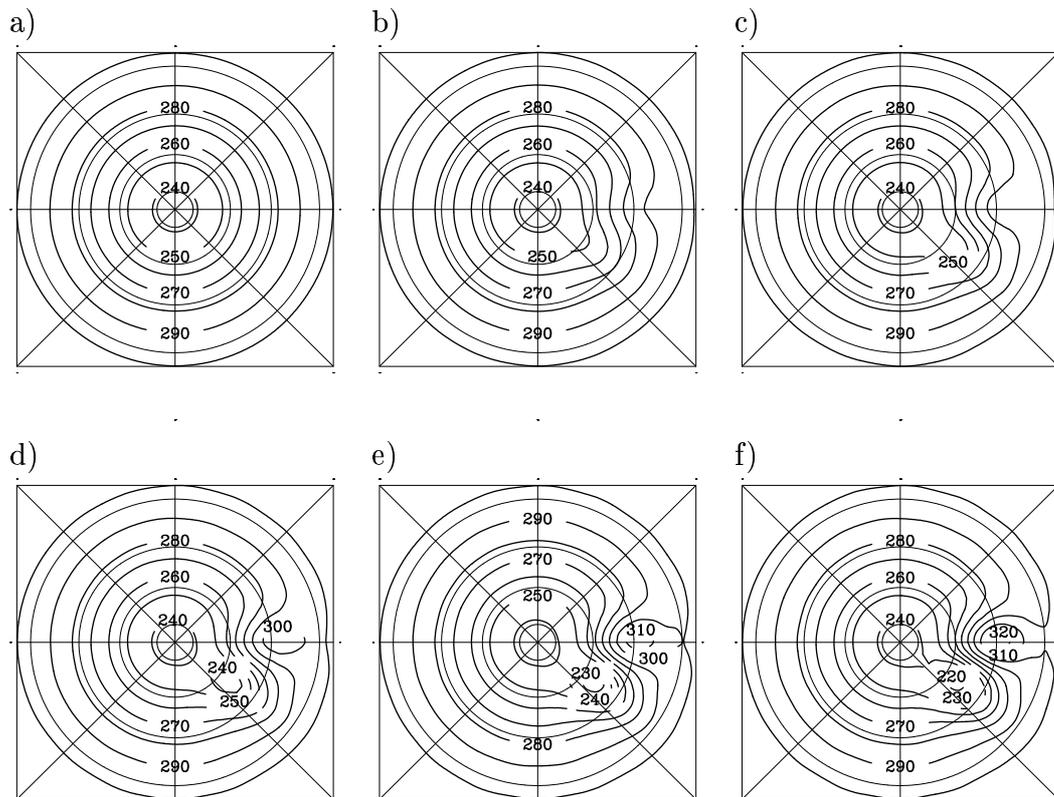


Abbildung 5.1: Relaxationstemperatur auf 900 hPa (Isolinienintervall ist 10 K): a) 0 K, b) 10 K, c) 20 K, d) 30 K, e) 40 K und f) 50 K in polarstereographischer Projektion.

Es soll festgestellt werden, ob die Variabilität der mittleren Breiten der Nordhemisphäre besser durch eine annulare Mode, wie z. B. der AO (Thompson und Wallace 1998), oder durch regionale Moden, wie z. B. der NAO (Wallace und Gutzler 1981), beschrieben wird. Bei einer Verwerfung dieser Hypothese wird die Variabilität besser durch regionale Muster dargestellt, sonst durch eine annulare Mode. Um die Hypothese zu überprüfen werden zwei verschiedene Größen betrachtet:

(i) *Bodendruck*: Die Variabilität dieser Sensitivitätsexperimente wird beschrieben durch die erste EOF des monatlich gemittelten Bodendruckes p_s , was der Definition der AO entspricht (Thompson und Wallace 1998). Als objektives Maß der zonalen Symmetrie der Variabilität wird die Korrelation zwischen dem Muster der ersten EOF des Bodendruckes mit dem zonalen Mittel dieses Musters verwen-

det. Als zonalsymmetrisch wird ein Muster bezeichnet, wenn diese Korrelation mindestens 0.9 beträgt.

(ii) *Relativer Drehimpuls*: Als weiterer Maßstab wird die Häufigkeit (in Prozent) der Projektionen des vertikal integrierten relativen Drehimpulses auf das Muster des ZI, definiert als die erste EOF des zonal und vertikal integrierten relativen Drehimpulses, die einen positiven Skalarwert ergeben, verwendet. Wenn die Häufigkeit der positiven Projektionen unabhängig vom Längengrad ist, spricht dies für eine zonalsymmetrische Mode.

Die Grenzwerte beider Maßstäbe stellen sicherlich subjektive Werte dar. Durch die im folgenden präsentierten Ergebnisse erscheint aber ihre Wahl als gerechtfertigt, da beide Maßstäbe in den Sensitivitätsexperimenten mit steigender Amplitude des Heizungsdipols ein eindeutiges Verhalten aufweisen, welche zur Verwerfung der Hypothese führen.

5.2 Klimatologie

Mit zunehmender Amplitude des T_R -Dipols entwickelt sich ein klar definierter Stormtrack (Abb. 5.2), der als Standardabweichung des bandpaßgefilterten Geopotentials in 500 hPa (Perioden 2.5–6 Tage, Blackmon 1976) dargestellt wird und sich stromabwärts des T_R -Dipols befindet. Die Struktur, Intensität und Position relativ zum Jet (Fraedrich *et al.* 1998) im Experiment mit einer T_R -Amplitude von 50 K (Abb. 5.2f) ist qualitativ vergleichbar mit den Beobachtungen (Abb. 2.1b, Lau 1988). Die Intensität der Standardabweichung im Referenzexperiment ist gering im Vergleich mit den Beobachtungen der Südhemisphäre. Dieses Experiment soll auch nicht die Zirkulation der Südhemisphäre repräsentieren, sondern dient als Referenzexperiment in der Reihe der Sensitivitätsexperimente, in denen nur ein Parameter verändert wird. Im zeitlichen Mittel des Bodendruckes (Abb. 5.3) bildet sich mit zunehmender Amplitude des T_R -Dipols ein Kältehoch über dem T_R -Kaltpol. Nördlich des Stormtracks entwickelt sich mit zunehmender Amplitude ein Tiefdruckgebiet. Das Hochdruckgebiet entspricht dem Kältehoch über einem Kontinent (Nordamerika oder Asien), während das Tiefdruckgebiet das Island- oder das Aläutentief repräsentiert. Südlich des Stormtracks bildet sich ein Hochdruckrücken, welcher das Azorenhoch oder das pazifische Hochdruckgebiet repräsentiert.

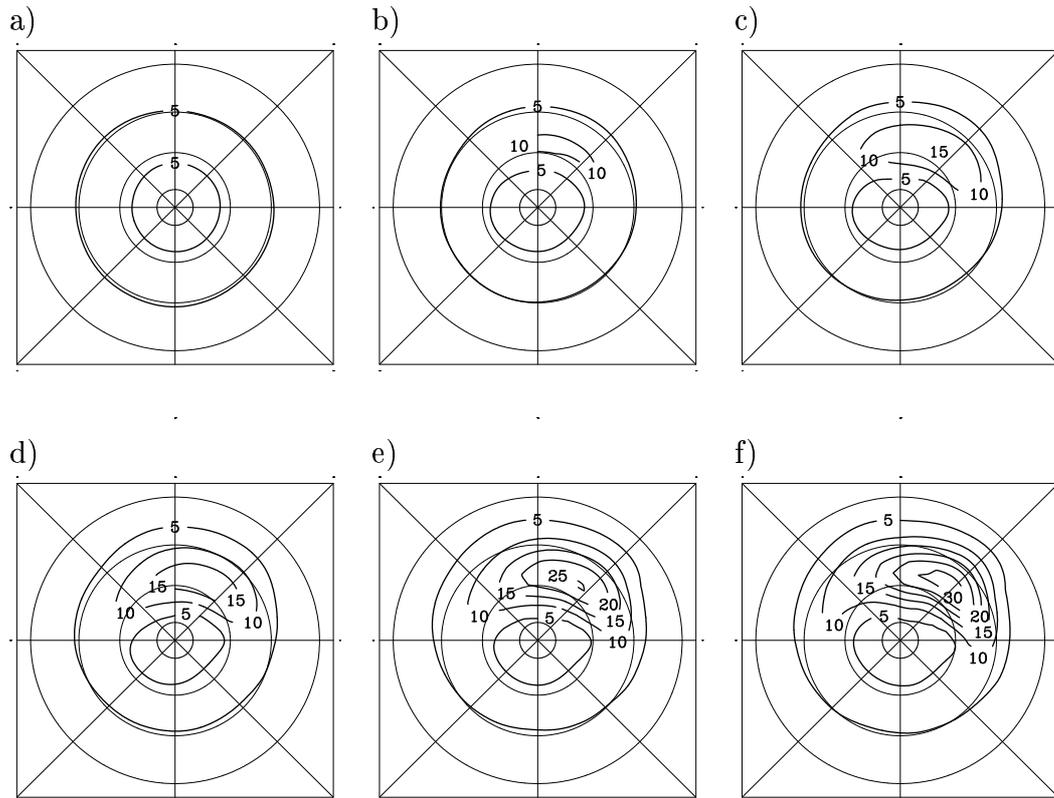


Abbildung 5.2: Standardabweichung des bandpaßgefilterten 500 hPa Geopotential (Isolinienintervall ist 5 gpm): **a)** 0 K, **b)** 10 K, **c)** 20 K, **d)** 30 K, **e)** 40 K und **f)** 50 K in polarstereographischer Projektion.

5.3 Beschreibung der räumlichen Variabilität

Das Muster der ersten EOF des monatlich gemittelten Bodendruckes des Referenzexperimentes (Abb. 5.4a) erklärt 22.4% der Gesamtvarianz (Tab. 5.1) und zeigt eine zonalsymmetrische annähernd konzentrische Struktur. Die nicht vollständige zonale Symmetrie der ersten EOF ist auf eine zu kurze Zeitreihenlänge zurückzuführen und wird durch sehr langsam wandernde Rossbywellen verursacht. Die Korrelation zwischen dem Muster mit seinem zonalen Mittel beträgt 0.99 (Tab. 5.2). Damit wird die Variabilität des Referenzexperimentes durch eine annulare Mode dominiert. Mit zunehmender T_R -Amplitude lokalisiert sich die positive Anomalie der mittleren Breiten im Zentrum des Stormtracks und die negative Anomalie am Pol verschiebt sich leicht in Richtung des Zentrums

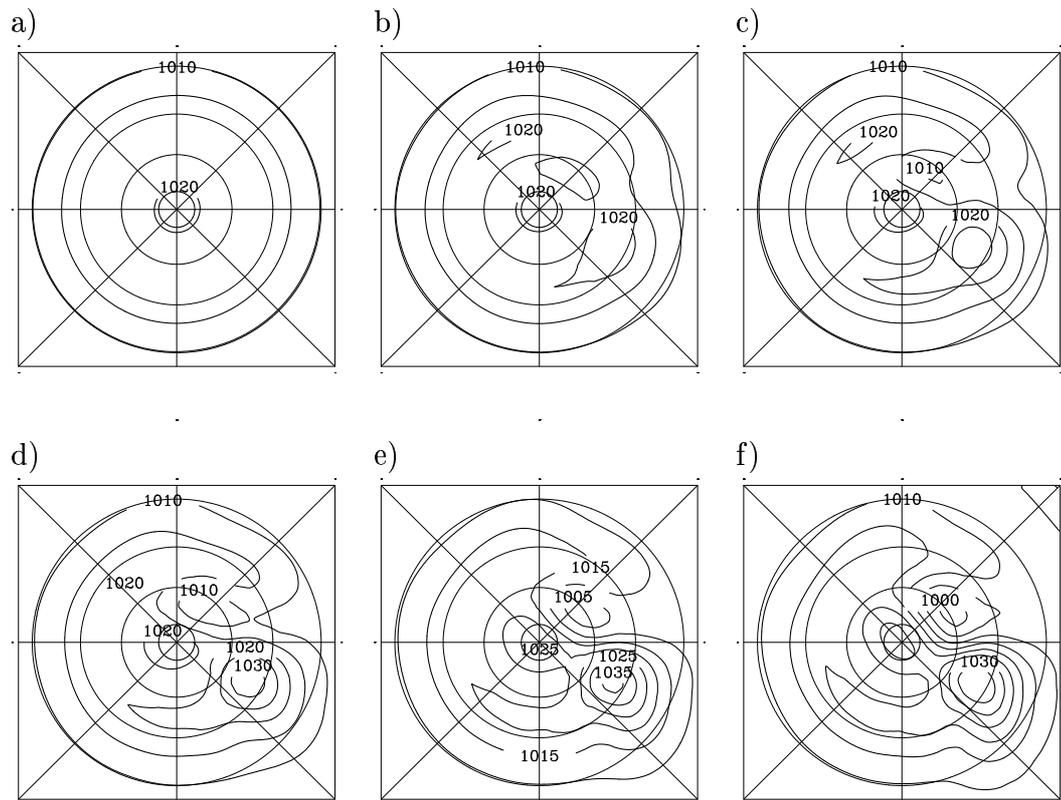


Abbildung 5.3: Zeitliches Mittel des Bodendruckes (Isolinienintervall ist 5 hPa): a) 0 K, b) 10 K, c) 20 K, d) 30 K, e) 40 K und f) 50 K in polarstereographischer Projektion.

des Stormtracks (Abb. 5.4). Stromaufwärts des Stormtracks entsteht für T_R -Amplituden ab 40 K eine positive Druckanomalie, welche sich in die Tropen ausdehnt, wodurch das EOF1-Muster eine meridionale Komponente aufweist (Abb. 5.4e und f). Die Korrelation zwischen dem EOF1-Muster mit seinem zonalen Mittel ist nur für die Experimente mit einer T_R -Amplitude von höchstens 20 K über dem gesetzten Grenzwert von 0.9 (Tab. 5.2). Somit führt diese Untersuchung zu einer Verwerfung der aufgestellten Hypothese.

Um durch eine weitere Methode festzustellen, wie gerechtfertigt eine zonalsymmetrische Beschreibung der Variabilität in den Sensitivitätsexperimenten ist, wird der zonale Index (ZI) berechnet, der hier definiert ist als der erste PC des zonal

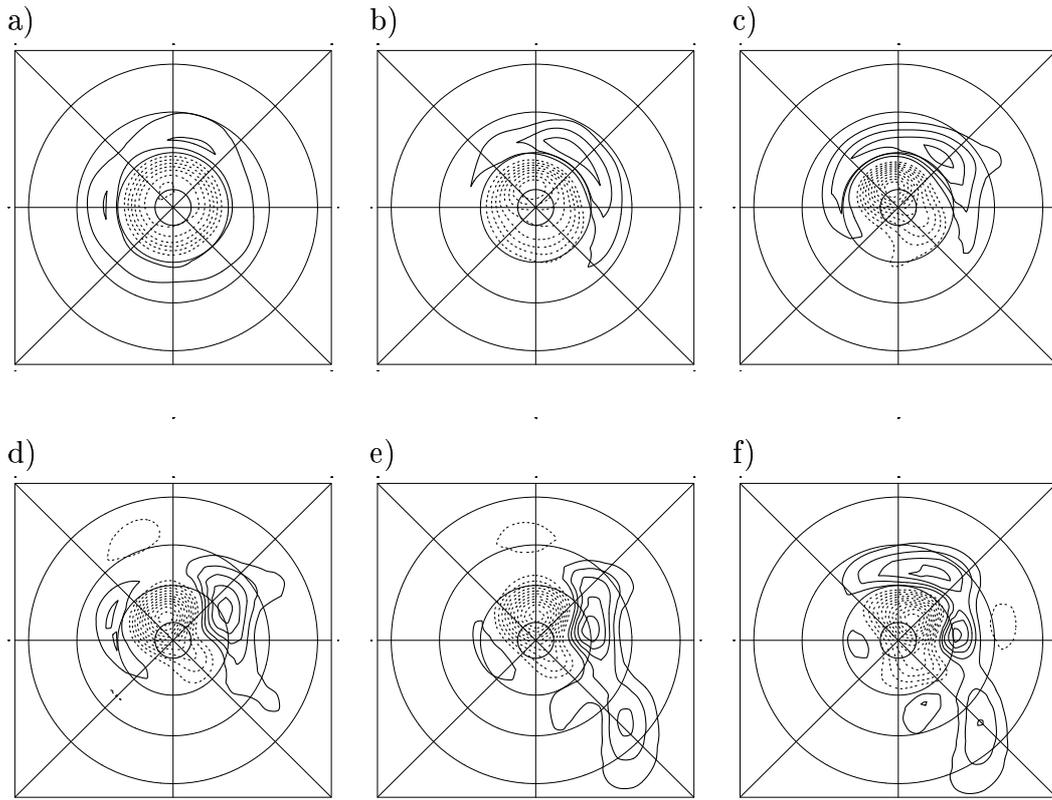


Abbildung 5.4: Erster EOF des Bodendruckes (Isolinienintervall ist 0.01): **a)** 0 K, **b)** 10 K, **c)** 20 K, **d)** 30 K, **e)** 40 K und **f)** 50 K in polarstereographischer Projektion.

und vertikal integrierten relativen Drehimpulses M (Feldstein und Lee 1998),

$$M = \frac{a^2}{g} \int_0^1 \int_0^{2\pi} u p_s \cos^2 \theta d\lambda d\sigma. \quad (5.1)$$

Dabei stellt a den Erdradius und g die Gravitationsbeschleunigung dar; θ und λ repräsentieren die geographische Breite und Länge und σ die Vertikalkoordinate. Das zeitliche Mittel des zonal und vertikal integrierten relativen Drehimpulses besitzt in allen Sensitivitätsexperimenten sein Maximum in den mittleren Breiten bei etwa $30^\circ N$ (Abb. 5.5). Mit zunehmender T_R -Amplitude wird der Bereich des Maximums breiter und die Amplitude des Maximums nimmt von $1 \cdot 10^{11} \text{ kgm}^2 \text{ s}^{-1}$ im Referenzexperiment auf etwa $0.9 \cdot 10^{11} \text{ kgm}^2 \text{ s}^{-1}$ in den Sensitivitätsexperimenten ab. Das räumliche Muster des ZI besteht in allen Experimenten aus einer Dipolstruktur. Somit korrespondiert der ZI mit einer meridionalen Bewegung des

Amplitude	Bodendruck	ZI	Korrelation
0 K	22.4 %	47.0 %	0.70
10 K	22.1 %	42.4 %	0.82
20 K	26.9 %	42.3 %	0.87
30 K	31.7 %	48.4 %	0.91
40 K	41.3 %	55.6 %	0.90
50 K	37.1 %	49.6 %	0.65

Tabelle 5.1: Erklärte Varianzen des Bodendruckes und des ZI und die Korrelation ihrer Zeitreihen. Erste Spalte: Amplitude des T_R -Dipoles. Zweite Spalte: Erklärte Varianz von EOF1 des Bodendruckes. Dritte Spalte: Erklärte Varianz von EOF1 des relativen Drehimpulses (ZI). Vierte Spalte: Korrelation zwischen PC1 des Bodendruckes mit PC1 des relativen Drehimpulses.

Amplitude	Korrelation
0 K	0.99
10 K	0.96
20 K	0.90
30 K	0.81
40 K	0.78
50 K	0.81

Tabelle 5.2: Die Amplitude des T_R -Dipoles (erste Spalte) und die Korrelation des EOF1-Musters des Bodendruckes mit seinem zonalen Mittel (zweite Spalte).

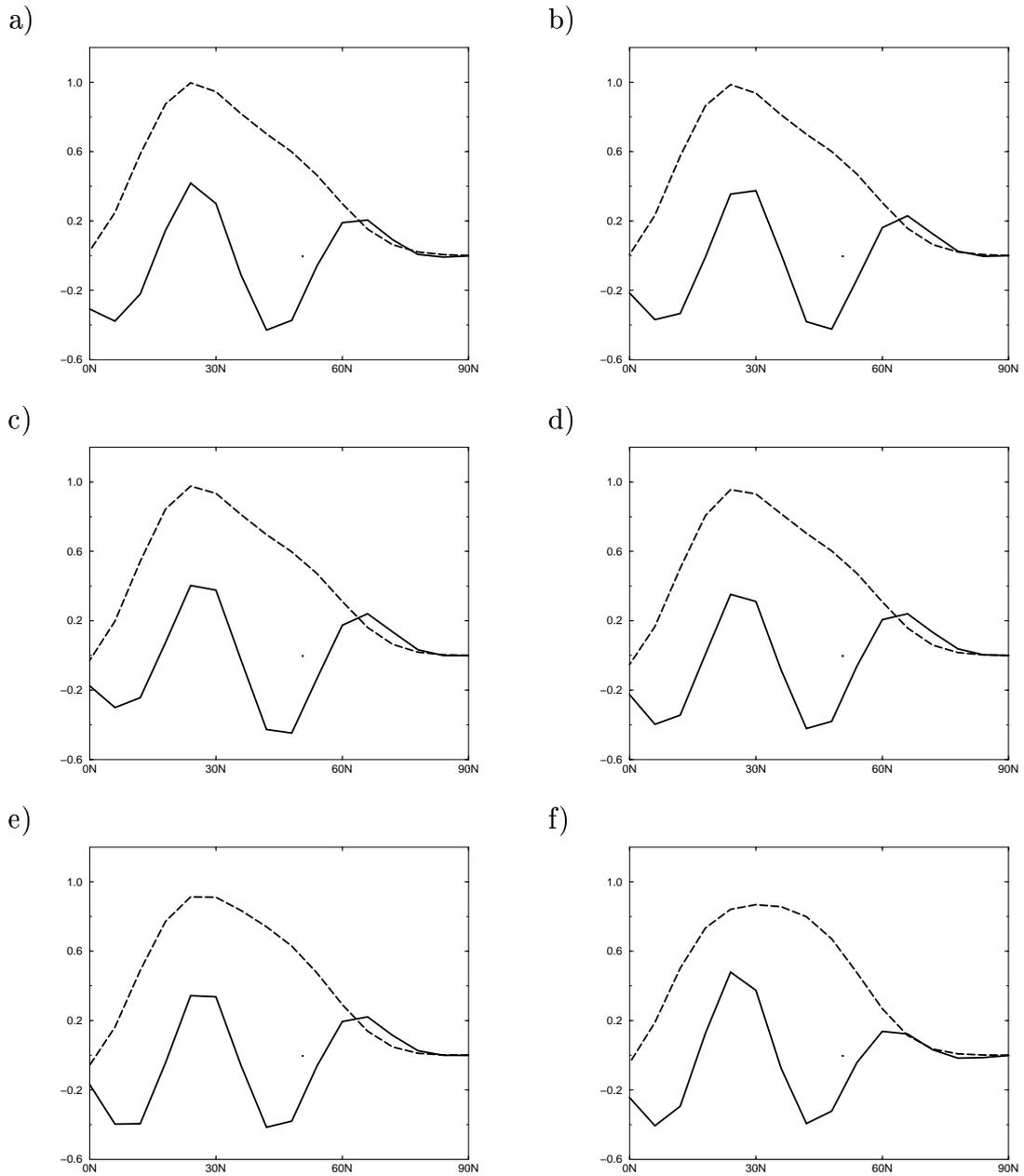


Abbildung 5.5: Erster EOF des relativen Drehimpulses (ZI, durchgezogene Linie) und das zeitliche Mittel des relativen Drehimpulses (Gestrichelte Linie) in $10^{11} \text{ kgm}^2 \text{ s}^{-1}$: a) 0 K, b) 10 K, c) 20 K, d) 30 K, e) 40 K und f) 50 K.

subtropischen Jets und des Jets der mittleren Breiten. Diese Muster stimmen qualitativ gut mit Beobachtungen des ZI in der winterlichen Nordhemisphäre überein (Feldstein 2000a). Die erklärte Varianz des ZI in den Sensitivitätsexperimenten beschreibt mindestens 42% der Gesamtvarianz (Tab. 5.1). Dies zeigt, daß mit zunehmender T_R -Amplitude das zeitliche Mittel des zonal und vertikal integrierten relativen Drehimpulses und die Variabilität des ZI sich nicht ändern. Die Korrelation zwischen PC1 des Bodendruckes mit dem ZI beträgt 0.7 für das Referenzexperiment. Sie nimmt bis auf 0.91 (30 K) zu und beträgt für eine T_R -Amplitude von 50 K 0.65 (Tab. 5.1). Somit ergibt sich kein stabiler Zusammenhang zwischen dem ZI und der ersten EOF des Bodendruckes. Um zu untersuchen, wie weit der ZI die Variabilität der Strömung in Abhängigkeit vom Längengrad beschreibt, wird die Häufigkeit der positiven Projektionen des längenabhängigen vertikal integrierten relativen Drehimpulses auf das ZI-Muster aufgetragen (Abb. 5.6). Während für das Referenzexperiment keine Längenabhängigkeit auftritt, ist das für die weiteren Experimente nicht der Fall. Im Bereich des Stormtracks ($90^\circ - 150^\circ$) geht die Häufigkeit positiver Projektionen auf das ZI-Muster gegen null. Insgesamt bilden sich in den Experimenten mit T_R -Dipol bestimmte Längengrade, an denen die Anzahl der positiven Projektionen gering ist (um 45°), ebenso wie bestimmte Längengrade gut durch den ZI beschrieben werden (um 250°). Dieses Verhalten stimmt qualitativ mit Beobachtungen der winterlichen Nordhemisphäre überein (Feldstein 2000a). Dies bedeutet aber, daß die Variabilität in den Sensitivitätsexperimenten nicht durch eine zonalsymmetrischen Mode beschrieben werden kann. Somit muß die aufgestellte Hypothese verworfen werden.

Als Fazit läßt sich sagen, daß die aufgestellte Hypothese durch zwei Methoden verworfen wird und damit die Variabilität durch eine zonale Asymmetrie im Antrieb eine zonal asymmetrische Struktur bekommt. Somit wird die Variabilität der Sensitivitätsexperimente besser durch regionale Moden beschrieben. Nur im Referenzexperiment läßt die Struktur der Variabilität auf eine annuläre Mode schließen. Auch die Ergebnisse der Experimente mit zwei Stormtracks zeigen für zonale Abstände von weniger als 155° (Tab. 4.2), daß der A-Index und der P-Index miteinander unkorreliert sind, was ebenso gegen die Existenz einer zonalsymmetrischen Mode spricht. Ambaum *et al.* (2001) zeigen, daß die NAO die Korrelationen ihrer Aktivitätszentren (Island und Azoren) widerspiegelt, während dies für die AO nicht der Fall ist. Die Korrelation zwischen Island und dem Pazifik ist negativ und nicht signifikant verschieden von null, ebenso wie die zwischen den Azoren und dem Pazifik. Die Telekonnektion zwischen den drei Aktivitätszentren der AO spiegelt nicht sein Muster wieder. Daraus folgt, daß die

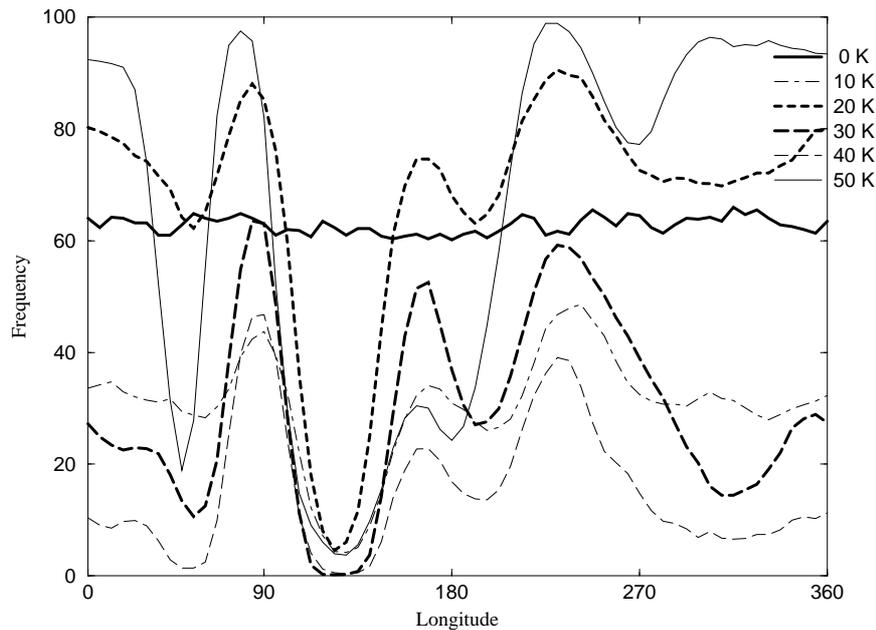


Abbildung 5.6: Häufigkeit der positiven Projektionen des ZI in Abhängigkeit des Längengrades (in Prozent) für Amplituden des T_R -Dipoles von 0 bis 50 K.

AO keine Kovarianzstruktur und somit eine Vorzugsrichtung der EOF-Analyse für großräumige Muster darstellt. In einer weiteren Studie (Deser 2000) wird gezeigt, daß der zonalsymmetrische Charakter der AO mehr die Dominanz seines arktischen Zentrums widerspiegelt als eine Korrelation zwischen der pazifischen und der atlantischen Region.

Da das in dieser Untersuchung verwendete Modell durch seine geringe vertikale Auflösung keine realistische Zirkulation der Stratosphäre wiedergeben kann und damit auch keine realistische Kopplung zwischen der Troposphäre mit der Stratosphäre simulieren kann, läßt sich die Existenz einer annularen Mode aber nicht vollständig widerlegen, da der stratosphärische polare Wirbel eine solche Struktur der Variabilität in der Troposphäre induzieren könnte.

6. Diskussion und Ausblick

In dieser Arbeit wird untersucht, welcher Teil der beobachteten niederfrequenten Variabilität der mittleren Breiten der Nordhemisphäre durch rein atmosphärische Prozesse angeregt wird. Dazu werden idealisierte Experimente mit einem vereinfachten globalen Atmosphärenmodell analysiert. Der Antrieb des Modells wird so gewählt, daß er zur Bildung von lokalisierten Stormtracks führt. Zuerst wird die Wechselwirkung zweier Stormtracks untersucht und danach in Experimenten mit einem Stormtrack die zonale Struktur der Variabilität mit zunehmender zonaler Asymmetrie des Antriebes dargestellt. Das verwendete Modell ist in der Lage, klar definierte Stormtracks durch zonal unterschiedliche idealisierte Wärmequellen, den Heizungsdipolen der Relaxationstemperatur, zu simulieren. Die Verteilungen der zeitlich gemittelten Zirkulation und der transienten Flüsse sind qualitativ in guter Übereinstimmung mit den beobachteten Verteilungen der Nordhemisphäre im Winter.

Zwei Stormtracks: Die niederfrequente Variabilität wird in idealisierten Experimenten, in denen der zonale Abstand zwischen den beiden stormtrack-induzierenden Heizungsdipolen von 180° auf 130° verringert wird, untersucht. Das Gebiet stromabwärts des Heizungsdipoles, dessen Position für die Sensitivitätsexperimente verändert wird, wird als A-Gebiet bezeichnet und das andere als P-Gebiet. Diese Gebiete sollen für eine realistische Entfernung zwischen den beiden Heizungsdipolen den Atlantik und den Pazifik repräsentieren. In ihnen werden auch die A- und P-Indizes und ihre Telekonnektionsmuster definiert.

Referenzexperiment: Die dynamischen Mechanismen die zu einer Amplitudenmodulation einer retrograd wandernden Rossbywelle führen, die von zwei Stormtracks induziert wird, werden analysiert. Diese Rossbywelle dominiert die Grundströmung und die Stormtrackdynamik. Im Falle eines zonalen Abstands von 180° zwischen den beiden stormtrack-generierenden Relaxationsdipolen zeigt die Amplitude des ersten komplexen Zeitkoeffizienten (CPC1) im Varianzspektrum ein markantes Maximum bei ungefähr 50 Tagen. Die Tendenzgleichung der Stromfunktion zeigt, daß sowohl der niederfrequente als auch der zeitlich gemittelte Teil des Antriebes durch die hochfrequenten transienten Störungen verantwortlich für das Wachstum der Amplitude ist, wohingegen der Antrieb durch die niederfrequenten transienten Störungen und auch die Bodenreibung für das Abklingen der

Amplitude sorgen. Da der Antrieb der Amplitude in räumlich abgeschlossenen Gebieten, den Stormtracks, stattfindet, wenn die großskaligen Antizyklonen der Rossbywelle diese Gebiete passieren, wird dieser Mechanismus als "Räumliche Resonanz" bezeichnet. Ein ähnliches Verhalten findet man sowohl in theoretischen Studien als auch in Beobachtungen.

Michelangeli und Vautard (1998) zeigen, daß die linearen Terme für die Fortbewegung von Rossbywellen verantwortlich sind, wohingegen die nichtlinearen Terme die Amplitude von blockierenden Antizyklonen verstärken. Wu (1993) demonstriert, daß die Anregung von linear instabilen planetaren Wellen zu einer endlichen Amplitude durch eine nichtlineare Resonanz erfolgt, wenn der Antrieb der Vorticity räumlich in Phase mit freien Lösungen des Systems ist. Dies bedeutet, daß nichtlineare Resonanz und die Instabilität von planetaren Wellen für einen Teil der beobachteten niederfrequenten Variabilität der Atmosphäre und auch für den Übergang zwischen verschiedenen Strömungsregimen sorgen. Wie durch die Sensitivitätsexperimente gezeigt wird, kann der "Räumliche Resonanz" Mechanismus für den Übergang zwischen blockierenden und nicht blockierenden zonalen Strömungen verantwortlich sein. Sura *et al.* (2000) berichten einen ähnlichen Mechanismus der niederfrequenten Variabilität in einem vereinfachten, windgetriebenen Ozeanmodell. Ihr Flachwassermodell wird von einer Atmosphäre angetrieben, die aus einem zeitlich gemittelten Windantrieb und einer räumlich inhomogenen, stochastischen Komponente (weißes Rauschen), die den Effekt der hochfrequenten transienten Störungen in den Stormtrackgebieten widerspiegelt, besteht. Ein unerwartetes Maximum im Varianzspektrum der becken gemittelten kinetischen Energie wird beobachtet. Dieses Varianzmaximum resultiert aus der räumlichen Resonanz einer wandernden Rossbywelle mit den Reynolds-Impulsflüssen, welche durch die stochastische Anregung erzeugt werden. Haines und Holland (1998) präsentieren eine Studie von niederfrequenten Zyklen und Blockierungen in einem Kanalmodell. Sie finden, daß die Divergenz des hochfrequenten transienten Vorticity-Flusses immer dazu tendiert, den Jet zu teilen und dadurch, abhängig von der meridionalen Scherung, niederfrequente Zyklen oder Blockierungen anregt. Da diese Anregung in einer räumlich begrenzten Region stattfindet, ist ihr Mechanismus zum Wachstum der Amplitude dem hier präsentierten ähnlich, aber die Modulation hat einen anderen dynamischen Grund. Weiterhin ist zu bemerken, daß, obwohl eine hydrodynamische Instabilität der Grundströmung für die Anregung von niederfrequenter Variabilität vorgeschlagen wird (Frederiksen 1982, Simmons *et al.* 1983, Kushnir 1987), diese im Referenzexperiment keine Rolle für das Wachstum der Amplitude spielt. Dies wird dadurch deut-

lich, daß der entsprechende Term in der Tendenzgleichung der Stromfunktion ($\hat{\chi}_3$ in Gl. 4.4), welcher auch eine hydrodynamische Instabilität beschreibt, nicht zum Amplitudenwachstum beiträgt. Sheng und Derome (1993) untersuchen die geopotentielle Tendenz niederfrequenter transienter Störungen, welche durch die Divergenz des Vorticity-Flusses synoptischer Störungen induziert wird. Eine Lag-Korrelationsanalyse zwischen dem Antrieb und den niederfrequenten transienten Störungen zeigt, daß der Antrieb die Störungen mit einer Phasendifferenz von etwa einem Tag führt. Dieses Ergebnis unterscheidet sich von dem in dieser Arbeit präsentierten. Ein Grund dafür könnte darin liegen, daß in ihrer Studie die Bewegung von niederfrequenten transienten Störungen analysiert wird, während im Referenzexperiment eine Amplitudenmodulation untersucht wird.

In Beobachtungen werden wandernde Rossbywellen nur selten gefunden. Für den Herbst und Winter von 1979/80 wird von Branstator (1987) eine retrograd wandernde großskalige Anomalie, welche mit einer Periode von 23 Tagen sich fortbewegt, präsentiert. Es existieren aber nur wenige weitere Winter in denen diese Rossbywelle ihren gesamten Lebenszyklus durchläuft. Weitere retrograd wandernde Anomalien werden von Kushnir (1987), Lanzante (1990) und von Lau und Nath (1999) berichtet. Ghil und Mo (1991) finden Anomalien mit Perioden von 23 und 48 Tagen, welche jeweils aus wandernden und stehenden Anteilen bestehen. Plaut und Vautard (1994) detektieren niederfrequente Oszillationen mit Perioden von 70, 40–45 und 30–35 Tagen.

Sensitivitätsexperimente: Ein möglicher Grund für die Schwierigkeit wandernde niederfrequente Wellen in Beobachtungen zu finden ist die asymmetrische Land-See Verteilung, die nicht auf freie Wellen in der Atmosphäre positiv projizieren muß (Wu 1993). Sensitivitätsexperimente zeigen den Einfluß des zonalen Abstandes zwischen den beiden Heizungsdipolen auf die niederfrequente Variabilität. Die Reduzierung des zonalen Abstandes verändert die zonale Wellenzahl-Zwei-Struktur des Musters der ersten komplexen empirischen Orthogonalfunktion des Referenzexperimentes zu einer zonalen Wellenzahl-Eins-Struktur und eliminiert ebenfalls die 50 Tagesperiode der CPC1-Amplitude. Dies folgt aus dem vorgeschlagenen "Räumliche Resonanz" Mechanismus für das Referenzexperiment. Die räumlich asymmetrische Verteilung des Antriebes durch die hochfrequenten transienten Störungen kann lokal die Ausbildung von blockierenden Antizyklonen durch den "Räumliche Resonanz" Mechanismus anregen. Dies wird durch die lokale Phasenbeziehung von retrograd wandernden Rossbywellen mit dem Antrieb durch die hochfrequenten transienten Störungen bewirkt. Weiterhin führt die

Asymmetrie des Antriebes zu einem irregulärerem Verhalten der niederfrequenten Variabilität, was durch das Verschwinden der dominierenden 50 Tagesperiode des Referenzexperimentes verdeutlicht wird. Anomalien der Temperatur von Meeresoberflächen (SST) können ebenfalls die niederfrequente Variabilität beeinflussen. In idealisierten Modellexperimenten mit einem einzelnen Stormtrack und einem zusätzlichen Heizungsmonopol, welcher eine SST-Anomalie repräsentieren soll, zeigen Walter *et al.* (2001), daß eine warme SST-Anomalie die Varianz retrograd wandernder Rossbywellen erhöht und auch die Entwicklung von langanhaltenden blockierenden Störungen ermöglicht.

Telekonnektion: Im Referenzexperiment beschreiben die Telekonnektionsmuster die retrograd wandernde Rossbywelle mit zonaler Wellenzahl-Zwei-Struktur. Für eine realistischere Entfernung von 150° im Vergleich mit den Beobachtungen werden folgende Ergebnisse erhalten:

Die Telekonnektionsmuster (A- und P-Muster) sind den in Beobachtungen, NAO und PNA, gefundenen ähnlich (z. B. Wallace und Gutzler 1981). Dies deutet darauf hin, daß das ortsfeste nordhemisphärische Wellenfeld, welches mit den Stormtracks wechselwirkt, zu einem großen Teil für die lokale räumliche Struktur der niederfrequenten Variabilität verantwortlich ist. Auf die Bedeutung des ortsfesten Wellenfeldes für die Position von Mustern niederfrequenter Variabilität wird auch von Branstator (1990) hingewiesen. Kang (1990) zeigt, daß die Antwort angetriebener Rossbywellen stark von der Struktur der zonalgemittelten Grundströmung abhängt. Lag-Korrelationsmuster, welche aus tiefpaßgefilterten Daten berechnet werden, deuten auf Dispersion von Rossbywellen hin, wobei eine südwärts gerichteten Dispersion von den mittleren Breiten in die Tropen bevorzugt wird. Ein vergleichbares Verhalten wird von Blackmon *et al.* (1984b) für Perioden von 10–30 Tagen in Beobachtungen gefunden.

Die Korrelation zwischen den beiden A- und P-Indexzeitreihen verschwindet mit abnehmendem Abstand zwischen den beiden Heizungsdiolen. Während die Korrelation für Abstände zwischen 180° und 165° signifikant und in etwa konstant bleibt, geht sie für geringere Abstände gegen null. Dies bedeutet, daß im Referenzexperiment ein Übergang von einer hemisphärischen Wellenzahl-Zwei-Struktur zu regionalen Strukturen in den beiden Stormtrackregionen stattfindet, die miteinander unkorreliert sind. Bongionanni-Cerlini *et al.* (1999) zeigen zwar, daß die Zeitreihen der PNA und NAO, bestehend aus Monatsmitteln, antikorreliert sind (-0.42), dies wird aber durch den Trend, den diese Zeitreihen besitzen, verursacht, der im 150° -Experiment nicht vorhanden ist. Durch die Analyse von

blockierenden Ereignissen finden Lejenäs und Økland (1983), daß die pazifische und die atlantische Region miteinander unkorreliert sind. Weiterhin bestätigen die Ergebnisse der Sensitivitätsexperimente nicht die Existenz von zonalsymmetrischen Moden wie der Arktischen Oszillation (Thompson und Wallace 1998).

Der A- als auch der P-Index des 150°-Experimentes zeigen Variabilität auf allen Zeitskalen. Durch eine Wavelet-Analyse beider Zeitreihen wird gezeigt, daß auch sehr niedere Frequenzbereiche gegenüber einem äquivalenten autoregressiven Prozesses erster Ordnung signifikant sind. Daher kann die interne atmosphärische Dynamik für einen großen Teil der beobachteten atmosphärischen Variabilität verantwortlich sein. Ein ähnliches Verhalten wird auch von James und James (1989, 1992) gezeigt. Weiterhin zeigt sich, daß die Varianz in den jeweiligen Periodenbereichen Fluktuationen unterworfen ist. Dies bedeutet, daß die beiden Index-Zeitreihen als eine intermittente Oszillation mit zeitlich aktiven (Bereiche, die Signifikant sind) und passiven Phasen interpretiert werden können. Ein vergleichbares Verhalten wird in einer Rekonstruktion der NAO aus Proxy-Daten (Appenzeller *et al.* 1998) und in einem gekoppelten Atmosphäre-Ozean-GCM (Raible *et al.* 2001) festgestellt.

Da sowohl das A- als auch das P-Muster im Bereich der zonalen Abstände von 140° – 155° der beiden Heizungsdipole existieren, wird angenommen, daß auch die ihnen zugrundeliegende Dynamik ähnlich ist. Die dynamische Untersuchung identifiziert zwei unterschiedliche Mechanismen, welche für die Variabilität des A- und des P-Indizes und ihre jeweiligen Muster im 150°-Experiment verantwortlich sind:

A-Index Mechanismus: Eine retrograd wandernde Rossbywelle ist mit der Variabilität im A-Gebiet assoziiert. Sie wird durch die Wechselwirkung der zonal asymmetrischen zeitlich gemittelten Strömung mit der niederfrequenten Störung angeregt. Dieser Mechanismus zur Anregung niederfrequenter Variabilität wird auch in Beobachtungen und anderen Studien gefunden (Frederiksen 1983, Simmons *et al.* 1983, Branstator 1992, Feldstein 1998 und 2001). Die Wechselwirkung der hochfrequenten transienten Störungen miteinander unterstützt die Erhaltung der Anomalie durch den "Räumliche Resonanz" Mechanismus. Das Verschwinden der Anomalie wird schließlich durch die Wechselwirkung der zonalsymmetrisch zeitlich gemittelten Strömung mit der niederfrequenten Störung und dem niederfrequenten Teil des Divergenztermes bewerkstelligt. Dieses Verhalten wird auch von Feldstein (1998) gefunden.

P-Index Mechanismus: Eine ortsfeste Welle und Quellen barokliner Wellenakti-

vität sind mit der niederfrequenten Variabilität im P-Gebiet assoziiert. Lokale Quellen barokliner Wellenaktivität regen das P-Muster an und tragen zu seiner Erhaltung bei. Das A-Gebiet beeinflusst ebenfalls die Entwicklung des P-Musters durch einen horizontalen Fluß von Wellenaktivität, welcher seinen Ursprung am A-Warmpol hat und in das Zentrum des P-Musters gerichtet ist. Dies läßt darauf schließen, daß die zonale Limitierung des P-Gebietes für die wellenartige Struktur des P-Musters mitverantwortlich ist. Dieses Verhalten wird auch in Untersuchungen des PNA- und des "Eastern Atlantic" (EA)-Musters gefunden. Black (1997) zeigt, daß während des Lebenszyklus lokal deutliche aufwärts und stromabwärts gerichtete Flüsse von Wellenaktivität auftreten. Barokline Umwandlungen spielen eine wichtige Rolle während der Entwicklung von persistenten, negativen Anomalien des Geopotentials über dem Nordpazifik (ähnlich des PNA-Musters, Black und Dole 1993), welche von erhöhten (verminderten) barotropen (baroklinen) Beiträgen zum Wachstum der Anomalie gefolgt werden (Dole und Black 1990).

Um die Dynamik des Lebenszyklus des P-Muster besser zu verstehen, verbleibt als Ausblick die Herleitung einer Tendenzgleichung der Stromfunktion, in der neben dem barotropen auch explizit der barokline Anteil des Antriebes dargestellt wird. Außerdem sollten ähnliche Untersuchungen auf Beobachtungsdaten angewendet werden, um die Dynamik der Entwicklung der NAO- und PNA-Zeitreihe besser zu verstehen.

Ein Stormtrack: In Sensitivitätsexperimenten, in denen die Amplitude des Heizungsdipols von 0 K auf 50 K erhöht wird, und damit auch die zonale Asymmetrie des Antriebes verstärkt wird, wird gezeigt, daß die zonalsymmetrische Struktur der ersten EOF des Bodendruckes im Referenzexperiment (Amplitude des Heizungsdipols beträgt 0 K) mit steigender Amplitude des Heizungsdipoles durch regionale Strukturen mit einem meridionalen Anteil ersetzt werden. Ebenso wird gezeigt, daß die Beschreibung einer Strömung mit zonal asymmetrischem Antrieb durch den zonalen Index (ZI) für bestimmte Längengrade nicht gilt. Daraus folgt, daß mit steigender zonaler Asymmetrie des Antriebes die Variabilität besser durch regionale Moden, wie z. B. der NAO, als durch eine annulare Mode, wie z. B. der AO, beschrieben wird. Auch die Ergebnisse der Experimente mit zwei Stormtracks zeigen für zonale Abstände von weniger als 155° , daß der A-Index und der P-Index miteinander unkorreliert sind, was ebenso gegen die Existenz einer zonalsymmetrischen Mode spricht. In zwei Studien von Beobachtungsdaten wird ebenfalls gezeigt, daß regionale Moden auf der Nordhemisphäre dominieren. Deser (2000) zeigt, daß der zonalsymmetrische Charakter der AO mehr die Domi-

nanz seines arktischen Zentrums widerspiegelt als eine Korrelation zwischen der pazifischen und der atlantischen Region. Ambaum *et al.* (2001) belegen, daß die NAO die Korrelationen ihrer Aktivitätszentren widerspiegelt, während dies für die AO nicht der Fall ist. Daraus folgt, daß die AO keine Kovarianzstruktur besitzt und somit eine Vorzugsrichtung der EOF-Analyse für großräumige Muster darstellt. Da das verwendete Modell durch seine geringe vertikale Auflösung keine realistische Zirkulation der Stratosphäre wiedergeben kann und damit auch keine realistische Kopplung zwischen der Troposphäre mit der Stratosphäre simulieren kann, läßt sich die Existenz einer annularen Mode nicht vollständig widerlegen. Baldwin und Dunkerton (1999) zeigen, daß das troposphärische AO-Muster mit der Modulation der Stärke des stratosphärischen Polarwirbels assoziiert ist und dadurch die Kopplung zwischen der Troposphäre mit der Stratosphäre zustande kommt. Weiterhin entstehen in der Stratosphäre Anomalien, die mit der AO assoziiert sind und abwärts in die Troposphäre wandern.

Danksagung

Nachdem diese Arbeit nun zu ihrem Ende gebracht wurde, und zu diesem Zwecke unzählige Bäume und Hobbits ihr Leben lassen mußten, ist es Zeit geworden einigen Leuten für ihre Hilfe und Unterstützung zu danken.

Bei Prof. Dr. Klaus Fraedrich bedanke ich mich für die Anregung und Ermöglichung dieser Arbeit.

Ein besonderes Lob gebührt Frank Lunkeit für unzählige Diskussionen, Anregungen, Unterstützung jeglicher Art und nicht zuletzt dafür, daß er mich so lange in seinem Zimmer ertragen hat.

Für unzählige Diskussionen und Anregungen bedanke ich mich bei Ute Luksch, Katrin Walter, Richard Blender, Thomas Frisius, Christoph Raible und Philip Sura.

Dank gebührt auch allen weiteren Mitarbeitern der Abteilung für Theoretische Meteorologie und allen Mitarbeitern des gesamten Meteorologischen Institutes.

Ein ganz besonderer Dank gebührt David für seine nie versiegende fachliche Kritik und seine moralische Unterstützung.

Dr. *in spe* Simon danke ich für seine moralische, kulinarische und technische Unterstützung, sowie seinen kreativen Ablenkungen in allen Lebenslagen.

Dank für die jeweilige, sehr verschiedenartige Unterstützung während dieser Arbeit gebührt Jürgen, Magnus, Mike und Swetlana, Lars, Lehrer *in spe* Alex, Alex und Maik, Steffi und Mathias, Marilyn und Michael, Hermann, Heiko, Maike, Agnes, Maik, Rabea, Ewa, Alex, Angelika, Susanne, Oma, Stefan, Gerrit, Heinke.

Ganz besonderer Dank gebührt meinen Eltern für ihre immer währende Unterstützung.

Diese Arbeit wurde finanziell Unterstützt durch das Bundesministerium für Bildung und Forschung (07 KFT 1211), der Deutschen Forschungsgemeinschaft (SFB 512), sowie dem Deutschen Akademischen Austauschdienst und der National Science Foundation (315/PPP/ab), welche einen zweiwöchigen Aufenthalt an der Pennsylvania State University ermöglichte, und durch mich.

Literaturverzeichnis

- Ambaum, M. H. P., B. J. Hoskins and D. B. Stephenson, 2001: Artic oscillation or North Atlantic Oscillation? *J. Climate*, **14**, submitted.
- Appenzeller, C., T. F. Stocker and M. Anklin, 1998: North Atlantic Oscillation dynamics recorded in Greenland ice cores. *Science*, **282**, 446–449.
- Baldwin, M. P. and T. J. Dunkerton, 1999: Propagation of the Artic Oscillation from the stratosphere to the troposphere. *J. Geophys. Res.*, **104**, 30937–30946.
- Baldwin, M. P., X. Cheng and T. J. Dunkerton, 1994: Observed correlations between winter–mean tropospheric and stratospheric circulation anomalies. *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 1141–1144.
- Berliner Wetterkarte, 1986: *Meteorologische Abhandlungen*. Verlag von Dietrich Reimer, Berlin.
- Bjerknes, J., 1964: Atlantic air–sea interaction. *Adv. Geophys.*, **10**, 1–82.
- Black, R. X., 1997: Deducing anomalous wave source regions during the life cycles of persistent flow anomalies. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 895–907.
- Black, R. X. and R. M. Dole, 1993: The dynamics of large–scale cyclogenesis over North Pacific ocean. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 421–442.
- Blackmon, M. L., 1976: A climatological spectral study of the 500–mb geopotential height of the northern hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1607–1623.
- Blackmon, M. L., Y.–H. Lee and J. M. Wallace, 1984a: Horizontal structure of 500mb height fluctuations with long, intermediate and short time scales. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 961–979.
- Blackmon, M. L., Y.–H. Lee, J. M. Wallace and H.–H. Hsu 1984b: Time variation of 500mb height fluctuations with long, intermediate and short time scales as deduced from lag–correlation statistics. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 981–991.

- Bongioannini–Cerlini, P., S. Corti and S. Tibaldi, 1999: An intercomparison between low–frequency variability indices. *Tellus*, **51**, 773–789.
- Branstator, G. W., 1987: A striking example of the atmospheres’s leading traveling pattern. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 2310–2323.
- Branstator, G. W., 1990: Low–frequency patterns induced by stationary waves. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 629–648.
- Branstator, G. W., 1992: The maintenance of low–frequency atmospheric anomalies. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 1924–1945.
- Bourke, W., 1988: Spectral methods in global climate and weather prediction models. Physically–based modelling and simulation of climate and climatic change. Part I. Edited by M. Schlesinger, NATO ASI Series.
- Cai, M. and H. M. van den Dool, 1994: Dynamical decomposition of low–frequency tendencies. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2086–2100.
- Cash, B. A. and S. Lee, 2000: Dynamical processes of block evolution. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 3202–3218.
- Defant, A., 1924: Die Schwankungen der atmosphärischen Zirkulation über dem nordatlantischen Ozean im 25–jährigen Zeitraum 1881–1905. *Geogr. Ann.*, **6**, 13–41.
- Deser, C., 2000: On the teleconnectivity of the Artic Oscillation. *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 779–782.
- DeWeaver, E. and S. Nigam, 2000: Do stationary waves drive the zonal–mean jet anomalies of the northern winter? *J. Climate.*, **13**, 2160–2176.
- Dole, R. M. and R. X. Black, 1990: Life cycles of persistent anomalies. Part II: The development of persistent negative height anomalies over the North Pacific ocean. *Mon. Weather Rev.*, **118**, 824–846.
- Dole, R. M. and N. D. Gordon, 1983: Persistent Anomalies of the Extratropical northern hemisphere wintertime circulation: Geographical distribution and regional persistence characteristics. *Mon. Weather Rev.*, **111**, 1567–1586.
- Egger, J., 1978: Dynamics of blocking highs. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1788–1801.

- Eliassen, E., B. Machenhauer and E. Rasmussen, 1970: On a numerical method for integration of the hydrodynamic equations with a spectral representation of the horizontal fields. Inst. of Theor. Met., Univ. of Copenhagen, Report No. 2.
- Feldstein, S. B., 1998: The growth and decay of low-frequency anomalies in a GCM. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 415–428.
- Feldstein, S. B., 2000a: Is interannual zonal mean flow variability simply climate noise? *J. Climate*, **13**, 2356–2362.
- Feldstein, S. B., 2000b: The timescale, power spectra, and climate noise properties of teleconnection patterns. *J. Climate*, **13**, 4430–4440.
- Feldstein, S. B., 2001: Fundamental mechanisms of PNA growth and decay. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **127**, submitted.
- Feldstein, S. B. and S. Lee, 1998: Is the atmospheric Zonal Index driven by an eddy feedback? *J. Atmos. Sci.*, **55**, 3077–3086.
- Fraedrich, K., C. Bantzer and U. Burkhardt, 1993: Winter climate anomalies in Europe and their associated circulation at 500 hPa. *Climate Dyn.*, **8**, 161–175.
- Fraedrich, K., E. Kirk and F. Lunkeit, 1998: Portable University Model of the Atmosphere. Technical Report 16, Deutsches Klimarechenzentrum, 37pp. available at: <http://www.dkrz.de/forschung/reports.html>
- Franzke, C., K. Fraedrich and F. Lunkeit, 2000: Low-frequency variability in a simplified atmospheric global circulation model: Storm-track induced 'spatial resonance'. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **126**, 2691–2708.
- Franzke, C., K. Fraedrich and F. Lunkeit, 2001: Teleconnection and low-frequency variability in idealised experiments with two storm tracks. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **127**, in press.
- Frederiksen, J. S., 1982: A unified three dimensional instability theory of the onset of blocking and cyclogenesis. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 969–982.
- Frederiksen, J. S., 1983: A unified three dimensional instability theory of the onset of blocking and cyclogenesis. II: Teleconnection patterns. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 2593–2609.

- Frisius, T., F. Lunkeit, K. Fraedrich and I. N. James, 1998: Storm-track organization and variability in a simplified atmospheric global circulation model. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **124**, 1019–1043.
- Ghil, M. and K. Mo, 1991: Intraseasonal oscillations in the global atmosphere. Part I: Northern hemisphere and tropics. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 752–779.
- Haines, K. and A. J. Holland, 1998: Vacillation cycles and blocking in a channel. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **124**, 873–895.
- Held, I. M. and M. J. Suarez, 1994: A proposal for the intercomparison of the dynamical cores of atmospheric general circulation models. *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, **75**, 1825–1830.
- Holton, J. R., 1992: An introduction to dynamic meteorology. 3rd Edition, Academic Press (San Diego), 511pp.
- Horel, J. D., 1984: Complex principal component analysis: theory and examples. *J. Clim. Appl. Meteorol.*, **23**, 1660–1673.
- Hoskins, B. J., 1983: Dynamical processes in the atmosphere and the use of models. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **109**, 1–21.
- Hoskins, B. J. and P. D. Sardeshmukh, 1987: A diagnostic study of the dynamics of the northern hemisphere winter of 1985–86. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **113**, 759–778.
- Hoskins, B. J. and A. J. Simmons, 1975: A multi-layer spectral model and the semi-implicit method. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **101**, 637–655.
- Hoskins, B. J. and P. J. Valdes, 1990: On the existence of storm tracks. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1854–1864.
- Hoskins, B. J., I. N. James and G. H. White, 1983: The shape, propagation and mean-flow interaction of large-scale weather systems. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1595–1612.
- Hurrell, J. W., 1995: Decadal trends in the North Atlantic Oscillation: regional temperatures and precipitation. *Science*, **269**, 676–679.
- Hurrell, J. W., 1996: Influence of variations in extratropical wintertime teleconnections on northern hemisphere temperatures. *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 665–668.

- James, I. N. and J. D. Dodd, 1996: A mechanism for the low-frequency variability of the mid-latitude troposphere. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **122**, 1197–1210.
- James, I. N. and L. J. Gray, 1986: Concerning the effect of surface drag on the circulation of a planetary atmosphere. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **112**, 1231–1250.
- James, I. N. and P. M. James, 1989: Ultra-low-frequency variability in a simple atmospheric circulation model. *Nature*, **342**, 53–55.
- James, I. N. and P. M. James, 1992: Spatial structure of ultra-low-frequency variability of the flow in a simple atmospheric circulation model. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **118**, 1211–1233.
- James, P. M., K. Fraedrich and 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.
- Kalnay-Rivas, E. and L.-O. Merkin, 1981: A simple mechanism for blocking. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 2077–2091.
- Kang, I.-S., 1990: Influence of Zonal Mean Flow on Stationary Wave Fluctuations. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 141–147.
- Kaulakys, B. and T. Meškauskas, 1998: Modeling 1/f noise. *Phys. Rev. E*, **58**, 7013–7019.
- Koscielny-Bunde, E., A. Bunde, S. Havlin, H. E. Roman, Y. Goldreich and H.-J. Schellnhuber, 1998: Indication of a universal persistence law governing atmospheric variability. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 729–732.
- Kumar, P. and E. Foufoula-Georgiou, 1997: Wavelet analysis for geophysical applications. *Rev. Geophys.*, **35**, 385–412.
- Kushnir, Y., 1987: Retrograding wintertime low-frequency disturbances over the North Pacific ocean. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 2115–2140.
- Lanzante, J. R., 1990: The leading modes of 10–30 day variability in the extratropics of the northern hemisphere during the cold season. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2115–2140.
- Lau, N.-C., 1988: Variability of the observed midlatitude storm tracks in relation to low-frequency changes in the circulation pattern. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 2718–2743.

- Lau, N.-C. and M. J. Nath, 1999: Observed and GCM-simulated westward-propagating, planetary-scale fluctuations with approximately three-week periods. *Mon. Weather Rev.*, **127**, 2324–2345.
- Lejenäs, H. and H. Økland, 1983: Characteristics of northern hemisphere blocking as determined from a long time series of observational data. *Tellus*, **35**, 350–362.
- Limpasuvan, V. and D. L. Hartmann, 1999: Eddies and the annular modes of climate variability. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 3133–3136.
- Limpasuvan, V. and D. L. Hartmann, 2000: Wave-maintained annular modes of climate variability. *J. Climate.*, **13**, 4414–4429.
- Lunkeit, F., K. Fraedrich and S. E. Bauer, 1998: Storm tracks in a warmer climate: sensitivity studies with a simplified global circulation model. *Climate Dyn.*, **14**, 813–826.
- Michelangeli, P.-A. and R. Vautard, 1998: The dynamics of Euro-Atlantic blocking onsets. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **124**, 1045–1070.
- Müller, W., R. Blender and K. Fraedrich, 2001: Low-frequency variability in idealized GCM Experiments with circumpolar and localized storm tracks. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **127**, submitted.
- Nakamura, H. and J. M. Wallace, 1990: Observed changes in baroclinic wave activity during the life cycles of low-frequency circulation anomalies. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1100–1116.
- Nakamura, H., M. Nakamura and J. L. Anderson, 1997: The role of high- and low-frequency dynamics in blocking formation. *Mon. Weather Rev.*, **125**, 2074–2093.
- Pedlosky, J., 1987: *Geophysical fluid dynamics*. second ed., Springer-Verlag, 710pp.
- Peixoto, J. and A. Oort, 1992: *Physics of climate*. American Physical Society (New York), 520pp.
- Peng, C.-K., S. V. Buldyrev, S. Havlin, M. Simons, H. E. Stanley and A. L. Goldberger, 1994: Mosaic organization of DNA nucleotides. *Phys. Rev. E*, **49**, 1685–1689.

- Perlwitz, J. and H.-F., Graf, 1995: The statistical connection between tropospheric and stratospheric circulation of the northern hemisphere in winter. *J. Climate*, **8**, 2281–2295.
- Pikovsky, A., M. Rosenblum and J. Kurths, 1999: Phase synchronization in regular and chaotic systems: a tutorial. University of Potsdam, Department of Physics, 21pp. available at: <http://www.agnld.uni-potsdam.de>
- Plaut, G. and R. Vautard, 1994: Spells of low-frequency oscillations and weather regimes in the northern hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 210–236.
- Plumb, R. A., 1985: On the three-dimensional propagation of stationary waves. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 217–229.
- Raible, C., U. Luksch, K. Fraedrich and R. Voss, 2001: North Atlantic decadal regimes in a coupled GCM simulation. *Clim. Dyn.*, **17**, submitted.
- Rex, D. F., 1950: Blocking action in the middle troposphere and its effect upon regional climate. *Tellus*, **2**, 196–211.
- Rodwell, M. J., D. P. Rowell and C. K. Folland, 1999: Oceanic forcing of the wintertime North Atlantic Oscillation and European climate. *Nature*, **398**, 320–323.
- Rosenblum, M. G., A. S. Pikovsky and J. Kurths, 1997: From phase to lag synchronization in coupled chaotic oscillators. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 4193–4196.
- Sheng, J. and J. Derome, 1993: Dynamic forcing of the slow transients by synoptic scale eddies: An observational study. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 757–771.
- Shindell, D. T., R. L. Miller, G. Schmidt and L. Pandolfo, 1999: Simulation of recent northern winter climate trends by greenhouse-gas forcing. *Nature*, **399**, 452–455.
- Shutts, G. J., 1983: The propagation of eddies in diffluent jetstreams: Eddy vorticity forcing of 'blocking' flow fields. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **109**, 737–761.
- Shutts, G. J., 1986: A case study of eddy forcing during an Atlantic blocking episode. *Adv. Geophys.*, **29**, 135–162.

- Sickmüller, M., R. Blender and K. Fraedrich, 2000: Observed winter cyclone tracks on the northern hemisphere in re-analysed ECMWF-data. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **126**, 591–620.
- Simmons, A. J., J. M. Wallace and G. W. Branstator, 1983: Barotropic wave propagation, and instability, and atmospheric teleconnection patterns. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1363–1392.
- Sura, P., F. Lunkeit and K. Fraedrich, 2000: Decadal variability in a simplified wind driven ocean model. *J. Phys. Oceanogr.*, **30**, 1917–1930.
- Talkner, P. and R. O. Weber, 2000. Power spectrum and detrended fluctuation analysis: application to daily temperatures. *Phys. Rev. E*, **62**, 150–160.
- Tass, P., M. G. Rosenblum, J. Weule, J. Kurths, A. Pikovsky, J. Volkmann, A. Schnitzler and H.–J. Freund, 1998: Detection of n:m phase locking from noisy data: Application to magnetoencephalography. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 3291–3294.
- Thompson, D. W. J. and 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. and J. M. Wallace, 2000: Annular modes in the extratropical circulation. Part I: Month-to-Month variability. *J. Climate*, **13**, 1000–1016.
- Torrence C. and G. P. Compo, 1998: A practical guide to wavelet analysis. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **79**, 61–78.
- Trenberth, K. E., 1991: Storm tracks in the southern hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 2159–2178.
- Tsou, C.–H. and P. J. Smith, 1990: The role of synoptic/planetary-scale interactions during the development of a blocking anti-cyclone. *Tellus*, **42**, 174–193.
- Tung, K. K. and R. S. Lindzen, 1979: A theory of stationary long waves. Part I: Simple theory of blocking. *Mon. Weather Rev.*, **107**, 714–734.
- von Storch, H. and F. Zwiers, 1998: Statistical analysis in climate research. Cambridge University Press, 510 pp.
- Walker, G. T. and E. W. Bliss, 1932: World Weather V. *Mem. R. Meteorol. Soc.*, **4**, 53–83.

- Wallace, J. M., 2000: North Atlantic Oscillation/annular mode: Two paradigms—one phenomenon. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **126**, 791–805.
- Wallace, J. M. and D. S. Gutzler, 1981: Teleconnections in the geopotential height field during the northern hemisphere winter. *Mon. Weather Rev.*, **109**, 785–812.
- Walter, K., U. Luksch and K. Fraedrich, 2001: A response climatology of idealized SST anomaly experiments with and without storm-track. *J. Climate*, **14**, 467–484.
- Wu, P., 1993: Nonlinear resonance and instability of planetary waves and low-frequency variability in the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 3590–3607.

Hiermit erkläre ich, daß ich die vorliegende Arbeit unter Verwendung der angegebenen Literaturquellen selbstständig angefertigt habe.

Hamburg, den