

Alfred-Wegener-Institut  
für Polar- und Meeresforschung  
Forschungsstelle Potsdam

Klimavariabilität  
der Tropo - und Stratosphäre  
in einem globalen gekoppelten  
Atmosphäre - Ozean - Modell  
mit vereinfachter  
stratosphärischer Chemie

Dissertation  
zur Erlangung des akademischen Grades  
“doctor rerum naturalium”  
(Dr. rer. nat.)  
in der Wissenschaftsdisziplin Physik der Atmosphäre

eingereicht an der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Universität Potsdam

von  
Sascha Brand

Potsdam, den 24. Juli 2007

Dieses Werk ist unter einem Creative Commons Lizenzvertrag lizenziert:  
Namensnennung - Keine kommerzielle Nutzung - Weitergabe unter gleichen  
Bedingungen 2.0 Deutschland

Um die Lizenz anzusehen, gehen Sie bitte zu:

<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/2.0/de/>

Elektronisch veröffentlicht auf dem  
Publikationsserver der Universität Potsdam:  
<http://opus.kobv.de/ubp/volltexte/2008/1660/>

urn:nbn:de:kobv:517-opus-16602

[<http://nbn-resolving.de/urn:nbn:de:kobv:517-opus-16602>]

# Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die atmosphärische Klimavariabilität innerhalb des neuen globalen gekoppelten Atmosphäre-Ozean-Meereis-Modelles (AOGCM) ECHO-GiSP mit vereinfachter stratosphärischer Chemie (bis 80 km) untersucht. Es wurden 2 Simulationen über 150 Jahre durchgeführt. In der Referenzsimulation (RS) wurde die atmosphärische Chemie einseitig durch die Modelldynamik gesteuert. In der interaktiven Simulation (IS) wurde zudem die über den Strahlungsantrieb des Modelles erfolgende Rückkopplung zwischen Chemie und Dynamik berücksichtigt. Dies ist die erste Langzeitsimulation eines voll gekoppelten globalen AOGCM mit interaktiver Chemie.

Beide Simulationen sind hinsichtlich ihrer Chemie und Dynamik stabil, zeigen aber Änderungen der troposphärischen und stratosphärischen Zirkulation in der IS. Die atmosphärische Mode der Arktischen Oszillation (AO) prägt sich verschieden aus, wobei die IS eine schwächere AO aufweist, und gegenüber der RS die negative Phase der AO bevorzugt. Diese zeigt in der Troposphäre einen abgeschwächten zonalen Grundstrom der mittleren Breiten infolge verringerter meridionaler Temperaturgradienten. In der Stratosphäre kommt es zu einer Erwärmung und Abschwächung des Polarwirbels. Die Reduzierung der AO durch die Chemie-Dynamik-Rückkopplung (CDR) ist eine wichtige Erkenntnis, da frühere Klimasimulationen die AO meist überschätzten.

Die Muster der zeitlichen Variabilität auf interannualen bis dekadischen Skalen ähneln sich für beide Simulationen. In der IS verstärkt sich aber die Variabilität in der Troposphäre, in der Stratosphäre schwächt sie sich ab. Wegen des verringerten dynamischen Antriebes durch den Polarwirbel schwächt sich dort auch die Meridionalzirkulation (MZ) ab, obwohl in der Troposphäre die MZ, und damit die Subtropen-Jets verstärkt werden. Zudem kommt es in den Tropen zu einem AO-abhängigen Temperatureffekt durch stratosphärische Ozonschwankungen. Allgemein verschiebt sich aufgrund der interaktiven CDR das dynamische Gleichgewicht zwischen Troposphäre und Stratosphäre. Dies wirkt sich auch auf die Wellenanregung der Atmosphäre aus, wie die Eliassen-Palm-Flüsse zeigen. Dabei gibt es u.a. eine Verstärkung der Stormtracks in der IS, sowie bessere Ausbreitungsbedingungen transienter planetarer Wellen in der Stratosphäre.

Da in den durchgeführten Simulationen die troposphärischen Randbedingungen der chemischen Spezies fixiert wurden, wurde noch ein Sensitivitätstest (25 Jahre) durchgeführt, ebenfalls mit interaktiver CDR. Dabei wurde das vorgegebene troposphärische Ozon deutlich verringert (bis zu Faktor 10). Insgesamt bestätigte diese Simulation die dynamischen Veränderungen gegenüber der RS. Trotzdem zeigte sich ein wesentlicher Einfluß der Ozonrandbedingungen v.a. auf die troposphärischen Temperaturen, und damit auch auf die Dynamik. So ist z.B. ein Teil der Verstärkung der Subtropen-Jets im Vergleich zur RS thermisch bedingt. Dies bedeutet, daß in Zukunft die interaktive CDR auch in der Troposphäre voll berücksichtigt werden muß.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Zusammenfassung</b>	<b>i</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Motivation . . . . .	1
1.2 Zielsetzung . . . . .	3
<b>2 Das gekoppelte Klimasystem</b>	<b>6</b>
2.1 Beobachtetes Klima . . . . .	7
2.2 Prozesse . . . . .	11
2.2.1 Atmosphäre . . . . .	12
2.2.1.1 Großskalige Dynamik . . . . .	12
2.2.1.2 Stratosphärische Chemie . . . . .	17
2.2.2 Ozean . . . . .	23
2.2.3 Meereis . . . . .	25
2.2.4 Landoberflächen . . . . .	26
<b>3 Das globale gekoppelte AOGCM ECHO-GiSP</b>	<b>28</b>
3.1 Übersicht . . . . .	28
3.2 Die Modellkomponenten . . . . .	30
3.2.1 Das Atmosphärenmodell ECHAM4 . . . . .	30
3.2.2 Das Ozean-Meereis-Modell HOPE-G . . . . .	34
3.2.3 ISC - Integrierte Stratosphärische Chemie . . . . .	37
3.3 Parallelisierung und Vektorisierung . . . . .	41
3.4 Modellsimulationen . . . . .	42
3.4.1 Referenzsimulation ohne Chemie-Dynamik-Rückkopplung . . . . .	42
3.4.2 Simulation mit interaktiver stratosphärischer Ozonchemie . . . . .	43
3.4.3 Simulation mit interaktiver stratosphärischer Ozonchemie und modifiziertem troposphärischen Ozon . . . . .	44
<b>4 Analysemethoden</b>	<b>45</b>
4.1 Lineare Trendanalyse . . . . .	45
4.2 Signifikanzabschätzungen . . . . .	47
4.3 Berechnung Empirischer Orthogonaler Funktionen . . . . .	48
4.4 Wavelet-Analyse . . . . .	49
4.5 Eliassen-Palm-Flüsse . . . . .	51

<b>5</b>	<b>Analysen der Modellsimulationen</b>	<b>54</b>
5.1	Stabilität der Modellchemie . . . . .	54
5.1.1	Übersicht . . . . .	55
5.1.2	Trendanalysen . . . . .	61
5.2	Das Modellklima des Referenzlaufes . . . . .	63
5.2.1	Dynamische Variablen . . . . .	64
5.2.2	Chemische Spezies . . . . .	73
5.3	Das Modellklima des interaktiven Laufes . . . . .	78
5.3.1	Dynamische Variablen . . . . .	79
5.3.2	Chemische Spezies . . . . .	89
5.4	Die Arktische Oszillation in den Modellläufen . . . . .	91
5.5	Eliassen-Palm-Flüsse in den Modellläufen . . . . .	105
5.6	Der Einfluß des troposphärischen Ozons . . . . .	113
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>122</b>
<b>A</b>	<b>Rosenbrock-Verfahren &amp; Gleichungslöser ROS3</b>	<b>127</b>
<b>B</b>	<b>LU-Dekomposition</b>	<b>133</b>
<b>C</b>	<b>Jahresgang chemischer Randbedingungen</b>	<b>134</b>
<b>D</b>	<b>Spektralmethode</b>	<b>137</b>
<b>E</b>	<b>ISC: Spezies, Reaktionen &amp; Reaktionskonstanten</b>	<b>140</b>
	Literaturverzeichnis	146
	Abbildungsverzeichnis	162
	Tabellenverzeichnis	166
	Danksagung	168

# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Motivation

Seit jeher war das Schicksal der menschlichen Zivilisation eng an die jeweils herrschenden Wetter- und Klimaverhältnisse gekoppelt. So waren beispielsweise die germanischen Völkerwanderungen des Frühmittelalters neben anderen Faktoren auch durch ungünstiger werdende klimatische Rahmenbedingungen und damit verbundene Nahrungsknappheit vor allem in Ost- und Mitteleuropa bedingt. Mit dem späteren Fortschreiten der wirtschaftlichen und technischen Möglichkeiten wurde diese Abhängigkeit des Menschen von den klimatischen Umständen abgemildert, so daß zunehmend auch das allgemeine Bewußtsein hierfür schwand. Erst in den letzten Jahrzehnten, als sich die Anzeichen für einen drastischen, in seinen Ausmaßen zunächst kaum abzuschätzenden Klimawandel immer mehr verdichteten [s. z.B. *Trenberth, 1990; Serreze et al., 2000, 1997; Corti et al., 1999; Rothrock et al., 1999; Vinnikov et al., 1999; Manzini et al., 2003*], kam es hier zu einem Umdenken. Dabei rückte nach und nach die Diskussion um den anthropogenen Anteil an den beobachteten Klimaänderungen in den Mittelpunkt des Interesses [*Wallace et al., 1996; Stott et al., 2000; Bengtsson et al., 1999*].

In dieser Hinsicht ist vor allem der durch Nutzung fossiler Brennstoffe und die daran gekoppelte Freisetzung strahlungswirksamer atmosphärischer Spurengase verursachte zusätzliche Treibhauseffekt zu nennen [*Roelofs et al., 1997; Rind et al., 1998*]. Die möglicherweise daraus resultierenden Folgen sind vielfältig [*Cubasch und Kasang, 2000*], allen voran werden eine globale troposphärische Erwärmung, Dürrekatastrophen infolge verringerter Niederschläge, die Zunahme von Extremereignissen wie Stürmen und Wirbelstürmen, aber auch der Anstieg des Meeresspiegels aufgrund abschmelzender polarer Gletscher und Eisschilde diskutiert. Es ist an dieser Stelle allerdings klar zu sagen, daß die öffentliche Wahrnehmung dieser Problematik insofern unzureichend differenziert ist, als daß dabei einerseits nur selten die natürliche Variabilität des Klimasystems berücksichtigt wird, und andererseits Klimaänderungen pauschal mit den genannten negativen Folgen assoziiert werden.

Beides überdeckt zum Teil die Tatsache, daß vom wissenschaftlichen Standpunkt aus die genauen Ursachen, und vor allem die Mechanismen und Folgen sowohl anthropogener, als auch natürlicher Klimaänderungen noch längst nicht abschließend geklärt sind [z.B. *Wood et al., 1999; Manabe und Stouffer, 1999; Fyfe et al., 1999; Rind et al., 2005; Dethloff et al., 2006*]. Dies gilt insbesondere auch für die resultierenden regionalen Auswirkungen [*Rodwell et al., 1999; Hurrel, 1995*]. Schon daher ist und bleibt das allgemeine Verständ-

nis des Klimasystems Erde und seiner vielschichtigen Kopplungsmechanismen eine der wichtigsten wissenschaftlichen Herausforderungen unserer Zeit. Dabei steht natürlich außer Frage, daß eine vernünftige und verantwortungsbewußte Umweltpolitik auch unabhängig von einer detaillierten Quantifizierung des mit Sicherheit existierenden und auch signifikanten anthropogenen Beitrages zum globalen Klimawandel möglich sein muß.

Nach dem aktuellen Stand der Forschung hinsichtlich der natürlichen Klimavariabilität werden die Ursachen hierfür vor allem im Zusammenspiel und der nichtlinearen Kopplung verschiedener Klimakomponenten mit der Atmosphäre gesehen. Auf dekadischen und längeren Zeitskalen können Klimaänderungen überwiegend mit der Variation wichtiger externer Faktoren, wie der Erdbahnparameter oder der Solarstrahlung in Verbindung gebracht werden. Ebenfalls denkbar sind aber zudem auch schwankende atmosphärische Aerosol- oder Spurenstoffgehalte [Cubasch *et al.*, 1997], sowie die gegenseitige Anregung von Atmosphäre und Ozean, bzw. Meereis [Handorf *et al.*, 1999; Rinke *et al.*, 2006]. Dies schließt allerdings Kopplungsprozesse allein innerhalb der Atmosphäre nicht aus [Hansen *et al.*, 1997; Dethloff *et al.*, 1998], speziell auch zwischen Stratosphäre und Troposphäre [Wittmann *et al.*, 2004; Salby und Callaghan, 2004].

Um solche und ähnliche Mechanismen näher zu untersuchen, erweist es sich als unerlässlich, auf die Möglichkeiten der Klimamodellierung zurückzugreifen. Entscheidend hierfür ist nicht zuletzt, daß der Klimaforscher / Meteorologe nicht wie z.B. der Physiker oder Chemiker im eigentlichen Sinne experimentieren kann. De facto gibt es mit dem Klimasystem selbst nur eine "Versuchsordnung", und damit wiederum lediglich nur einen "Versuch", nämlich das real ablaufende Wetter und Klima. Zumindest kann das dabei betrachtete "Versuchsintervall", und dadurch der Umfang der zur Analyse bereitstehenden Stichprobe, über den vergleichsweise kurzen Zeitraum der historischen Messungen und Aufzeichnungen hinaus mit Hilfe der Methoden der Paläoklimatologie deutlich verlängert werden.

Dies ist jedoch schon wegen der zeitlichen und räumlichen Lückenhaftigkeit der rekonstruierten Daten, sowie der Einschränkung auf nur wenige Variablen, meist Temperatur oder Niederschlag, nicht ausreichend. Zudem ist es anhand von quasi eindimensionalen Datenreihen oft nicht, oder nur sehr schwer möglich, einzelne Prozesse oder Komponenten des gekoppelten Klimasystems in ihren Wechselwirkungen mit dem Gesamtsystem zu analysieren. Selbst mit Hilfe der Klimamodellierung ist dies immer noch eine nicht-triviale und sensible Aufgabe, es bietet sich aber im Prinzip die zusätzliche Möglichkeit, unter jeweils genau definierten Anfangs- und Randbedingungen, sowie bei Ausgabe der vollen, vierdimensionalen Felder (inkl. Zeitabhängigkeit) aller interessierenden Variablen gleich mehrere entsprechend variierte Klimasimulationen durchzuführen.

Erst dadurch kann, neben einer möglichen Fokussierung auf die Modellierung besonders interessant erscheinender klimatologischer Situationen, eine wirklich prozessorientierte Analyse der zugehörigen Rückkopplungseffekte erfolgen. Im Prinzip läßt sich dies auch auf unterschiedlichen Stufen der Komplexität, sowie mit unterschiedlicher räumlicher und zeitlicher Auflösung und Abdeckung des Modelles betrachten. Natürlich muß dabei auch die im Allgemeinen nichtlineare Natur des gekoppelten Klimasystems berücksichtigt werden, nach der ein beliebiges, irgendwo detektiertes Klimasignal nicht unbedingt der Summe seiner Ursachen entspricht.

Ein wichtiges Spezialgebiet innerhalb der Klimamodellierung, daß sich gerade in der letzten Dekade rasch entwickelt hat, ist die Beschäftigung mit Fragen der Chemie der

Atmosphäre [Rasch et al., 1995; Austin et al., 2002; Shindell et al., 2006]. Chemische Vorgänge sind zum Beispiel deshalb von Bedeutung, da sie, besonders in der Stratosphäre, den Strahlungshaushalt der Erde steuern [Roelofs et al., 1997; Crutzen et al., 1999], aber z.B. auch in der Troposphäre im Verein mit dynamischen Vorgängen Effekte wie Smog oder Sauren Regen bedingen können [Crutzen, 1994]. Hinsichtlich der jeweiligen Strahlungsbilanz ist zu sagen, daß diese über die resultierenden Temperaturen direkten Einfluß auf die atmosphärische Dynamik hat [Nathan und Cordero, 2006; Graf und Walter, 2005].

Umgekehrt beeinflussen auch dynamische Änderungen signifikant die atmosphärische Chemie, da z.B. stratosphärische(r) Ozonbildung und -abbau hochgradig temperaturabhängig sind [Barnett et al., 1975; Luther et al., 1977, Morcrette et al., 1986]. So würde eine Abkühlung in der Stratosphäre [Ramaswamy, 2001], welche mit einer globalen troposphärischen Erwärmung verknüpft wird, die gesamte stratosphärische Gasphasenchemie verlangsamen, gleichzeitig aber den katalytischen Ozonabbau in der polaren unteren Stratosphäre verstärken, da dort die heterogene Chloraktivierung auf Polaren Stratosphärenwolken (PSC's) [Crutzen und Arnold, 1986] intensiviert würde.

## 1.2 Zielsetzung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit steht die Kopplung von Dynamik, Strahlung und Ozonchemie der mittleren Atmosphäre im Vordergrund. Diese wechselseitige Abhängigkeit von dynamischen und chemischen Prozessen erfolgt über die Absorption kurzweiliger (solarer) Strahlung und den Transport der dabei relevanten Spurenstoffe in der Stratosphäre selbst, aber auch durch die Kopplung mit der troposphärischen Zirkulation. Solch eine Kopplung kann zum Beispiel über eine Modifizierung der Stärke des Polarwirbels zustande kommen, die sich von der Stratosphäre in die Troposphäre fortpflanzen [Holton et al., 1995; Baldwin und Dunkerton, 1999; Perlwitz und Graf, 2001; Graf und Walter, 2005], und dort sowohl die stationären, als auch die transienten Anteile der troposphärischen Wellen beeinflussen kann [Da Silva und Lindzen, 1993; Wittmann, 2004].

Da aber andererseits gerade die Dissipation aufsteigender troposphärischer Wellen in den Randbereichen des stratosphärischen Wirbels [Charney und Drazin, 1961; Scinocca und Haynes, 1998] eine wesentliche Energiequelle der stratosphärischen Dynamik darstellt, ist offensichtlich, wie wichtig eine Untersuchung der Chemie-Dynamik-Rückkopplung der Stratosphäre ist. Die Einschränkung auf die Modellierung einer vereinfachten stratosphärischen Chemie hat dabei mehrere Gründe. Einerseits wurde dieser zumindest auf Klimaskalen, also allgemein von annual-interannual über dekadisch und aufwärts, grundlegende Klimamechanismus bisher nicht innerhalb eines komplexen, gekoppelten und globalen Atmosphäre-Ozean-Meeris-Modelles (AOGCM), d.h. innerhalb eines sonst möglichst realistischen Klimamodelles, untersucht. Das liegt auch daran, daß noch vor wenigen Jahren einfach nicht die hierzu erforderliche Rechenkapazität vorhanden war, jedenfalls nicht für die Kopplung einer quasi-realistischen Atmosphärenchemie.

Gleichzeitig wurden aber Chemiemodule als chemische Boxmodelle oder, in Kopplung mit allgemeinen Zirkulationsmodellen (GCM's), als Chemietransportmodelle betrieben [z.B. Cariolle et al., 1990; Steil, 1999] und insbesondere hinsichtlich der besonders umfangreichen troposphärischen Chemie immer weiter verfeinert, so daß sie in dieser Form auch heute wiederum zu rechenaufwändig für den Einbau in voll gekoppelten "State-of-

the-art” - Klimamodellen wären. Deshalb muß man sich zur Durchführung von Klimasimulationen auf dekadischen bis säkularen Zeitskalen (Jahrzehnte bis Jahrhunderte), die aber zur Untersuchung dynamischer Kopplungseffekte notwendig sind, auf vereinfachte chemische Gleichungssysteme beschränken. Dies führt direkt zum Ansatz einer vereinfachten stratosphärische Chemie innerhalb der dann aber voll gekoppelten Atmosphäre-Ozean-Meereis - Modellierung.

Frühere Klimastudien mit Schwerpunkt auf der Dynamik der mittleren Atmosphäre verwendeten in der Hauptsache lediglich atmosphärische allgemeine Zirkulationsmodelle (GCM's) mit unterschiedlichen Parameterisierungen der wichtigsten *fest vorgegebenen* Chemie-Rückkopplungen [z.B. *Manzini und Bengtsson*, 1996; *Shindell et al.*, 1998a, 1998b]. Integrationen mit interaktiver Chemie wurden dabei nur für kurze Zeitscheiben durchgeführt [*Eckman et al.*, 1996]. Ähnliche Simulationen gab es auch von *Austin et al.* [2000] und *Austin* [2002], während *Dameris et al.* [1998] und *Hein et al.* [2001] sich auf die untere Stratosphäre konzentrierten, da ihre Modelle eine Obergrenze bei etwa 30 km Höhe aufwiesen. Obwohl diese Höhe im Prinzip ausreicht, um im Wesentlichen die beobachtete Variabilität und Charakteristik der Atmosphäre zu reproduzieren, kann eine Modellobergrenze in der mittleren Stratosphäre zu unerwünschten Effekten durch den oberen Modellrand führen [*Boville und Cheng*, 1988].

Weiterhin ergibt sich das Problem des “Abschneidens” wichtiger Teile der mittleren meridionalen Brewer-Dobson-Zirkulation in der oberen Stratosphäre und in der Mesosphäre. Dadurch kann es nicht zu einem adäquaten abwärtsgerichteten Massentransport in polaren Breiten kommen. Um den damit verbundenen “Downward Control”-Mechanismus, der insbesondere für die Temperaturen und Treibhausgaskonzentrationen innerhalb des Polarwirbels entscheidend ist [*Holton et al.*, 1995; *Haynes et al.*, 1991; *Rind et al.*, 1999], explizit in die Modellierung einzubeziehen, sollten deshalb wesentlich höhere Modellobergrenzen für Arbeiten zur mittleren Stratosphäre verwendet werden. Eine entsprechende Studie mit einem Modell bis 75 km Höhe findet sich z.B. bei *Boville* [1995], oder, auf der Basis mehrerer 20-Jahr-Läufe mit einer Modellobergrenze von 80 km, bei *Steil et al.* [2003], allerdings mit speziellem Fokus allein auf atmosphärischer Chemie.

In der vorliegenden Arbeit werden Ergebnisse zweier 150-Jahr-Läufe mit dem neuentwickelten gekoppelten AOGCM (Atmosphäre Ocean General Circulation Model) ECHO-GiSP mit einer Modellobergrenze von 80 km Höhe und interaktiver Stratosphärenchemie präsentiert. Zum ersten Mal wurden Simulationen dieser Dauer mit einem voll gekoppelten globalen Atmosphäre-Ozean-Meereis-Modell durchgeführt. Da dabei die atmosphärischen Randbedingungen interaktiv durch das zugehörige Ozean-Meereis-Modell geliefert werden, können wichtige dynamische Atmosphäre-Ozean-Kopplungsprozesse, wie bei *Latif et al.* [2000], *von Storch et al.* [2000], *Dethloff et al.* [2006] oder *Rinke et al.* [2006] diskutiert, mit in die Betrachtung einbezogen werden.

Eine realistische Kopplung dieser beiden Klimasystemkomponenten (Atmosphäre und Ozean) erscheint als notwendige Voraussetzung, um überhaupt sinnvoll Kopplungsmechanismen und dekadische Variabilität infolge interaktiver Abhängigkeiten zwischen atmosphärischer Chemie und Dynamik studieren zu können. Das Modell in der für diese Studie verwendeten Version ist dabei in der Lage, sowohl eine realistische dekadische Variabilität, als auch die meisten beobachteten stratosphärischen Strukturen zu erzeugen. Das eingebaute Chemie-Modul kann hinsichtlich zukünftiger Fragestellungen leicht angepaßt, bzw. erweitert werden.

Im Weiteren folgt zunächst eine Zusammenfassung der wichtigsten Charakteristika und Prozesse des aktuellen Klimas (Kapitel 2), wobei ausführlich auf die stratosphärische Chemie eingegangen wird. Anschließend gibt Kapitel 3 eine Übersicht über das im Rahmen der vorliegenden Arbeit verwendete gekoppelte Atmosphäre-Ozean-Meereis Modell mit interaktiver stratosphärischer Chemie (ECHO-GiSP). In Kapitel 4 werden einige spezielle Analysemethoden vorgestellt, die für den Hauptteil der Arbeit, die Auswertung der Modelldaten in Kapitel 5, herangezogen wurden. Schließlich (Kapitel 6) werden noch die wesentlichen Ergebnisse der Arbeit zusammengefaßt und diskutiert.

## Kapitel 2

# Das gekoppelte Klimasystem

Das Klimasystem setzt sich aus verschiedenen, sehr unterschiedlichen Komponenten zusammen, deren wichtigste zweifellos die Atmosphäre, also der Einflußbereich der Lufthülle der Erde, ist. Weitere “Sphären” sind die Hydrosphäre (Ozeane und Gewässer aller Art), die Kryosphäre (Eis und Meereis), die Biosphäre (Pflanzen und Lebewesen) oder auch die Geosphäre (feste Erde). Alle diese Komponenten stellen Regime dar, die unterschiedliche Rahmenbedingungen liefern, unter denen eine Vielzahl physikalischer oder chemischer Prozesse abläuft, und damit das Gleichgewicht des gekoppelten Klimasystems beeinflusst.

Um einen ersten Einblick in diese z.T. sehr komplexen und in den verschiedensten Kombinationen auch zwischen den Klimasphären untereinander wechselwirkenden Klimaprozesse zu bekommen, besteht die herkömmliche, historisch gewachsene Herangehensweise darin, zunächst Mittelwerte und Varianzen der *meteorologischen* Variablen auf den interessierenden *klimatologischen* Zeitskalen zu bilden. Es wird damit von vornherein ein Schwerpunkt auf das Verhalten der Atmosphäre gelegt, da dieses einerseits die größten direkten Auswirkungen für den Menschen hat, und andererseits vergleichsweise kurze Anpassungszeiten bezüglich möglicher Störungen oder Schwankungen innerhalb des Klimasystems zeigt. Dies erleichtert wissenschaftliche Analysen der entsprechenden Abhängigkeiten. Erst in den letzten Jahrzehnten wurde im Rahmen der Klimamodellierung verstärkt auf die Diversität und Kopplung auch der anderen Klimasystemkomponenten eingegangen.

Hinsichtlich der Zeitskala für die klimatologische Mittelbildung werden abhängig von der jeweiligen Fragestellung normalerweise Monate, eine Jahreszeit oder auch mehrere Jahre zugrundegelegt, und auch hinsichtlich des Bezugssystems gibt es verschiedene Varianten. Die klassische ist die statistische Auswertung bezüglich konkreter Orte, wobei man dann z.B. das trockene mediterrane Klima in Alexandria von dem feuchtgemäßigten Klima in Amsterdam unterscheidet. Die moderne Variante ist die gesamtheitliche Betrachtung der räumlichen Felder von Mittelwerten und Variabilitäten, also eine Erweiterung der lokalen auf eine regionale, bzw. globale Sichtweise. Zudem ist zur Diskussion möglicher Klimaänderungen auch noch eine zeitlich gleitende Mittelbildung erforderlich, um auf diese Weise entsprechende Trends erkennen und quantifizieren zu können.

Im Rahmen des nachfolgenden Abschnittes (2.1) wird zunächst ein Überblick über das heutige Klima gegeben, ohne dabei bereits näher auf die zugrundeliegenden physikalischen Mechanismen einzugehen. Anschließend (2.2) werden dann die wichtigsten Prozesse in Verbindung mit der Atmosphäre (2.2.1), dem Ozean (2.2.2), dem Meereis (2.2.3)

und den Landoberflächen (2.2.4) gesondert dargestellt. Dies sind gerade diejenigen Komponenten des Klimasystems, die innerhalb der globalen, gekoppelten Modellierung der vorliegenden Arbeit explizit berücksichtigt wurden, wobei die hier gegebene Zusammenfassung als Voraussetzung für die spätere Diskussion der Modellergebnisse (Kapitel 5) zu sehen ist.

## 2.1 Beobachtetes Klima

Ein erstes wesentliches Charakteristikum des globalen Klimas ist die deutliche vertikale Strukturierung der Atmosphäre. Innerhalb der meteorologisch interessanten Höhenbereiche bis etwa 100 km zeigen sich hier insgesamt 4 klar unterschiedene Schichten [s. *Brasseur und Solomon*, 1984]. Die Abgrenzung läßt sich dabei am einfachsten über die klimatologische Mitteltemperatur vornehmen, die vom Boden her zunächst abnimmt (Troposphäre), um dann erst gleichzubleiben und anschließend wieder anzusteigen (Stratosphäre). Es folgen eine weitere Temperaturabnahme (Mesosphäre) und eine erneute Temperaturzunahme (untere Thermosphäre). Die Grenzflächen zwischen den Schichten sind die Tropopause ( $\approx 8 - 17$  km), die Stratopause ( $\approx 50$  km) und die Mesopause ( $\approx 85$  km). Die Tropopause liegt dabei in den Tropen höher als in den polaren Breiten, während die Stratopause und Mesopause kaum eine meridionale Differenzierung zeigen. Oberhalb der unteren Thermosphäre, d.h. ab 100 km Höhe, beginnt die sonst hinsichtlich ihrer Hauptbestandteile (Stickstoff, Sauerstoff, Edelgase u.s.w.) gut durchmischte Atmosphäre sich zu entmischen, wodurch es dann zu einer vertikalen Verteilung der beteiligten Konstituenten entsprechend ihrer Atom- oder Molekülmasse kommt, mit einem Gürtel reinen Wasserstoffes am äußersten Rand der Atmosphäre.

Neben der grundlegenden vertikalen Schichtung der Atmosphäre gibt es im klimatologischen Mittel auch eine meridionale Gliederung [Holton, 1992]. Vor allem in der Troposphäre zeigt sich dabei im Breiten-Höhen-Schnitt des Windes eine zellenartige Struktur, die unter dem Begriff "Allgemeine Zirkulation der Troposphäre" zusammengefaßt wird, da sie nicht statisch ist, sondern lediglich einen mittleren Gleichgewichtszustand ständig ablaufender dynamischer Prozesse widerspiegelt. Am Boden bildet sich dabei in den Tropen die sogenannte "äquatoriale Tiefdruckrinne", die auch mit dem Begriff der "Inner-Tropischen Konvergenz-Zone" (ITCZ) verknüpft ist, da die Bodenwinde im Mittel von beiden Hemisphären aus in diese Zone hineinwehen und somit dort konvergieren. Dies geschieht allerdings nicht in direkter Nord-Süd-, bzw. Süd-Nord-Richtung, sondern immer in Verbindung mit einer Westablenkung dieser auch als Passate bezeichneten Winde, die damit zum Nordostpassat und zum Südostpassat werden. Eine Ausnahme bildet lediglich der Südwestmonsun im Nordsommer (s.u.).

In der ITCZ kommt es zu einem großräumigen Aufsteigen der Luftmassen bis in die Nähe der Tropopause, und von dort zu einem meridionalen Abtransport in höhere Breiten beider Hemisphären, wobei diese Höhenströmungen wiederum nach Osten abgelenkt werden. In den Subtropen, bei etwa  $30^\circ N$  und  $30^\circ S$ , gibt es schließlich ein großräumiges Absinken, wodurch sich die beiden inneren, als Hadley-Zellen bezeichneten Zirkulations-"Räder" schließen. Am Boden führt dies zu einem subtropischen Hochdruckgürtel, der infolge des dynamisch bedingten Absinkens gleichzeitig eine sehr geringe Niederschlagsneigung aufweist. Dadurch erklärt sich die Entstehung vieler in dieser Zone liegender Wüsten, wie z.B. der Sahara, der Namib oder der Atacama, um nur einige zu nennen. Im Gegensatz zu den Tropen bilden sich in den polaren Bereichen aufgrund niedriger

Temperaturen und großräumigen Absinkens polare thermische Hochdruckgebiete (z.B. das sibirische Kältehoch), wobei am Boden Luft äquatorwärts abfließt, in der Höhe hingegen polwärts antransportiert wird. Dabei gibt es wiederum eine zonale Ablenkung des Windes, die bodennah zu für die Polargebiete charakteristischen östlichen Windkomponenten führt. Im Grenzbereich zu den mittleren Breiten, d.h. bei etwa  $60^{\circ}N$  und  $60^{\circ}S$ , werden die polaren Zellen durch im Mittel aufsteigende Luftmassen geschlossen. Zwischen diesen subpolaren Tiefdruckrinnen und den subtropischen Absinkgebieten wird die Allgemeine Zirkulation der Troposphäre noch durch entsprechende polwärtige Meridionalwinde am Boden und äquatorwärtige Windkomponenten in der Höhe vervollständigt, wobei diese sogenannten Ferrel-Zellen vergleichsweise schwach ausgeprägt sind. Am Boden gibt es allerdings im Mittel recht starke zonale Windkomponenten, die als Westwindbänder der mittleren Breiten bezeichnet werden.

Die beiden, nord- und südhemisphärischen, Zonen zwischen den subpolaren Tiefdruckrinnen und den Gürteln der Subtropenhochs, die sogenannten gemäßigten Breiten, sind insbesondere in der jeweiligen Wintersaison infolge großer Nord-Süd-Gradienten durch sehr wechselhaftes Wetter aufgrund starker Zyklonentätigkeit geprägt. Die Zyklonen, d.h. die instationären, in den zonalen Grundstrom eingebetteten Tiefdruckgebiete lokaler bis regionaler Größenordnung, entstehen dabei infolge instabiler Verhältnisse vor allem im Bereich der klimatologischen Scherzonen zwischen den Westwinden der gemäßigten Breiten und den Ostwinden der Polargebiete. Dieser Grenzbereich wird auch als "Polarfront" bezeichnet. In der Vergangenheit gab es dazu die sogenannte Polarfronttheorie der Zyklogese, nach der die Zyklonen allein aufgrund der Scherungsinstabilität an der Polarfront entstehen [Bjerknes, 1921; Bjerknes und Solberg, 1922]. Dies gilt heute als überholt und wurde bereits 1949 von der Theorie der baroklinen Instabilität abgelöst [Eady, 1949], jedoch trägt die Windscherung an der Polarfront dazu bei, um günstige Rahmenbedingungen für das weitere Wachstum bereits entstandener Zyklonen zu schaffen.

Eine zonale Differenzierung der bisher diskutierten mittleren troposphärischen Zirkulation zeigt eine vor allem auf Land-Meer-Kontraste zurückzuführende Bildung von quasi-stationären Druckmaxima, bzw. Druckminima innerhalb der einzelnen Klimagürtel. So finden sich beispielsweise auf der Nordhemisphäre als Teil der subpolaren Tiefdruckrinne das Islandtief über dem Nordatlantik und das Aleutentief über dem Nordpazifik, sowie im subtropischen Hochdruckgürtel das Azorenhoch im atlantischen Bereich und ein entsprechendes pazifisches Hoch nordöstlich von Hawaii. Diese klimatologischen Druckzentren sind gleichzeitig Aktionszentren der sogenannten Nord-Atlantischen Oszillation (NAO, Hurrell [1995]) einerseits, und der Pazifisch-Nordamerikanischen Oszillation (PNA), respektive der Pazifisch-Dekadischen Oszillation (PDO) andererseits [s. Trenberth und Hurrell, 1994]. Durch diese Oszillationen werden atmosphärische Variationen auf annualer bis dekadischer Zeitskala beschrieben, die mit nahezu festen Telekonnektionsmustern verbunden sind.

Dabei ist hier noch festzustellen, daß es wechselseitige Abhängigkeiten zwischen den atlantischen und pazifischen Oszillationen gibt, was wiederum unter dem Begriff der "Arktischen Oszillation" (AO, Thompson und Wallace [1998]) zusammengefaßt wird. Hiermit wird allgemein das dominierende Muster der mittleren winterlichen Luftdruckanomalien auf der Nordhemisphäre (nördlich  $20^{\circ}N$ ) bezeichnet, welches gegensätzliche Anomalien im Polbereich einerseits und im nördlichen Atlantik und Pazifik andererseits zeigt. Diese Anomalien weisen eine annähernd barotrope Struktur bis etwa in die

mittlere Stratosphäre auf, wobei die AO in der Stratosphäre nahezu zonalsymmetrisch ist, und letztlich die Stärke des Polarwirbels kennzeichnet. In ihrer positiven Phase ist der Polarwirbel schwach ausgeprägt, in ihrer negativen Phase stark. In der Troposphäre ähnelt der atlantische Anteil der AO der oben angesprochenen NAO, die den Luftdruckgegensatz zwischen Azorenhoch und Islandtief charakterisiert. In der positiven Phase der NAO, d.h. bei großen Druckunterschieden, ist die zonale Strömung über dem Nordatlantik verstärkt, was z.B. feuchtere und wärmere mitteleuropäische Winter bedeutet [Hurrell und van Loon, 1997]). Die beobachteten Schwankungen werden dabei vor allem im Winterhalbjahr deutlich. Zwar unterscheiden AO und NAO sich schon dadurch, daß die AO insgesamt stärkere Korrelationen, auch zu den hemisphärischen Temperaturanomalien, zeigt [Thompson und Wallace, 1998]), sie basieren jedoch offenbar auf den gleichen physikalischen Ursachen [Wallace, 2000; Ambaum et al., 2001; Sempff et al., 2007a/b], auch wenn diese bisher noch nicht abschließend geklärt sind. Diskutiert werden eine dekadische Rückkopplung zwischen den Luftdruckanomalien der AO/NAO mit der Meereisbedeckung der Arktis [Mysak und Venegas, 1998]), oder auch zwischen der ozeanischen Zirkulation des Nordatlantik und der atmosphärischen Zirkulation [Grötzner et al., 1998]. Im zweiten Fall wäre die Reaktionszeit des Ozeans auf den atmosphärischen Antrieb (Windstress) maßgeblich für die sich ausbildende Schwingungsfrequenz der gekoppelten Atmosphäre-Ozean-Mode.

Ein weiteres, in diesem Fall zonales, gekoppeltes Atmosphäre-Ozean-Zirkulationsmuster, das insbesondere im pazifischen Raum von Bedeutung ist, ist die sogenannte Walker-Zirkulation. Diese existiert über dem Pazifik direkt am Äquator, wobei im Westpazifik über Südostasien infolge der hohen Oberflächentemperaturen des Ozeans (westpazifischer Wärmepool) feuchtwarme Luft aufsteigt, ohne zusätzliche Ablenkung (Corioliskraft ist Null) zonal nach Osten versetzt wird, um dort vor der südamerikanischen Küste wieder abzusinken. Die Schließung der Walker-Zirkulation erfolgt durch eine westwärtige oberflächennahe Strömung der Atmosphäre, aber auch des Ozeans (pazifische Äquatorialströmung). Gleichzeitig koexistiert im Ozean noch eine sogenannte äquatoriale "Gegenströmung", die sich auf interannualer bis dekadischer Zeitskala, einhergehend mit einer Erwärmung der Meeresoberfläche vor Südamerika, drastisch verstärken kann [Trenberth und Hurrell, 1994]. In dieser Situation dreht sich die Walkerzirkulation praktisch um, mit atmosphärischem Aufsteigen im Ostpazifik und entsprechendem Absinken im Westpazifik. Diese El Nino ("Das Kind") genannte Anomalie ist mit weitreichenden Folgen, insbesondere im pazifischen Raum, verknüpft. Das Absinken über Indonesien führt dort zu Trockenheit und großen Waldbränden, während es in Südamerika z.T. Überschwemmungen infolge starker Regenfälle, aber auch ein Fischsterben, bzw. eine Abwanderung dieser Nahrungsquelle wegen des für viele Arten zu warmen und zu nährstoffarmen Wassers gibt. El Nino ist daher im Gegensatz zu der als La Nina ("Das Mädchen") bezeichneten Normalsituation ein seit jeher gefürchtetes Phänomen. Der Wechsel zwischen den beiden Phasen wird dabei auch Südliche Oszillation (Southern Oscillation, SO), oder mit Schwerpunkt auf der Warmphase für Südamerika El Nino - Southern Oscillation (ENSO) bezeichnet.

Neben der Walker-Zirkulation existiert mit der thermohalinen Zirkulation noch eine weitere Mode der gekoppelten atmosphärisch-ozeanischen Variabilität, die allerdings global und auf deutlich längeren Zeitskalen abläuft. Im Nordatlantik kommt es dabei zu einem Absinken salzhaltigen Wassers bis auf den Meeresboden. Von dort fließt es als ozeanische Tiefenströmung nach Süden bis in den Südatlantik, und anschließend in den indischen

und den pazifischen Ozean, bevor es im Bereich der amerikanischen Westküste wieder aufquillt. An der Meeresoberfläche fließt dieses Wasser zurück in Richtung Indonesien, von wo es über den indischen Ozean den Südatlantik erreicht, und schließlich nach einer Zeitspanne von etwa 1000 Jahren wieder in den nordatlantischen Golfstrom, und darüber in den Nordatlantikstrom mündet. Wegen des an ein Förderband erinnernden Erscheinungsbildes der thermohalinen Zirkulation wird in diesem Zusammenhang auch einfach vom ozeanischen “Förderband” (Conveyor Belt) gesprochen [z.B. Bröcker, 1991].

Im Kontrast zu den zuvor erörterten troposphärischen oder auch troposphärisch-ozeanischen Verhältnissen ist nun die klimatologische Situation in der Stratosphäre und in der Mesosphäre zu sehen [Brasseur und Solomon, 1984, Andrews et al., 1987]. In der unteren Stratosphäre, die sich oberhalb der Tropopause direkt an die obere Troposphäre, und damit an den oberen Abschnitt der verschiedenen troposphärischen Zirkulationszellen anschließt, sind die herrschenden mittleren Verhältnisse im Prinzip den Verhältnissen in den unteren Schichten der Troposphäre entgegengesetzt. So findet sich beispielsweise über dem troposphärischen Aleutentief ein entsprechendes stratosphärisches Aleutenhoch, gleiches gilt für das Gespann Islandtief / Islandhoch. Das stratosphärische Aleutenhoch ist dabei allerdings im Mittel deutlich stärker ausgebildet, als das stratosphärische Islandhoch. Oberhalb der ITCZ, d.h. an der tropischen Tropopause und tropischen unteren Stratosphäre, ergeben sich durch adiabatische Abkühlung der beim Aufsteigen unter niedrigen Druck gelangenden zumeist äquatorialen Luftmassen besonders niedrige Mitteltemperaturen, was noch durch die schon erwähnte Tatsache unterstützt wird, daß die Tropopause in den niedrigen Breiten generell höher liegt, als in den Außertropen. Hinsichtlich der klimatologischen Mitteltemperaturen zeigt sich in der jeweiligen Sommerhemisphäre ein mittlerer meridionaler Anstieg vom Äquator zum Pol, während in der Winterhemisphäre ein Temperaturmaximum in mittleren und Temperaturminima in niedrigen *und* in hohen Breiten auftreten.

Mit zunehmender Höhe kommt es zur oben angesprochenen Erwärmung der Stratosphäre, welche aber für den Sommerpol deutlich stärker ausfällt. Es ergibt sich damit in Richtung der oberen Stratosphäre und der Stratopause einfach eine globale “Temperaturschaukel” mit einem kontinuierlichen Temperaturanstieg vom Winterpol zum Sommerpol. Dieser Temperaturgradient dreht sich über ein nahezu isothermes Stadium in den Übergangsjahreszeiten Frühling und Herbst halbjährlich um. Weiter oben, in der Mesosphäre, kehrt sich die Situation ein weiteres Mal um, wobei sich der meridionale Temperaturgradient zunächst verringert, in der mittleren Mesosphäre schließlich ganz verschwindet, und sich dann in Richtung der Mesopause mit entgegengesetztem Vorzeichen wieder aufzubauen. Zudem gibt es auch hierbei zusätzlich eine dem relativen Sonnenstand folgende jährliche Oszillation.

Hinsichtlich der mittleren zonalen Windkomponenten der Stratosphäre und Mesosphäre fallen vor allem in mittleren und hohen Breiten hochreichende Starkwindgürtel auf, die sich hinsichtlich ihrer Richtung zwischen den Hemisphären unterscheiden. Dabei weist jeweils die Winterhemisphäre Westwinde, die Sommerhemisphäre hingegen Ostwinde auf, die in beiden Fällen bis zur Stratopause anwachsen, und sich darüber, in der Mesosphäre, wieder abschwächen. Gerade die winterlichen Westwindmaxima erreichen teilweise sehr hohe Werte (40 – 50 m/s), weshalb hier auch von einem “Polar Night Jet”, einem Polarnachtstrahlstrom, gesprochen wird, *nicht* aber von einem entsprechenden “Polar Day Jet” der Sommerhemisphäre.

Anders als in der Troposphäre ergibt sich in der mittleren Atmosphäre eine meridionale Residualzirkulation, auch als Brewer-Dobson-Zirkulation bezeichnet, mit nur einer globalen Zirkulationszelle. Diese Zelle ist gekennzeichnet durch aufsteigende Luftmassen in der Sommerhemisphäre (durch die Stratopause hindurch), eine mesosphärische meridionale Ausgleichsströmung in Richtung des Winterpoles, und ein damit verbundenes polares winterliches Absinken bis nahe der Tropopause, beginnend in der Mesosphäre und oberen Stratosphäre. Zusätzlich gibt es zu jeder Jahreszeit noch einen kontinuierlichen Eintrag troposphärischer Luft durch die direkt über den Aufstiegsgebieten der Hadley-Zellen liegende tropische Tropopausenregion. Infolge dieses Durchganges eines kleinen Anteiles der aufsteigenden Luftmassen durch die Tropopause kommt es u.a. zu einem Transport troposphärischer Spurenstoffe in die Stratosphäre und Mesosphäre. Außerdem erfolgt in der unteren Stratosphäre ein meridionaler Luftmassenaustausch mit den polaren Breiten, der insbesondere auch polare chemische Prozesse stark beeinflussen kann (vgl. Abschnitt 2.2.1.2).

Eine Besonderheit der Zirkulation in der mittlerern Atmosphäre sind die 1952 von Scherhag entdeckten "Stratosphärenerwärmungen" (auch "Sudden Warmings", plötzliche Erwärmungen), der jeweiligen Winterhemisphäre. Diese werden anhand der Stärke und Intensität ihres Auftretens noch in "Major Warmings" und "Minor Warmings", d.h. in starke und schwache Stratosphärenerwärmungen unterteilt. Die Bedingung für die Einstufung als Minor Warming ist dabei lediglich das Auftreten einer Temperaturdifferenz von mindestens 25 Kelvin innerhalb weniger Tage, unabhängig vom Ort seiner Beobachtung. Allerdings können sogar Temperaturanstiege bis zu 80 Kelvin auftreten. Ein Major Warming muß dagegen zusätzlich zum absoluten Temperaturanstieg, unterhalb der 10 hPa - Druckfläche und jenseits von  $60^{\circ}N$ , bzw.  $60^{\circ}S$  sogar einen allgemeinen Temperaturanstieg zum Pol hin, sowie außerdem eine damit verbundene Umkehr von West- zu Ostwinden aufweisen, d.h. in dem angegebenen Bereich das sommerliche Verhalten zeigen. Dies geschieht im Mittel etwa alle 2 Jahre und fast ausschließlich auf der Nordhalbkugel, während Minor Warmings nahezu in jedem Winter beider Hemisphären auftreten. Eine dritte, unabhängige und weniger bekannte Form der Stratosphärenerwärmung, die mit Oszillationen des stratosphärischen Aleutenhochs in Verbindung gebracht wird, ist übrigens noch das sogenannte "Canadian Warming".

Beachtung verdient neben den Stratosphärenerwärmungen auch ein im Verhältnis zu diesen deutlich regelmäßigeres Phänomen, das in den tropischen Breiten auftritt, und ebenfalls mit dem Wechsel zwischen den stratosphärischen West- und Ostwinden in Verbindung steht. Nach den bisherigen Erläuterungen sollte man hier eigentlich, einhergehend mit dem normalen klimatologischen Jahresgang beider Hemisphären, einen halbjährlichen Wechsel zwischen den beiden angesprochenen Phasen erwarten. Tatsächlich gibt es aber im Mittel nur alle 14 Monate einen Wechsel, was eine Periode von "quasi zwei Jahren" bedingt. Entsprechend wird dieser Effekt auch als Quasi-Biennial Oscillation, quasi-zweijährige Oszillation (QBO) bezeichnet.

## 2.2 Prozesse

Bislang wurde bei der Darstellung der allgemeinen Charakteristik des gegenwärtigen Klimas weitgehend auf eine Erläuterung der zugrundeliegenden physikalisch-chemischen Mechanismen verzichtet. Natürlich wurden einige dieser Mechanismen trotzdem bereits erwähnt, jedoch soll ganz bewußt erst in den weiteren Abschnitten (2.2.1 bis 2.2.4)

eine konkrete prozessorientierte Diskussion erfolgen. Dabei ist die vorgenommene Einteilung in Prozesse der Atmosphäre, des Ozeans, des Meereises und der Landoberflächen weder vollständig, noch in allen Fällen eindeutig, da vielfache Wechselwirkungen zwischen diesen Komponenten bestehen. Vielmehr orientiert sich diese Untergliederung hauptsächlich an der Struktur des für die vorliegende Arbeit verwendeten gekoppelten globalen Klimamodelles ECHO-GiSP.

Hinsichtlich der oft nichtlinearen Wechselwirkungen innerhalb des gekoppelten Klimasystems ist allgemein noch zu bemerken, daß gerade hier ein wesentliches Motiv für die Entwicklung immer komplexerer Modelle liegt. Beispielsweise gibt es eine starke gegenseitige Abhängigkeit von Atmosphäre und Ozeanen, indem Meeresströmungen die Atmosphäre einerseits erwärmen oder kühlen, gleichzeitig aber auch durch den Wind von dieser beeinflußt werden. Darüberhinaus hängt der Salzgehalt (Salinität) der Ozeane nicht unwesentlich vom atmosphärischen Wasserkreislauf ab, weshalb eine komplexe Modellierung der Atmosphäre eigentlich nicht ohne eine daran gekoppelte interaktive Ozeankomponente auskommt. Desgleichen gilt auch für die Modellierung von Schnee, Eis oder Meereis, die infolge ihrer hohen Albedo im kurzwelligen Strahlungsbereich einen verringerten Energieeintrag des jeweiligen Untergrundes, und damit letztlich eine Abkühlung der Atmosphäre bedingen, andererseits aber selbst durch die herrschenden atmosphärischen Bedingungen, nicht nur die Temperatur, limitiert werden.

Mit der Biosphäre (Flora und Fauna), der Geosphäre (Gestein, tektonische Platten), aber auch externen Einflüssen auf das Klimasystem, wie z.B. über astronomische Schwankungen der Erdbahnparameter (Exzentrizität, Achsenneigung, etc.) oder über Variationen der Sonnenaktivität, gibt es für die Klimamodellierung im Prinzip noch eine ganze Reihe weiterer relevanter Faktoren. Diese laufen allerdings überwiegend auf sehr langen Zeitskalen ab, so daß sie für Untersuchungen mit Schwerpunkt auf interannualer bis dekadischer Klimavariabilität nicht explizit berücksichtigt werden müssen. Ganz anders verhält es sich hingegen mit der Chemie der Atmosphäre, wobei vor allem die Strahlungsrückkopplung des stratosphärischen Ozons auf die dynamischen Modellvariablen im Mittelpunkt der vorliegenden Arbeit steht. Da die chemischen Spurenstoffe Teil der Lufthülle der Erde sind, ist der entsprechende Überblick dem Abschnitt zu den atmosphärischen Klimaprozessen untergeordnet.

## 2.2.1 Atmosphäre

### 2.2.1.1 Großskalige Dynamik

Die 4 unteren Schichten der Homosphäre (durchmischte Atmosphäre bis 100 km Höhe) ergeben sich physikalisch aus der Energieaufnahme der Atmosphäre infolge Erwärmung der Erdoberfläche, Absorption ultravioletten Lichtes durch Ozon in der Stratosphäre (im Bereich 25 bis 50 km Höhe), sowie Absorption extrem hochenergetischer Strahlung durch atomaren und molekularen Sauerstoff und Stickstoff in der Thermosphäre oberhalb von 80 km Höhe. Diese zugeführte Energie wird durch partikuläre Stoßprozesse unter den verschiedenen atmosphärischen Gasen verteilt, und sorgt so über die Erwärmung der entsprechenden Schichten für die beobachtete vertikale Temperaturverteilung [s. z.B. *Brasseur und Solomon*, 1984]. Dabei kann ab etwa der mittleren bis oberen Stratosphäre von einem Strahlungsgleichgewicht ausgegangen werden kann. Dies bedeutet, daß die angesprochenen Erwärmungsprozesse sich so lange fortsetzen, bis die langwellige Wärmeausstrahlung der Atmosphäre die Zugewinne im kurzwelligen Bereich

ausgleicht. In der Troposphäre und unteren bis mittleren Stratosphäre gibt es hingegen kein Strahlungsgleichgewicht, da hier zusätzlich materielle Flüsse von sensibler und latenter Wärme ins Spiel kommen, und zwar stärker mit zunehmender Nähe zur Erdoberfläche.

Hinsichtlich der meridionalen Komposition der Troposphäre folgt die beobachtete Zellenstruktur hauptsächlich aus der breitenabhängig variierenden Erwärmung (Differentielle Erwärmung) der Troposphäre. Dadurch kommt es zu meridionalen Ausgleichsströmungen, die zusammen mit der auf der rotierenden Erde wirkenden Coriolis-Kraft die Allgemeine Zirkulation etablieren [vgl. *Holton, 1992*]. Im Prinzip wird dabei zunächst durch die starke Erwärmung in den Tropen die äquatoriale Tiefdruckrinne (bzw. ITCZ) ausgebildet, die im Jahresverlauf noch dem jeweiligen Sonnenstand folgt. Außerdem wird diese Zone durch die Verteilung von Land und Meer, sowie Vegetation, Wüsten und Gebirgen modifiziert, so daß der niedrigste Druck immer dort zu finden ist, wo in der Bilanz der Energieeintrag am größten ist, und damit eine maximale Erwärmung der sich dort befindenden vertikalen Luftsäule bedingt. Dadurch verformt sich die ITCZ z.B. im Nordsommer bis zum Himalaya, und ermöglicht den indischen Südwestmonsun, der damit lediglich eine Fortsetzung des Südostpassates der Südhemisphäre auf die Nordhalbkugel darstellt. Die Änderung der Windrichtung von Südost auf Südwest resultiert dabei aus dem Vorzeichenwechsel der Coriolisbeschleunigung am Äquator.

Entsprechend der äquatorialen Tiefdruckrinne, die sich infolge der Erwärmung in den Tropen bildet, entstehen die thermischen Hochdruckgebiete in den Polarbereichen wegen der dortigen Abkühlung, die zu einer Absenkung des Schwerpunktes der vertikalen Luftsäulen, und damit zu einem meridionalen Luftzufluß in der Höhe führt, der wiederum das Gewicht der Luftsäulen erhöht. Es sollte hier noch explizit erwähnt werden, daß sowohl die polare Abkühlung, wie auch die Erwärmung in den Tropen nicht direkt aus der solaren Einstrahlung resultieren, die unabhängig von der Breite immer Energie einträgt. Vielmehr ergeben sich die meridionalen Temperaturgradienten aus der Bilanz zwischen der solaren kurzwelligen Einstrahlung und der terrestrischen Ausstrahlung aufgrund der Temperatur von Erdoberfläche und Atmosphäre im langwelligen Bereich. In den Tropen überwiegt dabei die Einstrahlung, in den Polargebieten hingegen die Ausstrahlung. Insgesamt kommt es dadurch in der Troposphäre zu einem Gegensatz zwischen sich erwärmender Luft bei niedrigem Bodendruck in Äquatornähe und sich abkühlender Luft bei hohem Bodendruck an den Polen, der im Prinzip eine thermisch angetriebene (thermisch direkte) Zirkulation mit einem Aufsteigen der warmen Luft, Absinken der kalten Luft und den entsprechenden Ausgleichsströmungen in der Höhe (polwärts), bzw. am Boden (äquatorwärts) provoziert.

Dies wird allerdings dadurch verhindert, daß einerseits die Höhenströmung infolge der Corioliskraft nach Osten abgelenkt wird, und andererseits aufgrund der Kugelgeometrie der Erde auch das Volumen der abfließenden äquatorialen Luft viel zu groß ist, um direkt an den Polen absinken zu können. Daher gibt es bereits in den Subtropen bei etwa  $30^{\circ}N$  und  $30^{\circ}S$  das beobachtete großräumige Absinken, das am Boden zur Bildung des subtropischen Hochdruckgürtels führt. Statt jeweils einer thermisch direkten hemisphärischen Zirkulationszelle entsteht also primär auf jeder Halbkugel nur eine viel kleinere (Hadley-)Zelle in den Tropen und Subtropen, die am Boden durch die äquatorwärts gerichteten, ebenfalls aufgrund der Corioliskraft westlich abgelenkten Passate geschlossen wird.

Auf ähnliche Weise wie die Hadley-Zellen entstehen in den polaren Breiten die ebenfalls thermisch direkten polaren Zellen, die zur dynamisch bedingten Bildung der subpolaren Tiefdruckrinnen um  $60^\circ N$  und  $60^\circ S$  führen. In der Höhe kommt es dabei wegen der Corioliskraft wiederum zu östlicher, am Boden hingegen zu westlicher Ablenkung der Ausgleichsströmung, was entsprechend die beobachteten westlichen (oben), bzw. östlichen (unten) Windkomponenten verursacht. Die polaren Zellen sind geometrisch gesehen viel kleiner, und daher auch schwächer ausgeprägt, als die Hadley-Zellen. Zwischen etwa  $30^\circ$  und  $60^\circ$  kommt es auf beiden Hemisphären noch zur Bildung der jeweiligen Ferrel-Zelle, wobei sich nach Einbeziehung der Corioliskraft östliche Winde in der Höhe und westliche Winde am Boden etablieren. Die Ferrel-Zellen sind thermisch indirekt und vergleichsweise schwach ausgeprägt.

Anders als in der Troposphäre wird die Zirkulation der mittleren Atmosphäre nicht mehr in erster Linie von unten her angetrieben, sondern folgt direkt den jeweiligen Einstrahlungsverhältnissen [s. *Holton*, 1975]. Im Sommer scheint in den Polargebieten durchgängig die Sonne (Polartag), und erwärmt dadurch die stratosphärischen Spurengase und über diese die restliche Atmosphäre. Im Winter (Polarnacht) gelangt hingegen keine solare Strahlung in Polnähe, was zu einer stratosphärischen Abkühlung führt. Nimmt man noch die aufgrund der adiabatischen Abkühlung der in der tropischen Troposphäre aufsteigenden Luftmassen sehr kalte Tropopausenregion hinzu, ergeben sich für die untere Stratosphäre gerade die beobachteten Temperaturmaxima am Sommerpol und in den mittleren Breiten der Winterhemisphäre.

Weiter nach oben, vor allem in der mittleren Stratosphäre, macht sich auch in den Tropen zunehmend der Einfluß der Absorption kurzwelliger Strahlung, insbesondere durch Ozon, bemerkbar. Dadurch kommt es allgemein zu einer Erwärmung der Stratosphäre mit der Höhe, was zum beobachteten globalen meridionalen Temperaturanstieg vom Winterpol zum Sommerpol in der höheren Stratosphäre führt. Die Umkehrung dieses Gradienten in der Mesosphäre ist mit der jahreszeitlich verschieden starken allgemeinen mesosphärischen Temperaturabnahme verknüpft, die auf der Sommerhemisphäre deutlich überwiegt. Letzteres hängt dabei u.a. mit dem aufsteigenden Ast der Brewer-Dobson-Zirkulation am Sommerpol und der damit verbundenen adiabatischen Abkühlung der gehobenen Luftmassen zusammen.

Die beobachteten mittleren Windverhältnisse der Atmosphäre folgen direkt aus den jeweiligen meridionalen Temperaturverteilungen, wenn man noch die meteorologische Beziehung für den "thermischen Wind" zugrundelegt [*Blackadar*, 1962]. Das Konzept des thermischen Windes, welches auch zur Definition von Barotropie und Baroklinie genutzt wird, erklärt dabei, wie sich aufgrund der meridionalen Temperaturunterschiede der Wind mit der Höhe ändert. Gibt es auf einer Höhe (Druckfläche) keine Temperaturdifferenzen, was gleichzeitig bedeutet, daß Druck- und Temperaturflächen parallel zueinander sind, so gibt es auch keine daraus resultierende Windänderung. Dies ist die barotrope Situation, während anderenfalls, im baroklinen Fall, Druck- und Temperaturflächen einander schneiden, damit einen Gradienten erzeugen und dadurch schließlich eine vertikale Windänderung nach sich ziehen. Diese ist so gerichtet, daß auf der Nordhalbkugel ein positiver Wind (Westwind) genau dann mit der Höhe zunimmt, wenn es im Norden kälter als im Süden ist. Für die Südhalbkugel, bzw. für negative Winde (Ostwinde) muß man dabei die Vorzeichen entsprechend umkehren. Dadurch erklärt sich auch die Tatsache, daß die winterlichen strato-mesosphärischen Westwinde (Polar-Night-Jet) stärker werden als die sommerlichen Ostwinde [*Andrews et al.*, 1987; *Holton*, 1997], da

in beiden Fällen troposphärische Westwinde vorliegen. Im Sommer führt der thermische Wind im Hinblick auf den Absolutwert des klimatologischen Windes mit zunehmender Höhe zunächst zu einer Verringerung bis auf Null, erst dann zu einem Anwachsen. Im Winter liegt indessen kein Wechsel vor, so daß der Absolutwert von vornherein mit der Höhe ansteigt.

Zu den dynamischen Grundlagen für die Ausbildung der Brewer-Dobson-Zirkulation ist zunächst zu bemerken, daß es hier, anders als in der Troposphäre, von vornherein eine interhemisphärische Asymmetrie zwischen sommerlicher Erwärmung mit aufsteigenden Luftmassen und winterlicher Abkühlung mit absinkenden Luftmassen in der Stratosphäre gibt [Andrews *et al.*, 1987]. Dadurch können sich trotz sonst vergleichbarer physikalischer (Coriolisablenkung) und geometrischer (Kugelgestalt der Erde) Bedingungen prinzipiell nicht wie für die Troposphäre 6 meridionale Zirkulationszellen aufbauen, sondern höchstens 5, da sich die beiden entgegengerichteten tropisch-subtropischen Zellen in jedem Fall zu einer größeren Zelle zusammenschließen würden. Zudem entfallen aber wegen der sehr stabilen Schichtung der Stratosphäre (Temperaturzunahme mit der Höhe) auch noch die beiden thermisch indirekten, den troposphärischen Ferrel-Zellen entsprechenden Zellen, so daß durch Verbindung der 3 übrigen gleichgerichteten Zellen die beobachtete interhemisphärische Superzelle der Brewer-Dobson-Zirkulation entsteht. Diese erstreckt sich bis in die mittlere Mesosphäre, wo der antreibende meridionale Temperaturgradient zwischen den Polen verschwindet.

Ein zweiter wichtiger Antrieb für die Brewer-Dobson-Zirkulation liegt neben der differentiellen Erwärmung der mittleren Atmosphäre einfach in der “Sogwirkung” des winterlichen polaren Stratosphärenwirbels, d.h. der sich über dem Winterpol ausbildenden quasistationären stratosphärischen Zyklone [s. Eichelberger und Hartmann, 2005]. Diesen Sog kann man sich ähnlich wie die Wirkung einer gewöhnlichen Luftpumpe vorstellen, weshalb hier auch vom Prinzip des “Extratropical Pumping” gesprochen wird. Dabei bezeichnet man mit diesem Begriff oft auch die Änderung des Antriebes der Brewer-Dobson-Zirkulation infolge der Modifizierung des Polarwirbels durch die Einwirkung troposphärischer planetarer Wellen auf den stratosphärischen Wirbel [Holton *et al.*, 1995]. Hierin liegt, zumindest in den Extratropen, der wichtigste Kopplungseffekt von der Troposphäre auf die Stratosphäre. Änderungen der troposphärischen Wellen, speziell Änderungen der troposphärischen planetaren Wellen, können demzufolge über die ebenfalls modifizierte Dissipation dieser Wellen am stratosphärischen Wirbel [Charney und Drazin, 1961, Holton, 1982] diesen unterschiedlich stark beeinflussen. Dadurch haben sie zudem einen indirekten Einfluß auf die oben angesprochene nordhemisphärische tropo-stratosphärische Variabilitätsmode der Arktischen Oszillation (AO), die wiederum steuernd in die troposphärische Zirkulation eingreift [Perlwitz und Graf, 2001; Christiansen, 2002a; Graf und Walter, 2005], einschließlich der Ausbildung der troposphärischen baroklinen und planetaren Wellen. Dabei wurde z.B. gezeigt, daß sich Anomalien der AO in der Tat auf Zeitskalen von ca. 3 Wochen von der Stratosphäre her in die Troposphäre ausbreiten können [Baldwin und Dunkerton, 1999], wobei allerdings noch nicht geklärt ist, wie dies genau geschieht.

Ein anderer im Zusammenhang mit der Brewer-Dobson-Zirkulation diskutierter Mechanismus, der aber mehr den allgemeinen Einfluß der über die Mesosphäre von oben herangeführten Luftmassen auf die polare Stratosphäre und Troposphäre meint, ist der sogenannte “Downward Control”-Mechanismus [Haynes *et al.*, 1991; Salby und Callaghan, 2006]. Dabei kommt es einerseits über dem Winterpol zu adiabatischer Erwärmung der

aus der Mesosphäre absinkenden Luftmassen, andererseits können mit diesen Luftmassen aber auch mesosphärische Spurenstoffe herantransportiert werden. Beides ist potentiell geeignet, den winterlichen Polarwirbel von oben her zu beeinflussen, während es gleichzeitig aufgrund des voll ausgebildeten Polarwirbels kaum entsprechende meridionale Transporte in der Stratosphäre gibt, und damit auch keine meridionale Kontrolle des Wirbels. Im Sommer ist dies entgegengesetzt zu sehen, da es dann vertikal eher Aufsteigen von stratosphärischen Luftmassen in die Mesosphäre, also im Prinzip eine Steuerung von unten gibt. Für den meridionalen Transport bestehen dann aber weniger Einschränkungen, so daß z.B. die sommerliche Erholung des polaren Ozons (s.u.) zum Teil auch dynamisch bedingt ist.

Hinsichtlich der in der Übersicht angesprochenen Stratosphärenenerwärmungen ist zu sagen, daß solche schnellen Erwärmungen letztendlich als Anomalien bei der Umstellung von der westlichen Winterzirkulation zur östlichen Sommerzirkulation der Stratosphäre zu sehen sind. Speziell auf der Nordhemisphäre, die verglichen mit der Südhemisphäre allgemein größere Störungen des normalen klimatologischen Gleichgewichtes aufweist, erfolgt diese Umstellung eigentlich zwischen März und April. Demgegenüber treten die Sudden Warmings meist schon im Zeitraum Februar bis März auf, teilweise aber bereits ab November [*Limpasuvan et al.*, 2004]. Allgemein wird heute die Meinung vertreten, die Stratosphärenenerwärmungen seien das Resultat dynamischer, von der Troposphäre gesteuerter, stratosphärischer Prozesse, die unter anderem zu großräumigem Absinken und damit verbundener adiabatischer Erwärmung führen.

Ähnlich wie bei den Stratosphärenenerwärmungen wird auch bei der QBO als relativ gesichert angesehen, daß deren eigentlicher physikalischer Anstoß aus der Troposphäre stammt [*Holton und Lindzen*, 1972]. Daraus erklärt sich auch, daß es offenbar eine Korrelation zwischen beiden Phänomenen gibt. Nach der Theorie von *Holton und Tan* [1980] sind dabei nordhemisphärische Stratosphärenenerwärmungen hauptsächlich mit der QBO - Ostphase verbunden. Die die QBO anregenden tropischen planetaren Wellen unterscheiden sich in zwei Typen, nämlich die ostwärts wandernden Kelvin-Wellen und die westwärts wandernden Yanai-Wellen. Sie werden zwischen etwa  $15^{\circ}N$  und  $15^{\circ}S$  im Wesentlichen durch die tropische Konvektion angeregt, und können sich anschließend bis in die Stratosphäre ausbreiten. Dort können sie durch Dissipation abhängig von der Richtung des Impulsübertrages den stratosphärischen Grundstrom entweder verstärken oder abschwächen. Die Wirkung dieses Effektes ist für die beiden Wellentypen unterschiedlich in Abhängigkeit von der Höhe, aber auch in Abhängigkeit von der gerade vorherrschenden Zirkulationsphase der Stratosphäre. Dadurch kommt es trotz des prinzipiell gleichzeitigen Auftretens von Kelvin- und Yanai-Wellen nicht zu einer Neutralisierung ihrer Einflüsse.

Ein grundlegender Prozess innerhalb des Klimasystems, der in der vorliegenden Übersicht nicht fehlen darf, ist der sogenannte Treibhauseffekt [z.B. *Salby*, 1992]. Dieser ist dabei genaugenommen eigentlich gar kein Treibhauseffekt, entspricht aber der landläufigen, fehlerhaften Erklärung dafür. Diese lautet so, daß die Temperatur in einem Treibhaus deshalb ansteigt, weil von außen durch die Fenster kurzwellige solare Strahlung hineingelangen und das Innere erwärmen, die langwellige Wärmestrahlung aber nicht mehr durch die Scheiben zurück nach außen dringen kann, da Glas für langwellige Strahlung kaum durchlässig ist. Auf demselben Prinzip beruht auch der Treibhauseffekt der Erde, wobei aber in dem angegebenen Bild die Atmosphäre gleichzeitig als das Fenster und das Innere des Treibhauses fungiert. Dabei gelangt trotz partieller Absorption, Reflektion

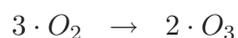
und Brechung ein wesentlicher Anteil der solaren kurzwelligigen Einstrahlung ungehindert bis zur Erdoberfläche. Die Folge ist eine Erwärmung des Erdbodens (bzw. der Meeresoberfläche) und der unteren Luftschichten, was zu einer Abstrahlung im thermischen, langwelligen Strahlungsbereich führt. Von dieser thermischen Ausstrahlung wird jedoch der überwiegende Teil von der Atmosphäre absorbiert, kann also nicht mehr ungehindert nach außen, in den Weltraum, dringen. Aufgrund der Absorption der langwelligen terrestrischen Strahlung erwärmt sich schließlich die Atmosphäre, wobei sie dann selbst im langwelligen Bereich abstrahlt, und zwar zu gleichen Teilen als sogenannte atmosphärische Gegenstrahlung nach unten, zum Erdboden hin, und nach oben, als Kompensation der positiven kurzwelligen Strahlungsbilanz. Anderenfalls würde sich die Atmosphäre soweit erwärmen, bis letztlich wieder ein allgemeines Gleichgewicht zwischen Ein- und Ausstrahlung erreicht würde.

### 2.2.1.2 Stratosphärische Chemie

Wie bereits am Beginn des Abschnittes 2.2.1.1 angesprochen, besteht die wichtigste direkte Wirkung der atmosphärischen Gase und Spurenstoffe in der Absorption solarer, bzw. terrestrischer Strahlung, was zur Bildung der klimatologischen Stockwerke der Atmosphäre führt. Dabei erfolgt die Absorption extrem hochfrequenter solarer Strahlung in der Thermosphäre hauptsächlich durch atomaren und molekularen Sauerstoff und Stickstoff, d.h. durch die Hauptbestandteile der Erdatmosphäre. Eventuelle chemisch bedingte Schwankungen der Volumenanteile dieser Konstituenten auf klimatologisch kurzen Zeitskalen von Jahren bis Jahrhunderten oder sogar Jahrtausenden fallen hier kaum ins Gewicht.

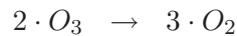
Anders verhält es sich jedoch im Bereich der mittleren Atmosphäre (Stratosphäre und Mesosphäre), wo der stratosphärische vertikale Temperaturanstieg überwiegend durch das Spurengas Ozon ( $O_3$ ) verursacht wird, welches durchaus kurzskaligen Schwankungen unterworfen sein kann. Genaugenommen ist es sogar so, daß die das eingestrahlte ultraviolette Licht (v.a. im Bereich UV-B und UV-C) filternde stratosphärische Ozonschicht überhaupt erst infolge eines quasistationären chemischen Gleichgewichtes existiert, d.h. nur aufgrund einer ausgeglichenen Bilanz zwischen ständiger Ozonerzeugung und Ozonzerstörung in der Stratosphäre besteht. Die Ozonkonzentrationen (Moleküle pro Luftvolumen), bzw. Ozonmischungsverhältnisse (Ozonteilchen pro Luftteilchen) sind hinreichend klein, um auf klimatologisch kurzen Zeitskalen (Wochen bis Jahre) durch chemische, aber auch dynamische Prozesse [s. z.B. *Tegtmeier, 2007; Fusco und Salby, 1999*] nachhaltig beeinflusst werden zu können, weshalb es sich auch lediglich um ein *quasi*-stationäres Gleichgewicht handelt.

Im Wesentlichen entsteht dieses Gleichgewicht aufgrund zweier grundlegender chemischer "Ozonzyklen". Solche chemischen Zyklen sind nichts anderes, als eine Kaskade chemischer Reaktionen, die in der Bilanz eine bestimmte Nettoumwandlung eines chemischen Stoffes in einen anderen chemischen Stoff, also z.B. die Umwandlung von Ozon ( $O_3$ ) in Sauerstoff ( $O_2$ ) und umgekehrt, bedeutet. Der entscheidende ozonerzeugende Zyklus läuft konkret folgendermaßen ab:



Zunächst wird molekularer Sauerstoff mit Hilfe hochfrequenter Strahlung in atomaren Sauerstoff ( $O(^3P)$ ) aufgespalten (Reaktion 2.1). Der atomare Sauerstoff ist relativ instabil (da sehr reaktiv) und reagiert schnell wieder mit diversen verfügbaren Reaktionspartnern, wobei speziell die trimolekulare Reaktion mit molekularem Sauerstoff unter Zuhilfenahme eines passiven Stoßpartners  $M$  zur Bildung von Ozon führt (Reaktion 2.2). In der Bilanz werden dabei aus 3 Sauerstoffmolekülen 2 Ozonmoleküle.

Der wichtigste Zyklus zur Ozonzerstörung, der parallel zum soeben beschriebenen Ozonerzeugungszyklus abläuft, ist der Folgende:



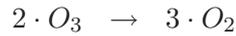
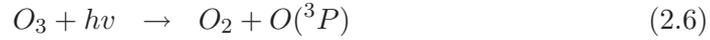
Prinzipiell ähnelt dieser Zyklus dem obigen, nur daß nicht Sauerstoff, sondern Ozon aufgespalten wird (Reaktion 2.3), und daß das  $O(^3P)$  hier mit Ozon reagiert (Reaktion 2.4). Dadurch werden aus 2 Ozonmolekülen gerade wieder die ursprünglichen 3 Sauerstoffmoleküle.

Die Kombination der beiden grundlegenden Ozonzyklen, die nach dem Entdecker dieses Mechanismus auch als Chapman-Theorie [*Chapman*, 1930] bezeichnet wird, ist immerhin bereits in der Lage, die reale Ozonverteilung der mittleren Atmosphäre qualitativ zu reproduzieren. Die Tatsache, daß sich in einer bestimmten Höhe in der Stratosphäre (klimatologisch bei etwa 10 hPa) ein relatives Ozonmaximum ausbildet, ist dabei eine direkte Folge der über die ultraviolette Einstrahlung und die jeweilige Luftdichte gegebenen Rahmenbedingungen. Diese steuern die Temperatur, die sowohl von der absoluten absorbierten Energie, als auch von der Verteilung dieser Energie anhand von Stoßvorgängen auf die jeweils vorhandenen Luftmoleküle abhängt. Die Anzahl der Stöße von Luftteilchen nimmt aber mit verringerter Dichte exponentiell ab. Dadurch wird die Luft nach oben hin kälter, und die bimolekularen Gasphasenreaktionen 2.2 und 2.4 verlangsamen sich, was zu einem niedrigeren Mischungsverhältnis des Ozons führt.

Folgt man dieser Argumentation weiter, so müßte der Ozonanteil der Luft, und damit auch die Temperatur nach unten hin immer weiter zunehmen, was jedoch deshalb nicht der Fall ist, da dazu nicht beliebig viel hochfrequente Strahlung vorhanden ist. Durch die kontinuierliche Absorption der Solarstrahlung bei ihrem Durchgang von oben durch die Atmosphäre geht gerade in den zugehörigen Wellenlängenbereichen immer mehr Energie verloren, so daß auch immer weniger "passende" Photonen vorhanden sind, die über die photochemischen Reaktionen 2.1 und 2.3 Sauerstoff, bzw. Ozon aufspalten können. Auch dadurch nimmt das resultierende Gleichgewichtsmischungsverhältnis des Ozons ab, mit der Folge, daß sich letztendlich bei etwa 10 hPa das beobachtete Maximum desselben herausbildet.

Die beiden Zyklen der Chapman-Theorie reichen, wie bereits gesagt, aus, um sowohl das Vorhandensein, als auch die Lage des stratosphärischen Ozonmaximums zu erklären. Allerdings werden anhand dieser Theorie deutlich zu hohe Mischungsverhältnisse berechnet, nämlich bis zu 30 ppmv (Teilchen pro Millionen Teilchen) anstatt der tatsächlichen maximal 10 ppmv. Real muß es daher offenbar mehr Ozonzerstörungsmechanismen geben, als nur den Abbauzyklus der Chapman-Theorie. In der Tat gibt es in der Strato-

sphäre zusätzlich noch eine Reihe weiterer, sogenannter katalytischer Ozonabbauzyklen [*Crutzen, 1970; Molina und Rowland, 1974*]:

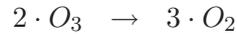
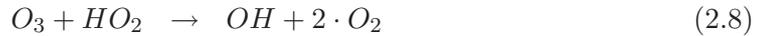


Hierbei wird zunächst ein ‘‘Katalysator’’  $Y$  mit Hilfe von Ozon oxydiert, welches dadurch gleichzeitig in molekularen Sauerstoff übergeht (Reaktion 2.5). Anschließend wird der oxydierte Katalysator  $YO$  wieder reduziert (Reaktion 2.7), wozu  $O(^3P)$  benötigt wird, welches wiederum aus der schon im Abbauzyklus der Chapman-Theorie enthaltenen Ozonphotolysereaktion 2.6 erzeugt wird. Effektiv führt damit auch dieser Zyklus zur Umwandlung von jeweils 2 Ozonmolekülen in 3 Sauerstoffmoleküle, also zu einem Ozonabbau.

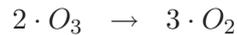
Wichtig ist hier der Umstand, daß der Katalysator  $Y$  am Ende wieder unverändert vorliegt, und somit in einem weiteren Zyklus erneuten Ozonabbau katalysieren kann. Dadurch kann im Prinzip so lange Ozon abgebaut werden, bis der Katalysator  $Y$  nicht mehr als solcher fungieren kann, indem er selbst eine feste chemische Bindung eingeht. Als möglicher Katalysator  $Y$  kommt eine Vielzahl atmosphärischer Spurengase in Betracht, zum Beispiel Stickstoffoxid ( $NO$ ), atomarer Wasserstoff ( $H$ ), Hydroxylmoleküle ( $OH$ ), oder auch Chlor- und Bromatome ( $Cl$  und  $Br$ ). Alle diese Spezies liegen in der Stratosphäre grundsätzlich vor, sind allerdings meist in sogenannten ‘‘Reservoirgasen’’ gebunden. Jedoch gibt es notwendigerweise immer eine von Null verschiedene Gleichgewichtskonzentration, da auch die entsprechenden Reservoirgase durch photochemische und andere Reaktionen wieder zerfallen können.

Wo genau diese Gleichgewichtskonzentration der potentiellen Katalysatoren jeweils liegt, hängt u.a. wieder von den für die Photolyse der zugehörigen Reservoirgase erforderlichen Strahlungsfrequenzen ab. Diese Frequenzen müssen dabei hoch genug sein, daß noch ausreichend Energie zum Aufbrechen der bei einigen Reservoirgasen recht starken molekularen Bindungen aufgebracht werden kann, d.h. mindestens die Bindungsenergie der entsprechenden Moleküle. Je hochenergetischer die erforderliche Strahlung sein muß, umso weniger Photolyse wird im Allgemeinen stattfinden, da erstens von vornherein anteilig weniger solche Strahlung im solaren Spektrum enthalten ist, und zweitens die hochfrequentesten Anteile der solaren Einstrahlung überwiegend bereits in der Thermosphäre durch die Aufspaltung von  $O_2$  und  $N_2$  herausgefiltert werden.

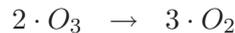
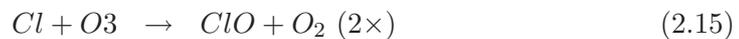
Wichtiger als die notwendigen Photolyseenergien ist aber die Frage der Einstrahlung an sich. Sobald es im Zuge des polaren Winters erst gar keine Einstrahlung gibt, kann unabhängig von allen weiteren Rahmenbedingungen schon daher keine Photolyse stattfinden, so daß folglich auch keine Katalysatoren für den Ozonabbau frei werden können. Allerdings können unter diesen Bedingungen von vornherein sowohl die Chapman-Zyklen, als auch die katalytischen Zyklen (2.5-2.7) ebenfalls nicht ablaufen, weil in diesen Zyklen selbst jeweils eine photochemische Reaktion enthalten ist. Es kommt also im Polarwinter de facto zu einer Fixierung der Ozonmischungsverhältnisse, sofern nicht ohne Photolyse auskommende chemische Zyklen auch dann noch wirken können. Ein solcher Zyklus ist beispielsweise:



Auch hier wird in der Bilanz Ozon in Sauerstoff umgesetzt, wozu als Katalysator  $HO_2$  erforderlich ist. Jedoch ist auch  $HO_2$  normalerweise gebunden, hauptsächlich in  $HNO_4$ , zudem ist dieser Zyklus nur in der Troposphäre und in der unteren Stratosphäre relevant [s. z.B. *Crutzen und Schmailzl*, 1983]. Dadurch kann selbst dieser Zyklus im Polarwinter kaum zum Abbau des vorhandenen Ozons führen. Ähnlich liegt die Situation beim sogenannten Chlor-Brom-Zyklus [*McElroy et al.*, 1986], der ebenfalls Ozon abbaut:



Ein weiterer wichtiger Ozonabbauzyklus ist der  $ClO$ -Dimer-Zyklus [*Molina et al.*, 1987], der aber wieder eine Photolysereaktion enthält:



Kritischer als der polare Winter scheint hinsichtlich des stratosphärischen polaren Ozonabbaus demzufolge der polare Sommer zu sein, wenn alle angeführten Abbauzyklen aktiviert sind, und auch ein gewisses Kontingent an potentiellen Katalysatoren verfügbar ist. Gleiches gilt umso mehr für die nicht-polaren Bereiche, die in allen Jahreszeiten eine solare Einstrahlung erhalten. Trotzdem liegt auch hier noch nicht die Hauptgefahr für das stratosphärische polare Ozon, da durch Überkreuzreaktionen der verschiedenen Katalysatoren, sowie auch durch Reaktionen mit anderen Konstituenten, wiederum zusätzliche Reservoirgase entstehen. Dadurch werden normalerweise die Mischungsverhältnisse der ozonabbauenden Katalysatoren hinreichend gering gehalten, um im Ozonmaximum statt der 30 ppmv der Chapman-Theorie immerhin noch die real beobachteten 10 ppmv an Ozon dauerhaft zu sichern.

Von wesentlicher Bedeutung für diese Stabilisierung der Ozonmischungsverhältnisse sind dabei die Stickoxide, d.h. vor allem  $NO$ ,  $NO_2$  und  $NO_3$ , wobei  $NO$  eigentlich selbst ein wichtiger Katalysator zur Ozonerstörung ist [*Crutzen*, 1970]. Paradoxerweise würde aber gerade ohne diesen Katalysator mehr Ozon abgebaut werden. Dies hat einerseits damit zu tun, daß  $NO$  in der Bilanz weniger mit Ozon, als mit anderen Katalysatoren reagiert, und hängt andererseits mit der relativ geringen Effektivität des mit  $NO$  verbundenen Ozonabbauzyklus im Vergleich zu anderen Abbauzyklen zusammen. Ein einziges Chlor-Atom kann beispielsweise bis zu 100-mal mehr Ozon abbauen als

ein  $NO$ -Molekül, während Brom sogar noch stärker wirkt, allerdings auch mit deutlich geringeren Mischungsverhältnissen gegenüber Chlor auftritt. Insgesamt müssen daher, sobald die Ozonabbauzyklen aktiviert sind, immer genügend Stickoxide ( $NO_x$ ) vorhanden sein, was die eigentliche Problematik des stratosphärischen polaren Ozonabbaus ins Spiel bringt.

Es ist nämlich so, daß die Stickoxide unter bestimmten Bedingungen zusätzlich gebunden werden, und dadurch hinsichtlich des polaren Ozonabbaus ihre Schutzfunktion verlieren können. Dies betrifft konkret die Übergangsphase vom Polarwinter zum Polarsommer, also den Frühling der hohen Breiten, was folgendermaßen zusammenhängt: Wird im polaren Winter in der Stratosphäre eine bestimmte Temperaturschwelle unterschritten, so können sich dort mittelatmosphärische Wolken, besser bekannt als "Polare Stratosphärenwolken" (PSC's), bilden [Toon *et al.*, 1986; Crutzen und Arnold, 1986]. Von diesen PSC's gibt es zwei verschiedene Typen, wobei die Wolken des einen Typs, die auch als "Perlmutterwolken" bezeichnet werden, erst bei ca.  $-90^\circ C$  bis  $-95^\circ C$  aus gefrorenem Wasser entstehen, und sich kaum auf den  $NO_x$ -Gehalt der Stratosphäre auswirken. Die Wolken des anderen Typs, die sogenannten "NAT-Wolken", bilden sich jedoch bereits ab  $-78^\circ C$  aus einem Gemisch von flüssigem und festem Wasser und Salpetersäure-Trihydrat ( $HNO_3$ , Nitrid Acid Trihydrate = NAT), welches an sich schon  $NO_x$  bindet.

Entscheidend ist aber, daß auf der Oberfläche dieser NAT-Wolken zusätzlich noch "heterogene" chemische Reaktionen ablaufen [Tolbert *et al.*, 1987; Leu *et al.*, 1988; Hanson und Ravishankara, 1991; Abbatt *et al.*, 1992]. Diese heterogenen Reaktionen bilden zum Einen aus den vorhandenen Spurengasen und Reservoirgasen weiteres  $HNO_3$ , entziehen der Stratosphäre damit potentiell  $NO_x$  (Denoxifizierung) und vergrößern gleichzeitig die PSC's. Zum Anderen wird auch eine Reihe sekundärer Reservoirgase erzeugt. Diese zusätzlichen Reservoirgase, die überwiegend Chlor und Brom enthalten, sind dabei zunächst chemisch stabil, d.h. wenig reaktiv. Sobald jedoch im polaren Frühjahr die solare Einstrahlung wieder einsetzt, kommt es zu intensiver Photolyse dieser sekundären Reservoirgase, da die hierzu nötigen Energien teilweise deutlich unter den zur Photolyse der normalen Reservoirgase aufzuwendenden Energien liegen. Dadurch werden gerade die Chlor- und Brom-"Radikale" verstärkt frei, die dann als Katalysatoren für den Ozonabbau fungieren können. Das potentielle  $NO_x$  ist gleichzeitig entweder noch in den PSC's gebunden, oder sogar mit diesen in die Troposphäre abgesunken (Denitrifizierung, [Fahey *et al.*, 1990; Toon *et al.*, 1989; Salawitch *et al.*, 1989]), was dann einen absoluten  $NO_x$ -Verlust für die Stratosphäre bedeutet.

Zwar lösen sich mit dem beginnenden Frühling und der damit verbundenen Erwärmung im Prinzip auch die PSC's auf, so daß wieder mehr  $NO_x$  frei werden und erneut den Ozonabbau reduzieren kann. Dies ist jedoch im zeitlichen Vergleich mit dem photolysebedingten Freiwerden der Chlor- und Bromradikale zu sehen, welches im südhemisphärischen Frühjahr meist wesentlich schneller erfolgt, als die Auflösung der PSC's. Im nordhemisphärischen Frühjahr schreitet hingegen die Erwärmung normalerweise schneller voran, weil der polare Stratosphärenwirbel dort allgemein gestörter ist, was wiederum zu stärkerer meridionaler Durchmischung führt. Deshalb kommt es auf der Nordhalbkugel nur in vergleichsweise wenigen Jahren zu größerem polarem Ozonabbau in den Übergangsmonaten Februar bis April, auf der Südhemisphäre hingegen wird in nahezu jedem Jahr mit Schwerpunkt auf August bis Oktober ein Großteil des dort vorhandenen stratosphärischen Ozons abgebaut.

Dies erkennt man z.B. sehr anschaulich an der sogenannten "Ozonsäule", die der komprimierten Dicke des in einer vertikalen Luftsäule befindlichen reinen Ozons entspricht. Sie wird in DU (Dobson Units) angegeben, wobei 100 DU eine Ozonsäule von 1 mm bedeuten. Die mittlere antarktische Ozonsäule entspricht allgemein etwa 350 DU. Infolge des alljährlich Ozonabbaus im Frühjahr geht dieser Wert jedoch bis Ende September großräumig auf unter 200 DU, gebietsweise sogar auf unter 150 DU zurück [z.B. *Hermann et al.*, 1993, 1995a/b]. Es wird in diesem Zusammenhang auch von einem "Ozonloch" gesprochen, da innerhalb kurzer Zeit ein beträchtlicher Anteil des Ozons verlorengeht [Farman, 1985; *McIntyre*, 1989]. Erst mit Freiwerden größerer Mengen an  $NO_x$  erholt sich die stratosphärische Ozonschicht allmählich wieder, bis sie nach einigen Monaten, zum Ende des südhemisphärischen Sommers hin, wieder intakt und das Ozonloch geschlossen ist, wonach der jährliche Zyklus von vorn beginnen kann.

Im Prinzip ist damit das südhemisphärische Ozonloch, welches im Jahresmittel verglichen mit der Nordhalbkugel bodennah zu deutlich höherer Intensität kurzwelliger (UV-)Strahlung führt, eigentlich ein natürlicher, klimatologischer Effekt. Das Problem des anthropogenen Eingreifens besteht jedoch darin, daß dieser Effekt sich innerhalb weniger Jahrzehnte so sehr verstärkt hat, daß die sommerliche Erholung der Ozonschicht nicht mehr grundsätzlich gewährleistet ist, was zu einem "Spin-Down"-Effekt der antarktischen Ozonsäule führen kann. Außerdem sind auch in der Arktis bereits vereinzelt Ozonlöcher aufgetreten. Ein Teil dieser beobachteten Veränderungen kann sicherlich auf einen kontinuierlichen natürlichen Klimawandel zurückgeführt werden, der Hauptgrund des Problems, der Eintrag von sogenannten Fluor-Chlor-Kohlenwasserstoffen (FCKW's) und Halonen in die Stratosphäre, ist aber nahezu vollständig anthropogen. FCKW's enthalten vor allem Fluor und Chlor, Halone außerdem noch Brom, und kommen beide in der Atmosphäre praktisch nicht natürlich vor. In der Troposphäre sind diese Verbindungen sehr stabil und reaktionsträge, weshalb ein beträchtlicher Anteil davon, der nicht direkt wieder am Boden abgelagert oder z.B. durch Niederschläge aus der Troposphäre ausgewaschen wird [vgl. *Roelofs und Lelieveld*, 1995], im Laufe der Zeit schließlich in die Stratosphäre gelangt. Dies geschieht hauptsächlich über die großräumigen Konvektionsprozesse in den Tropen, aber auch durch sogenannte Tropopausenfaltungen in den gemäßigten Breiten, die zu einem meridionalen troposphärischen Luftmasseneintrag in die untere Stratosphäre führen. Letzteres ist dabei aufgrund der breitenabhängigen Tropopausenhöhe möglich.

Im Gegensatz zur Troposphäre ist in der Stratosphäre genügend hochenergetische UV-Strahlung vorhanden, die in der Lage ist, selbst die vergleichsweise stabilen FCKW's und Halone aufzuspalten, und damit direkt Chlor und Brom freizusetzen. Zudem sind unter den stratosphärischen Bedingungen, d.h. vor allem infolge der im Vergleich zur Troposphäre deutlich höheren Mischungsverhältnisse bestimmter sehr reaktiver Spezies wie  $O(^1D)$  oder  $OH$ , auch entsprechende Gasphasenreaktionen möglich, die ebenfalls Chlor und Brom, bzw. deren Oxide freisetzen. Dies führt insgesamt zu einer wesentlichen Erhöhung der stratosphärischen Chlor- und Bromkonzentrationen, und sekundär auch zu einem verstärkten Auftreten und einer größeren Ausdehnung polarer Stratosphärenwolken, so daß im Winter zudem mehr  $NO_x$  gebunden werden kann. Die Folge ist allgemein eine deutliche Verstärkung des stratosphärischen Ozonabbaus.

Auch die als Reaktion auf diese Problematik bereits vor einiger Zeit erfolgte weitgehende Einstellung der Produktion von FCKW's und Halonen, d.h. das Ausschalten der anthropogenen Quelle dieser Spurenstoffe, führt dabei nicht zu einer schnellen Normalisierung

der Situation. Durch die lange troposphärische Lebensdauer dieser Spezies wird trotzdem noch jahrzehntelang ein kontinuierlicher Eintrag in die Stratosphäre stattfinden. Man schätzt heute, daß erst um das Jahr 2045 die globale Ozonschicht wieder auf dem Stand von 1980, d.h. vor dem “anthropogenen Ozonloch”, sein wird. Diese dennoch relativ rasche Erholung ist aber zum Teil noch mit einem anderen Mechanismus verknüpft, und zwar mit einer ebenfalls seit einigen Jahrzehnten zu beobachtenden Abkühlung der mittleren Atmosphäre, insbesondere der Stratosphäre [Ramaswamy *et al.*, 2001]. Allgemein führen verringerte Temperaturen zu einer Verlangsamung chemischer Reaktionen, wobei allerdings Gasphasenreaktionen weit stärker beeinflußt werden, als beispielsweise Photolysereaktionen. Dies führt letztlich dazu, daß der Ozonabbau insgesamt etwas mehr reduziert wird, als die Ozonerzeugung, die im Wesentlichen aus der Photolyse von Sauerstoff herrührt (Chapman-Theorie). Dadurch verschiebt sich das Ozongleichgewicht global in Richtung etwas erhöhter Mischungsverhältnisse.

In der polaren Stratosphäre wirkt die Abkühlung allerdings entgegengesetzt, da die Bildung von PSC's zusätzlich gefördert wird. Schon eine vergleichsweise geringe mittlere Abkühlung von wenigen Zehntelgraden hat dabei weitreichende Auswirkungen auf die winterlichen Minimumtemperaturen, die durchaus auch um mehrere Grade absinken können. Dies hängt damit zusammen, daß die Varianz der auftretenden Extremwerte einer beliebigen Variablen, d.h. in diesem Fall der Temperatur, aus statistischen Gründen deutlich über der Schwankungsbreite des zugehörigen Mittelwertes dieser Variablen liegt. Seit Beginn der 70er Jahre bis heute wurde z.B. für die Arktis durch Auswertung von Satellitenbeobachtungen ein Anstieg des mittleren winterlichen PSC-Volumens von ca. 30 – 35 Millionen Kubikkilometern auf bis zu 60 Millionen Kubikkilometer festgestellt, mit entsprechenden Auswirkungen auf den polaren Ozonabbau. Allerdings überwiegt im globalen Mittel offenbar dennoch der oben beschriebene, die Ozonmischungsverhältnisse eher erhöhende Effekt der stratosphärischen Abkühlung.

Prinzipiell könnte man sich noch wundern, wie es überhaupt zu einer Abkühlung der Stratosphäre kommen kann, da allgemein von einer Erwärmung aufgrund einer Verstärkung des Treibhauseffektes ausgegangen wird. Hier ist allerdings eine genaue Differenzierung der physikalischen Ausgangssituation angebracht, die im Wesentlichen zu einem gegenläufigen, kompensatorischen Temperaturverhalten von Troposphäre und Stratosphäre führt. Dieses gegenläufige Verhalten basiert dabei hauptsächlich auf der Absorption der langwelligen, terrestrischen Strahlung, die von der Erdoberfläche aus zuerst die Troposphäre, und erst dann die Stratosphäre durchläuft. Dadurch wird auch zunächst die Troposphäre und erst danach die Stratosphäre erwärmt, so daß eine Verstärkung des Treibhauseffektes infolge vermehrter Treibhausgase wie z.B.  $CO_2$ , aber auch  $H_2O$ , primär eine zusätzliche Erwärmung in der Troposphäre bedingt. Da sich die solare Einstrahlung jedoch quasi nicht ändert, muß in der Bilanz schon deshalb in der Stratosphäre (und Mesosphäre) die für die troposphärische Erwärmung aufgewandte Energie fehlen, was gleichbedeutend mit einer Abkühlung ist. Dies geschieht einfach dadurch, daß weniger langwellige Strahlung die mittlere Atmosphäre erreicht, und somit dort auch weniger in diesem Bereich absorbiert werden kann.

### 2.2.2 Ozean

Konkrete Ursache für die Ausbildung der Walker-Zirkulation ist der Perustrom, eine kalte Meeresströmung, die sich nur wenige Kilometer westlich der steil abfallenden südlichen

Kordilleren (Anden) an der Küste Chiles und Perus nach Norden erstreckt [Tabata, 1975]. Erst dadurch kann es dort zu dem beobachteten großräumigen atmosphärischen Absinken kommen. Allerdings werden die Unterschiede in der Meeresoberflächentemperatur im West- und Ostpazifik nicht allein durch die interne ozeanische Dynamik, sondern auch durch den atmosphärischen Antrieb bedingt. Es handelt sich hier also um eine beiderseitige Atmosphäre-Ozean-Kopplung. Der angesprochene atmosphärische Antrieb ist dabei eine Folge der beständigen Passatwinde der niederen Breiten, die mittels Reibung insbesondere über dem riesigen Bassin des Pazifik einen kontinuierlichen westwärtigen Schub auf die Wassermassen an der Meeresoberfläche ausüben können. Dadurch kommt es letztlich zur Akkumultion warmen Oberflächenwassers im westlichen Pazifik und zum kompensatorischen Aufquellen kalten Tiefenwassers vor der südamerikanischen Küste.

Damit erscheint es zudem auch naheliegend, das Auftreten des El Nino - Phänomens, d.h. einer zunächst abgeschwächten und dann sogar invertierten Walker-Zirkulation [vgl. Trenberth und Hurrell, 1994; Bacher et al., 1998], direkt mit Schwankungen der Passatwinde zu assoziieren. Schwächen diese sich ab, so können sie die normale Phase der Walker-Zirkulation (La Nina) nicht länger aufrecht erhalten, und die Zirkulation kann sich u.U. umkehren. Es ist aber offensichtlich, daß zur tatsächlichen Umkehr von La Nina zu El Nino weitere, im Detail bisher noch nicht endgültig geklärte ozeanische und / oder atmosphärische Randbedingungen ebenfalls erfüllt sein müssen [Latif und Barnett, 1994], da selbst ein vollständiges Ausbleiben der Passate lediglich zum Erliegen der Walker-Zirkulation führen würde. Der initiale Impuls zur Ausbildung von El Nino scheint jedoch in der Tat aus der Atmosphäre zu kommen, wobei allerdings nicht auszuschließen ist, daß die Modulation der globalen Passatwinde im Allgemeinen und der pazifischen im Besonderen wiederum auch durch ozeanische (thermisch-dynamische) Prozesse beeinflußt wird.

Die thermohaline Zirkulation ist ebenfalls ein gekoppelter Klimamechanismus zwischen Ozean und Atmosphäre. Von entscheidender Bedeutung für den Antrieb der Zirkulation ist hier wie bereits angesprochen der Salzgehalt (Salinität) des Wassers, der mit dessen Dichte korreliert. Salzhaltiges Wasser ist dichter als salzärmeres Wasser, und sinkt damit infolge des Archimedischen Prinzips ab, sofern es nicht durch Erwärmung wieder an Dichte verliert. Eine Abkühlung führt hingegen zu noch schnellerem Absinken. Dies ist auf der Erde gerade im Nordatlantik zu beobachten, wo das warme, tropische Oberflächenwasser des Golfstroms, bzw. des Nordatlantikstroms sich einerseits auf seinem Weg nach Norden an der immer kälter werdenden Umgebungsluft abkühlt, und andererseits infolge kontinuierlicher Verdunstung auch seinen relativen Salzgehalt erhöht. Damit wird schließlich der Punkt erreicht, wo durch das Absinken dieses Oberflächenwassers das ozeanische "Förderband" [z.B. Bröcker, 1991] eröffnet wird. Auch das Aufquellen vor der amerikanischen Westküste geschieht nicht zufällig dort, sondern aufgrund starker, dynamisch bedingter südlicher bis südwestlicher Oberflächenströmungen, wodurch das Tiefenwasser kompensatorisch nach oben befördert wird. Anschließend erwärmt es sich durch solare Einstrahlung großflächig und relativ ungestört auf seinem Weg in Richtung Indonesien, was den relativen Salzgehalt und damit die Dichte wieder herabsetzt. Dadurch kommt es trotz einer Abkühlung im Zuge der Umrundung der afrikanischen Südküste dort noch nicht zu erneutem Absinken, sondern erst wieder im Nordatlantik.

Dabei übernimmt die thermohaline Zirkulation insbesondere dort, im Nordatlantik, eine wichtige Funktion wegen des mit ihr verbundenen Wärmetransportes nach Norden, der eine wesentliche Ergänzung zum atmosphärischen Meridionalausgleich darstellt [Tren-

berth und Solomon, 1994; Manabe und Stouffer, 1999; Rodwell, 1999]. Allgemein, nicht nur auf die thermohaline Zirkulation bezogen, übernehmen ozeanische Strömungen in etwa die Hälfte des gesamten meridionalen Wärmetransportes, der infolge der differentiellen Erwärmung der Erde notwendig wird, d. h. genausoviel wie die allgemeine atmosphärische Zirkulation. Dies wird durch die hohe spezifische Wärmekapazität des Wassers möglich, so daß einzelne, relativ begrenzte ozeanische Strömungen als Wärmetauscher weit effektiver sind, als vergleichbare atmosphärische Strömungen, die dafür jedoch global auftreten. Zudem ist die atmosphärische Zirkulation auch resistenter gegen mögliche Störungen. Zwar würde sie sich gegebenenfalls veränderten Bedingungen anpassen, allerdings bestände nicht die Gefahr einer grundsätzlichen Umstellung der Zirkulation, die bei der thermohalinen Zirkulation indes durchaus vorhanden ist [Rahmstorf, 1995].

Eine weitere hauptsächlich windgetriebene, quasi globale Meeresströmung liegt innerhalb des zirkumpolaren antarktischen Bandes der sogenannten Westwinddrift der südlichen Ozeane. Diese ostwärtige Umströmung der Antarktis [Nowlin und Klinck, 1986] wird an der Meeresoberfläche zusätzlich durch die atmosphärischen Westwinde der südhemisphärischen mittleren Breiten angetrieben. Dabei führt die Tatsache, daß anders als z.B. im Westwindgürtel der Nordhemisphäre hier keine Landmassen die zonale Strömung behindern, im Mittel zu einer vergleichsweise viel stärkeren Anregung des Wellenganges beim Durchgang synoptischer Zyklonen. Vor allem im Südwinter ist dies meist gleichbedeutend mit einem Zustand fast ständiger schwerer See von etwa  $40^{\circ}S$  bis nahe an den antarktischen Kontinent. Auch hierdurch ist die Antarktis, stärker als jeder andere Erdteil, buchstäblich von der Außenwelt abgeschnitten, was wiederum zur relativen Stabilität des dortigen regionalen Klimas beiträgt [Martinson, 1990].

### 2.2.3 Meereis

Meereis ist durch seine hohe Sensitivität hinsichtlich möglicher Temperaturänderungen, aber auch durch seine prinzipielle Mobilität infolge ozeanischer Driftbewegungen ein wichtiger Rückkopplungsfaktor des Klimasystems [Legutke et al., 1997, Mysak und Venegas, 1998]. Dabei wirkt es insbesondere über den sogenannten Eis-Albedo-Effekt eher destabilisierend, was das Potential zu einer Amplifizierung sonst kaum merklicher Klimaschwankungen beinhaltet, die auf diese Art aber dennoch zu größeren Klimavariationen führen können [Gao und Wu, 1998]. Der Eis-Albedo-Effekt besteht darin, daß Eis- und Schneeflächen eine sehr hohe kurzweilige Albedo besitzen, und dadurch den größten Teil der auftreffenden kurzwelligen Strahlung direkt wieder reflektieren. Diese kann dadurch nicht den Untergrund erwärmen, was letztlich über geringere langwellige (Wärme)-Strahlung desselben auch zu einer Abkühlung der Atmosphäre im Vergleich zu eisfreien Verhältnissen führt, und somit wiederum die Bildung von Eis und Schnee fördert. Auch in der umgekehrten Richtung, also bei Erwärmung, wirkt der Eis-Albedo-Effekt als positive Rückkopplung, da ein damit verbundenes Abschmelzen von Eis- und Schneeflächen die Albedo deutlich verringert und dadurch zu erhöhtem Energieeintrag führt [vgl. Rothrock et al., 1999].

Im Gegensatz zur destabilisierenden Wirkung des Eis-Albedo-Effektes gibt es jedoch in Verbindung mit Meereis auch noch eine bemerkenswerte negative, stabilisierende Rückkopplung, die für die Thermohaline Zirkulation von Bedeutung sein kann. Es handelt sich dabei um die Tatsache, daß Meereisbildung im Prinzip ein langsamer, kontinuierlicher Prozess ist, wodurch Meereis allgemein einen geringeren Salzgehalt aufweist als das umgebende Wasser. Man kann sich dies dadurch veranschaulichen, daß man sich das Wasser in winzige "Portionen" aufgeteilt denkt. Die salzärmeren davon frieren zuerst, wodurch anteilmäßig mehr von den salzhaltigeren Wasserportionen übrigbleiben. Dies bedeutet, daß sich bei der Bildung von Meereis die Salinität des verbleibenden Flüssigwassers, und damit auch dessen Dichte vergrößert. Bis zu einem gewissen Grade wirkt dies einem Effekt durch Erwärmung und verstärkten Süßwasserzufluß entgegen, solange nicht grundsätzlich die zur Meereisbildung höchstens zulässige Maximumtemperatur (einige Grad unter Null) im Arktischen Ozean und nördlichsten Nordatlantik überschritten wird. Bei einem möglichen Abbruch der Thermohalinen Zirkulation im Nordatlantik und der damit verbundenen drastischen Abkühlung in diesem Bereich [Rahmstorf, 1995] könnte der beschriebene Effekt im Laufe der Zeit jedoch zu einer Restaurierung der Zirkulation führen.

#### 2.2.4 Landoberflächen

Eine wichtige Funktion der Landoberflächen innerhalb des Klimasystems ist, ähnlich wie beim Meereis, die Rückwirkung zur Atmosphäre durch ihre Albedo. Im nicht durch Eis oder Schnee bedeckten Zustand ist diese allgemein deutlich geringer, als die Albedo von Meereis, Eis und Schnee, aber auch geringer als die Albedo der Meeresoberflächen [z.B. Robock, 1980; Kukla und Robinson, 1980], wodurch die Kontinente vergleichsweise sehr viel mehr Energie aufnehmen und die darüberliegenden atmosphärischen Schichten stärker erwärmen. Dies hat mindestens regional, teilweise aber auch global große Auswirkungen auf die troposphärische Zirkulation, man denke nur an die Entstehung des indischen Monsuns aufgrund der sommerlichen Verlagerung der ITCZ über den Himalaya. Gerade bei Landoberflächen ist allerdings eine große Variabilität des Erscheinungsbildes gegeben, von Gebirgen und Wüsten über Steppen, Tundren, Wälder und Felder bis hin zu den urbanen Zentren des Menschen. Alle diese Oberflächen unterscheiden sich stark in ihren physikalischen Eigenschaften, nicht nur bezüglich der Albedo, sondern auch hinsichtlich ihres Einflusses auf die Impuls-, Wärme- und Feuchteflüsse zwischen Erdoberfläche und Atmosphäre. Wegen der daraus resultierenden unterschiedlichen Wirkung auf das Klimasystem wird die Frage der Landnutzung daher auch im Rahmen der Klimamodellierung wichtig.

Im gleichen Zusammenhang ist auch der terrestrische Eintrag von Aerosolen in die Atmosphäre zu sehen, der ebenfalls vom konkreten Untergrund abhängt. Zudem kann ein solcher Eintrag auch marin oder vulkanisch erfolgen, in jedem Fall gibt es zunächst eine lokale Änderung der Strahlungsbilanz aufgrund der unterschiedlichen optischen Eigenschaften (Reflektion, Brechung und Absorption kurzwelliger, aber auch langwelliger Strahlung) der verschiedenen Aerosolteilchen. In der Folge kann es dann zu einer regionalen, oder auch globalen Verteilung dieser Staubpartikel kommen, wobei ihre Wirkung vor allem dann besonders groß ist, wenn sie einerseits relativ schnell verteilt werden und andererseits in großer Zahl in Bereiche der Atmosphäre gelangen, die durch vergleichsweise lange mittlere Verweilzeiten der dortigen Luftmassen gekennzeichnet sind. Dies gilt z.B. für Vulkanausbrüche in den Tropen (relativ schnelle Beeinflussung beider

Hemisphären), deren Aschewolken bis in die Stratosphäre gelangen. Einen Standardfall hierfür lieferte z.B. der Ausbruch des indonesischen Vulkans Tambora im Jahre 1815, auf den infolge der partiellen Abschirmung der solaren Einstrahlung weltweit das sogenannte "Jahr ohne Sommer" folgte. Dabei ist jedoch noch zu beachten, daß Aerosole nicht nur absorbieren und emittieren, sondern vor allem auch streuen können, wobei das Streuverhalten sich aber abhängig von Größe, Form und Konzentration der Aerosole sehr stark unterscheiden kann.

Ein weiterer, indirekter Einfluß der Landoberflächen auf das Klima besteht noch in ihrem Beitrag zu einigen Kohlenstoffzyklen, also in der Kopplung zur Biosphäre (v.a. Pflanzen). Die Zeitskalen dieser Zyklen liegen allerdings überwiegend weit über dem in der vorliegenden Arbeit modellierten dekadischen bis säkularen Bereich, so daß diese Prozesse hier nicht weiter diskutiert werden sollen.

## Kapitel 3

# Das globale gekoppelte AOGCM ECHO-GiSP

ECHO-GiSP steht für “ECHO-G mit integrierter stratosphärischer Chemie der AWI-Forschungsstelle Potsdam” und ist eine Erweiterung des globalen gekoppelten Atmosphäre-Ozean-Meereis-Klimamodelles ECHO-G (*Legutke und Voss* [1999]). Der Chemie-teil dieses neuentwickelten Modelles, auch als ISC (Integrierte Stratosphärische Chemie) bezeichnet, basiert auf dem MECCA Chemie-Modul (siehe *Sander et al.* [2005]) des Max-Planck-Institutes für Chemie in Mainz. Sowohl MECCA, als auch ISC berücksichtigen dabei neben Gasphasenreaktionen auch photolytische Reaktionen und heterogene Reaktionen auf Polaren Stratosphärenwolken (PSC's). Wie die Bezeichnung ISC für das Chemie-Modul bereits andeutet, wurde für die vorliegende Arbeit eine vereinfachte stratosphärische Ozonchemie zugrundegelegt. Da Ozon die mittelatmosphärische Strahlungsbilanz wesentlich mitbestimmt, und dadurch bei interaktiver Kopplung auch einen entscheidenden Einfluß auf die Modelldynamik ausübt, muss das Modell zudem hinreichend hochreichend sein, um Randeffekte hinsichtlich der Modellobergrenze auszuschließen. Daher muss neben der Troposphäre auch die mittlere Atmosphäre (Stratosphäre und Mesosphäre) vollständig abgedeckt werden, weshalb in ECHO-GiSP die 39-Schichten-Version des ECHO-G mit einer Modellobergrenze bei 1 Pa (ca. 80 km Höhe) benutzt wurde. Zusätzlich ist damit auch ausgeschlossen, daß es wegen einer zu niedrigen Modellobergrenze zu Problemen in Verbindung mit dem “Downward Control”-Mechanismus in polaren Breiten kommt.

In den nachfolgenden Abschnitten wird zunächst eine grundsätzliche Übersicht zur Modellstruktur und Umsetzung des ECHO-GiSP gegeben (Abschnitt 3.1). Anschließend folgen in Abschnitt 3.2 noch einmal etwas spezifischere Erläuterungen zu den einzelnen Modellkomponenten. Abschnitt 3.3 gibt einen Einblick hinsichtlich numerisch-technischer Fragen zur Durchführung der Modellsimulationen der vorliegenden Arbeit, welche schließlich (Abschnitt 3.4) kurz skizziert und erläutert werden.

### 3.1 Übersicht

Das im Rahmen der vorliegenden Arbeit neuentwickelte globale gekoppelte Klimamodell ECHO-GiSP besteht aus 2 strukturell unabhängigen Modellteilen, jeweils eines für die Dynamik und für die Chemie der Atmosphäre. Dadurch ist es möglich, das Modell entweder lediglich unter Berücksichtigung der einseitigen Abhängigkeit der Chemie

von der Dynamik (Temperatur, Druck, Spurenstofftransport), oder in voller interaktiver Kopplung zu betreiben. Dies ist auch der Grundgedanke bei den in dieser Arbeit durchgeführten und ausgewerteten Simulationen (s. Abschnitt 3.4).

ECHO-G (ECHAM & HOPE-G), der dynamische Modellteil des ECHO-GiSP, ist seinerseits noch einmal in 2 Komponenten unterteilt. Dies sind zum Einen das Atmosphärenmodell ECHAM4 und zum Anderen das Ozeanmodell HOPE-G, welche über den OASIS-Koppler (*Valcke et al.* [2000]) verknüpft sind. ECHAM4, beschrieben bei *Röckner et al.* [1996], ist eine Klimamodellversion des ECMWF-Wettervorhersagemodelles, die entsprechend angepaßt und zusätzlich für die mittlere Atmosphäre erweitert wurde (MA-ECHAM4, für Details vgl. *Manzini et al.* [1997] und *Manzini und McFarlane* [1998]). Das Modell ist ein spektrales Modell, und umfaßt "State-of-the-art"-Parameterisierungen verschiedener physikalischer Prozesse, wie z.B. Strahlungstransfer, Kumulus-Konvektion, Gravitationswellenantrieb, Grenzschichtphysik oder Turbulenz der freien Atmosphäre. HOPE-G (*Wolff et al.* [1997]; *Legutke und Maier-Reimer* [1999]) basiert wie auch ECHAM4 auf den primitiven Gleichungen, und beinhaltet 20 vertikale Schichten, sowie ein dynamisch-thermodynamisches Meereismodell mit Schneebedeckung.

Die Kopplung zwischen Atmosphären- und Ozeanmodell erfolgt durch den über OASIS gesteuerten Austausch von Meeresoberflächentemperaturen (SST's) und Oberflächenflüssen zwischen den beiden GCM's. Dies geschieht mit einer bestimmten, synchronisierten Frequenz, wobei der gekoppelte Zeitschritt ein Vielfaches des Atmosphären-, bzw. Ozeanzeitschrittes ist. Die aktuellen Zeitschritte sind 15 Minuten für die Atmosphäre, 2 Stunden für den Ozean und 1 Tag für die Kopplung, wobei die horizontalen Auflösungen  $T30$  (triangulare Abschneidung bei Wellenzahl 30,  $\approx 3.75^\circ \times 3.75^\circ$ ) für die Atmosphäre, beziehungsweise  $T42$  ( $\approx 2.8^\circ \times 2.8^\circ$ ) für den Ozean, mit erhöhter Auflösung in Richtung Äquator, sind. Die insgesamt 39 modellierten atmosphärischen Schichten vom Boden bis 0.01 hPa (80 km Höhe) haben einen vertikalen Gitterpunktabstand von ungefähr 2 km in der unteren Stratosphäre, während die Auflösung nach oben hin gröber wird.

ISC, die Integrierte Stratosphärische Chemie, also der auf dem MECCA-Modul (vgl. *Sander et al.* [2005]) basierende Chemieteil des ECHO-GiSP, ist für die Modellierung der Mischungsverhältnisse aller berücksichtigten chemischen Spurenstoffe verantwortlich. Dies geschieht kontinuierlich und im Ortsraum, d.h. für jeden atmosphärischen Zeitschritt und für jeden Gitterpunkt des zugeordneten räumlichen Modellgitters. Vom technischen Ablauf her werden dazu zunächst alle benötigten Informationen, z.B. über die herrschenden Temperaturen und Drücke, sowie die Spurenstoffverteilungen im Anschluß an den dynamischen Spurenstofftransport (s.u.) des jeweils vorausgehenden Zeitschrittes, im Chemiemodul aktualisiert. Anschließend berechnet das Modul die zusätzlich benötigten Reaktionsraten für Photolysereaktionen (nach *Landgraf und Crutzen* [1998]) und für einige heterogene Reaktionen auf Polaren Stratosphärenwolken (PSC's). Danach werden anhand dieser - und der Reaktionsraten der Gasphasenreaktionen die Mischungsverhältnisse der chemischen Spezies für den jeweils nächsten Zeitschritt bestimmt. Die konkret für die Simulationen der vorliegenden Arbeit verwendeten chemischen Spezies und Reaktionen, einschließlich der zugehörigen Reaktionsraten, bzw. weiterführender Literaturhinweise, sind in Anhang E zu finden.

Die neuen Mischungsverhältnisse werden schließlich zurück zu ECHO-G transferiert, wo alle Spezies noch mit den modellierten Windkomponenten über das semi-lagrange'sche Transportschema von *Williamson und Rasch* [1994] transportiert werden. Bei der ein-

seitigen Kopplung des Modelles nur von den dynamischen auf die chemischen Modellvariablen geschieht weiter nichts, während bei voller interaktiver Rückkopplung zwischen Chemie und Dynamik zusätzlich die Einbindung der ISC-Spurenstoffkonzentrationen in das ECHO-G Strahlungsschema (*Morcrette* [1991]) aktiviert wird. Sie ersetzen in diesem Fall die dort fest parameterisierten klimatologischen Spurenstoffkonzentrationen, d.h. insbesondere die atmosphärischen Ozonverteilungen.

## 3.2 Die Modellkomponenten

Dieser Abschnitt stellt in Ergänzung der vorangegangenen Übersicht weitere grundlegende Informationen zu den einzelnen Komponenten des ECHO-GiSP zusammen. Bei den beiden globalen Zirkulationsmodellen (GCM's) der Atmosphäre und des Ozeans bestehen diese Informationen jeweils aus einer kurzen Modellbeschreibung (Abschnitte 3.2.1 und 3.2.2), die allerdings schon aus Platzgründen hier keinen Anspruch auf Vollständigkeit erheben können. Zudem existieren bereits zu beiden Einzelmodellen umfassende Handbücher. Beim Chemiemodul, welches im Rahmen der vorliegenden Arbeit einerseits zunächst in ECHO-G eingebaut -, und andererseits insbesondere für die interaktiven Simulationen angepaßt, modifiziert und erweitert wurde, erfolgt eine Zusammenfassung der wesentlichen, für das Verständnis der weiteren Arbeit wichtigen Details (Abschnitt 3.2.3).

### 3.2.1 Das Atmosphärenmodell ECHAM4

Das Atmosphärenmodell ECHAM4 ist ein globales Modell der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation. Der Name ECHAM bezieht sich darauf, daß das Modell ursprünglich auf dem Wettervorhersagemodell des *ECMWF* (European Center for Medium Range Weather Forecasts) basiert, und am Max-Planck-Institut (MPI) für Meteorologie in *Hamburg* für Klimasimulationen umfunktioniert und weiterentwickelt wurde. Die in ECHO-GiSP enthaltene vierte Modellgeneration existiert in 2 grundlegenden Versionen, von denen die Standardversion über 19 vertikale Schichten bis ca. 10 hPa (30 km), die Mittelatmosphärenversion (MA-ECHAM4) über 39 vertikale Schichten bis ca. 1 Pa (80 km) verfügt. Darüberhinaus unterscheiden sich die beiden Versionen nur wenig [s. *Manzini et al.*, 1997; *Manzini und McFarlane*, 1998], die hier gemachten Angaben beziehen sich jedoch im Zweifelsfall immer auf MA-ECHAM4, da diese Version die in ECHO-GiSP verwendete ist.

ECHAM ist in der Hauptsache ein spektrales Modell, allerdings werden sowohl die enthaltenen physikalischen Parameterisierungen, als auch der Transport von Wasserdampf, Wolkenwasser und chemischen Spurenstoffen auf dem zugeordneten räumlichen Gauss-Gitter behandelt. Dazu wird in jedem Zeitschritt des Modelles jeweils zwischen Orts- und Spektralraum transformiert. Die prognostischen Variablen des Modelles sind die Vorticity  $\xi$  und die Divergenz  $D$  des Strömungsfeldes, die Temperatur  $T$ , die spezifische Feuchte  $q_v$ , der Wolkenwassergehalt  $q_w$  und der Logarithmus des Bodenluftdruckes  $\ln p_s$ . Dazu kommen als diagnostische Variablen noch das Geopotential  $\Phi$  und die vertikale Windgeschwindigkeit  $\omega$ . Eine ausführliche Modellbeschreibung ist bei *Röckner et al.* [1996] und in *DKRZ* [1993] zu finden.

Die Modellgleichungen leiten sich aus den allgemeinen Grundgleichungen für die atmosphärische Dynamik und einigen Näherungen ab. Das daraus resultierende sogenannte

primitive Gleichungssystem kann im Ortsraum in sphärischen Koordinaten ( $\lambda$ ,  $\mu = \sin \phi$ ,  $\eta$ ) zunächst folgendermaßen formuliert werden:

$$\frac{\partial U}{\partial t} - (f + \xi) \cdot V + \dot{\eta} \frac{\partial U}{\partial \eta} + \frac{R_d T_v}{a} \frac{\partial}{\partial \lambda} \ln p + \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \lambda} (\Phi + E) = P_U + K_U \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + (f + \xi) \cdot U + \dot{\eta} \frac{\partial V}{\partial \eta} + \frac{R_d T_v}{a} (1 - \mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} \ln p + \frac{(1 - \mu^2)}{a} \frac{\partial}{\partial \mu} (\Phi + E) = P_V + K_V \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{U}{a(1 - \mu^2)} \frac{\partial T}{\partial \lambda} + \frac{V}{a} \frac{\partial T}{\partial \mu} + \dot{\eta} \frac{\partial T}{\partial \eta} - \frac{\kappa T_v \omega}{(1 + (\delta - 1) q_v) p} = P_T + K_T \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial q_x}{\partial t} + \frac{U}{a(1 - \mu^2)} \frac{\partial q_x}{\partial \lambda} + \frac{V}{a} \frac{\partial q_x}{\partial \mu} + \dot{\eta} \frac{\partial q_x}{\partial \eta} = P_{q_x} + K_{q_x} \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \eta} = - \frac{R_d T_v}{p} \frac{\partial p}{\partial \eta} \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{\partial p}{\partial t} \right) + \nabla \cdot (\vec{v}_h \frac{\partial p}{\partial \eta}) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \dot{\eta} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) = 0 \quad (3.6)$$

Die Gleichungen 3.1 und 3.2 sind die noch für die horizontalen Windkomponenten  $U = u \cos \phi$  und  $V = v \cos \phi$  angegebenen horizontalen Bewegungsgleichungen. Gleichung 3.3 basiert auf dem Ersten Hauptsatz der Thermodynamik und Gleichung 3.4 faßt die Bilanzgleichungen für die spezifische Feuchte  $q_v$  ( $x = v$ ) und den Wolkenwassergehalt  $q_w$  ( $x = w$ ) zusammen. Die weiteren Gleichungen 3.5 und 3.6 sind die hydrostatische Grundgleichung und die Kontinuitätsgleichung.

Dabei ist  $f = 2 \Omega \sin \phi$  der Coriolisparameter,  $R_d$  und  $R_v$  sind die Gaskonstanten für trockene Luft und für Wasserdampf, und  $T_v = T(1 + (R_v/R_d - 1) q_v)$  ist die virtuelle Temperatur.  $E = (u^2 + v^2)/(2(1 - \mu^2))$  ist die volumenspezifische kinetische Energie,  $\kappa = R_d/C_{pd}$  der Quotient von Gaskonstante und spezifischer Wärme trockener Luft,  $\delta = C_{pv}/C_{pd}$  hingegen der Quotient der spezifischen Wärme gesättigter feuchter und trockener Luft.  $\vec{v}_h = (u, v)$  ist der horizontale Windvektor. Des Weiteren bezeichnet  $a$  den Erdradius,  $\lambda$  die geographische Länge und  $\phi$  die geographische Breite, während  $\eta$  die speziell für ECHAM gewählte Vertikalkoordinate ist (s.u.).

Aus der Kontinuitätsgleichung 3.6 folgt durch Integration über die gesamte Atmosphäre eine Gleichung für den Bodenluftdruck  $p_S$ , die noch bezüglich  $\ln p_S$  umgeformt werden kann:

$$\frac{\partial}{\partial t} \ln p_S = - \frac{1}{p_S} \int_0^1 \nabla \cdot (\vec{v}_h \frac{\partial p}{\partial \eta}) d\eta \quad (3.7)$$

Außerdem läßt sich, in diesem Fall durch Integration bis zur jeweiligen Höhe  $\eta$  und Ersetzen von  $\dot{\eta} \partial p / \partial \eta$  anhand  $\omega = dp/dt$ , eine Gleichung für die auf den Druck bezogene Vertikalgeschwindigkeit  $\omega$  ableiten:

$$\omega = \vec{v}_h \cdot \nabla p - \int_0^\eta \nabla \cdot (\vec{v}_h \frac{\partial p}{\partial \eta}) d\eta \quad (3.8)$$

Neben den bereits erwähnten Variablen und Konstanten enthalten speziell die Gleichungen 3.1 bis 3.4 noch zwei zusätzliche Klassen von Termen. Die  $P_i$ , mit  $i = U, V, T, q_v, q_w$ ,

symbolisieren dabei allgemein die Beiträge der physikalischen Parameterisierungen der nicht aufgelösten Skalen (Subskalen). Die entsprechenden  $K_i$  sind hingegen empirisch bestimmte numerische Ausdrücke für skalenselektive Diffusion, die realistische Ergebnisse für die vom Modell aufgelösten Skalen sicherstellen. Für die Parameterisierungsskalen  $P_i$  gilt ausgeschrieben:

$$P_y = -g \cos \phi \left( \frac{\partial p}{\partial \eta} \right)^{-1} \frac{\partial J_y}{\partial \eta} \quad (3.9)$$

$$P_T = \frac{1}{C_p} (Q_R + Q_L + Q_D - g \left( \frac{\partial p}{\partial \eta} \right)^{-1} \left[ \frac{\partial J_S}{\partial \eta} - C_{pd} T (\delta - 1) \frac{\partial J_{q_v}}{\partial \eta} \right]) \quad (3.10)$$

$$P_{q_x} = S_{q_x} - g \left( \frac{\partial p}{\partial \eta} \right)^{-1} \frac{\partial J_{q_x}}{\partial \eta} \quad (3.11)$$

Hierbei steht  $y$  für  $U$  und  $V$ ,  $q_x$  für  $q_v$  und  $q_w$ .  $g$  ist die Gravitationsbeschleunigung der rotierenden Erde und  $C_p = C_{pd} (1 + (\delta - 1) q_v)$  die effektive spezifische Wärme feuchter Luft.  $J_y$ ,  $J_S$  und  $J_{q_x}$  sind die parameterisierten vertikalen Nettoflüsse von Impuls, statischer Energie  $C_{pd} T + \Phi$ , Feuchtigkeit und Wolkenwasser, die auch Flüsse durch Konvektion und Grenzschichtturbulenz einschließen. Die  $S_{q_x}$  bezeichnen die Änderungsraten von spezifischer Feuchte und Wolkenwasser aufgrund von Kondensation, Verdunstung und Niederschlagsbildung, während  $Q_R$ ,  $Q_L$  und  $Q_D$  für das Heizen infolge von Strahlung, internen Phasenumwandlungen und Dissipation kinetischer Energie stehen.

Um insbesondere die prognostischen Gleichungen auf einfache Art in den Spektralraum überführen und dort lösen zu können, ist es günstig, zuvor noch die Bewegungsgleichungen 3.1 und 3.2 in  $U$  und  $V$  durch die entsprechenden Bewegungsgleichungen in  $\xi$  (Vorticity-Gleichung) und  $D$  (Divergenzgleichung) zu ersetzen:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = \frac{1}{a(1 - \mu^2)} \frac{\partial}{\partial \lambda} (F_V + P_V) - \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \mu} (F_U + P_U) + K_\xi \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{1}{a(1 - \mu^2)} \frac{\partial}{\partial \lambda} (F_U + P_U) + \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \mu} (F_V + P_V) - \nabla^2 G + K_D \quad (3.13)$$

Dabei ist  $G = \Phi + E$  die gesamte volumenspezifische Energie, außerdem sind  $F_U$  und  $F_V$  wie folgt festgelegt:

$$F_U = (f + \xi) \cdot V - \dot{\eta} \frac{\partial U}{\partial \eta} - \frac{R_d T_v}{a} \frac{\partial}{\partial \lambda} \ln p \quad (3.14)$$

$$F_V = -(f + \xi) \cdot U - \dot{\eta} \frac{\partial V}{\partial \eta} - \frac{R_d T_v}{a} (1 - \mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} \ln p \quad (3.15)$$

ECHAM behandelt nun die Gleichungen 3.14, 3.15, 3.3, 3.4, und 3.7 für die prognostischen Variablen  $\xi$ ,  $D$ ,  $T$ ,  $q_v$ ,  $q_w$  und  $\ln p_S$  spektral, indem sie entsprechend D.5 aus Anhang D (Seite 138) für die einzelnen Spektralkoeffizienten entwickelt werden (vgl. *Krishnamurti et al.* [1998]). Die horizontalen Ableitungen lassen sich dann numerisch sehr einfach lösen (vgl. Anhang D, Gleichungen D.6 und D.7), wobei für die Simulationen der vorliegenden Arbeit eine spektrale Abschneidung bei der maximalen Wellenzahl 30 vorgenommen wurde. Mehr dazu findet sich ebenfalls in Anhang D.

Das der spektralen  $T30$ -Auflösung zugeordnete horizontale räumliche Gauss-Gitter, auf dem die physikalischen Parameterisierungen, der Spurenstofftransport, aber auch (innerhalb ISC) die vereinfachte Stratosphärenchemie ausgeführt werden (s.u.), verfügt über eine zonale Gitterpunktzahl von  $I_{grid} = 96$  und eine meridionale Gitterpunktzahl von  $J_{grid} = 48$ . Im Gradmaß entspricht dies einer Auflösung von etwa  $3.75^\circ \times 3.75^\circ$ .

Vertikal sind die 39 Modellschichten bezüglich der hybriden  $\sigma - p$ -Koordinate  $\eta$  angegeben, die in den unteren Modellschichten der Topographie folgt ( $\sigma = p/p_S$ ), sich nach oben hin aber immer mehr an die reinen Druckflächen anschmiegt [Kasahara, 1974].  $\eta = \eta(p, p_S)$  ist damit eine Funktion des Luftdruckes  $p$  in der Modellschicht und des Bodenluftdruckes  $p_S$ , für die die Randbedingungen  $\eta(0, p_S) = 0$  und  $\eta(p_S, p_S) = 1$  gelten. Die diskreten Modellschichten lassen sich bei jeweils bekanntem  $p_S$  durch den Luftdruck an den Schichtgrenzen  $p_{k+1/2}$  ( $k = 1, \dots, 39$ ) bestimmen:

$$p_{k+1/2} = A_{k+1/2} + B_{k+1/2} \cdot p_S \quad (3.16)$$

$A_{k+1/2}$  (in Pa) und  $B_{k+1/2}$  (dimensionslos) sind dabei festgelegte Konstanten. Der Luftdruck in den Schichtmitten  $p_k$  folgt schließlich mit:

$$p_k = \frac{1}{2}(p_{k+1/2} + p_{k-1/2}) \quad (3.17)$$

Die zeitliche Integration in ECHAM erfolgt anhand eines sogenannten "Leap-Frog"-Verfahrens in semi-impliziter Ausführung:

$$X^{n+1} = X^{n-1} + 2\Delta \cdot \left( \left( \frac{\partial X}{\partial t} \right)^n + S_X \right) \quad (3.18)$$

$X^{n+1}$  ist die jeweilige Variable zum Zeitschritt  $n+1$ ,  $X^{n-1}$  bezieht sich entsprechend auf den Zeitschritt  $n-1$ , die lokalzeitliche Ableitung auf den Zeitschritt  $n$ . Gegenüber dem expliziten Leap-Frog-Verfahren wurde hier noch die semi-implizite Korrekturgröße  $S_X$  ergänzt, die auch Werte zum Zeitschritt  $n+1$  enthält. Numerisch wird Gleichung 3.18 in zwei Schritten gelöst:

$$X_e^{n+1} = X^{n-1} + 2\Delta \cdot \left( \frac{\partial X}{\partial t} \right)^n \quad (3.19)$$

$$X^{n+1} = X_e^{n+1} + 2\Delta \cdot S_X \quad (3.20)$$

Gleichung 3.19 beinhaltet das ursprüngliche explizite Leap-Frog-Verfahren. Nachdem daraus Näherungswerte  $X_e^{n+1}$  aller Variablen berechnet wurden, werden die Korrekturterme  $S_X$  bestimmt und mit Gleichung 3.20 die eigentlichen Vorhersagewerte  $X^{n+1}$  ermittelt. Anschließend wird noch eine Zeitfilterung nach Asselin [1972] durchgeführt, um unphysikalische numerische Lösungen, sogenannte "Computational Modes", zu vermeiden.

Zu den physikalischen Parameterisierungen, die über die Größen  $J$ ,  $S$  und  $Q$  in den Beziehungen 3.9 bis 3.11 in die Modellgleichungen eingehen (s.o.), gehören u.a. die Behandlung von stratiformer Bewölkung (nach Röckner, [1991]) und Kumulus-Konvektion [Tiedtke, 1989; Nordeng, 1994]. Dabei werden Kondensation, Verdunstung, Niederschlagsbildung und auch Transport von Impuls, Wärme, spezifischer Feuchte oder Wolkenwasser berücksichtigt. Die entsprechenden turbulenten Grenzschichtflüsse und die Turbulenz der freien

Atmosphäre werden nach *Brinkop und Röckner* [1995] ermittelt. Die allgemeine Parameterisierung orographischer Wellen basiert auf der Arbeit von *McFarlane* [1987] und wurde für MA-ECHAM4 durch ein Impulsflußschema für vertikal propagierende Gravitationswellen nach *Hines* [1997a,b] ergänzt. Der Strahlungstransfer beruht auf dem Schema von *Morcrette* [1991], mit Erweiterungen nach *Giorgetta und Wild* [1995] und *Röckner* [1995]. Die Randbedingungen für die strahlungswirksamen chemischen Spezies werden dabei standardmäßig fest vorgegeben, insbesondere wird Ozon nach folgender Beziehung parameterisiert [*ECMWF*, 1991]:

$$\int_0^p R_{O_3}(p') dp' = \frac{a}{1 + (b/p)^{3/2}} \quad (3.21)$$

$R_{O_3}(p)$  ist dabei das Massenmischungsverhältnis des Ozons,  $p$  der Druck. Der Parameter  $b$  bezeichnet das Druckniveau, auf dem Ozon sein größtes Mischungsverhältnis hat (nach *Wilcox und Belmont* [1977]), und  $a$  wird so gewählt, daß das obige Integral über die gesamte Atmosphäre der Ozonklimatologie von *London et al.* [1976] entspricht. Innerhalb ECHO-GiSP kann diese Parameterisierung durch die Ozonmischungsverhältnisse aus dem Chemie-Modul (ISC) des Modelles ersetzt werden, um so die volle Rückkopplung zwischen Dynamik, Strahlung und Chemie zu berücksichtigen (vgl. die Abschnitte 3.2.3 und 3.4).

Außerdem enthält das Modell ein Semi-Lagrange-Transportschema nach *Williamson und Rasch* [1994]. Der eigentliche Transport läuft dabei nach der Lagrange-Methode ab, anschließend werden aber die erhaltenen Werte auf die jeweils nächstliegenden Gitterpunkte des festgelegten Gauss-Gitters interpoliert. Numerisch ist dieses Verfahren auch bei vergleichsweise großen Zeitschritten stabil, zudem ist es positiv definit, kann also keine negativen Werte transportierter Mischungsverhältnisse von Spurenstoffen erzeugen. Ein Nachteil besteht aber darin, daß es nicht explizit massenerhaltend ist, so daß die Massenerhaltung durch einen sogenannten Konservationsfixer [*Rasch und Williamson*, 1990] erzwungen werden muß.

### 3.2.2 Das Ozean-Meereis-Modell HOPE-G

Das Ozean-Meereis-Modell HOPE-G ist ein globales Modell der allgemeinen ozeanischen Zirkulation. HOPE steht dabei für “Hamburg Ocean Primitive Equation general circulation model”, G für die globale Auflösung. Wie der Name bereits andeutet, basiert das Modell im Wesentlichen auf den Primitiven Gleichungen für den Ozean. Die prognostischen Variablen des eigentlichen Ozeanmodelles sind dabei die Horizontalgeschwindigkeit  $\vec{v}$ , die potentielle Temperatur  $\Theta$ , die Salinität  $S$  und die Meeresoberflächenanhebung  $\zeta$  (gegenüber dem mittleren Meeresspiegel), die in den Gleichungen 3.22 bis 3.25 behandelt werden. Zudem werden der Druck  $p$  und die Vertikalgeschwindigkeit  $w$  diagnostisch bestimmt (Gleichungen 3.26 und 3.27). Dazu kommt noch eine zusätzliche Modellkomponente hinsichtlich der Meereisbedeckung, einschließlich der Berücksichtigung von eventuellen Schneelagen auf dem Meereis. Eine detaillierte Beschreibung des Modelles wird bei *Wolff et al.* [1997] gegeben, die Meereiskomponente basiert auf dem Ansatz von *Hibler* [1979].

Die horizontale Bewegungsgleichung wird in HOPE-G in der folgenden Form verwendet, mit  $\rho_0$  als mittlerer Wasserdichte,  $f$  als Coriolisparameter,  $g$  als Gravitationsbeschleunigung der Erde und  $\nabla_H$  als horizontalem Gradienten:

$$\frac{d}{dt}\vec{v} + f(\vec{k} \times \vec{v}) = -\frac{1}{\rho_0}(\nabla_H(p + \rho_0 g \zeta)) + \vec{F}_H + \vec{F}_V \quad (3.22)$$

$\vec{F}_H$  ist der horizontale Reibungsterm, der direkt über  $\vec{v}$  parameterisiert ist:

$$\vec{F}_H = \nabla(v_a T^2 \nabla_H \vec{v}) + A_H \nabla^2 \vec{v} - B_H \nabla^4 \vec{v}$$

$A_H$ ,  $B_H$  und  $v_a$  sind im Prinzip Konstanten, wobei allerdings  $v_a$  noch breitenabhängig ist. Das  $T^2$  berechnet sich für den jeweiligen Zeitschritt  $n$  aus dem mit  $\lambda_{T1} = 0.9$  gewichteten  $T^2$  des vorherigen Zeitschrittes  $n - 1$  und der mit  $\lambda_{T2} = 0.1$  gewichteten horizontalen Scherung des Geschwindigkeitsfeldes im aktuellen Zeitschritt:

$$(T^2)^n = \lambda_{T1}(v_x^n + u_y^n)^2 + \lambda_{T2}(T^2)^{n-1}$$

Hierbei ist definiert:

$$v_x \equiv \frac{\partial v}{\partial x}, \quad u_y \equiv \frac{\partial u}{\partial y}$$

Weiterhin ist in Gleichung 3.22 mit  $\vec{F}_V$  ein vertikaler Reibungsterm gegeben, der über die vertikale Ableitung der horizontalen Geschwindigkeit parameterisiert ist:

$$\vec{F}_V = \frac{\partial}{\partial z}(A_V \frac{\partial}{\partial z} \vec{v})$$

Für  $A_V$  im Zeitschritt  $n$  gilt dabei:

$$A_V^n = (1 - \lambda_V)A_V^{n-1} + \lambda_V(A_{V0}(1 + C_{RA} Ri)^{-2} + \delta_{\Delta\rho} W_\rho + A_b)$$

$A_{V0}$ ,  $C_{RA}$  und  $A_b$  sind wiederum Konstanten,  $\lambda_V = 0.4$  ein Wichtungsfaktor.  $\delta_{\Delta\rho} W_\rho$  steht für den eventuellen Beitrag aus der Parameterisierung der Mischungsschicht, während  $Ri$  die Richardson-Zahl bezeichnet:

$$Ri = g\rho_0^{-1} \frac{\partial\rho}{\partial z} \left( \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right)^{-1}$$

Die nächste Grundgleichung des HOPE-G ist die Erhaltungsgleichung der Salinität  $S$ :

$$\frac{d}{dt}S = \frac{\partial}{\partial z}(D_V \frac{\partial S}{\partial z}) + D_H \nabla^2 S + \nabla(v_D T^2 \nabla_H S) \quad (3.23)$$

$v_D$  und  $D_H$  sind Konstanten,  $T^2$  ist ebenso definiert, wie im Zusammenhang mit der horizontalen Bewegungsgleichung 3.22.  $D_V$  folgt für den Zeitschritt  $n$  aus:

$$D_V^n = (1 - \lambda_V)D_V^{n-1} + \lambda_V \text{Max}[D_{V0}(1 + C_{RD} Ri)^{-3} + 0.5 \delta_{\Delta\rho} W_\rho; D_b]$$

Dabei ist wiederum  $\lambda_V = 0.4$ ,  $D_{V0}$ ,  $C_{RD}$  und  $D_b$  sind Konstanten,  $Ri$  die Richardson-Zahl und  $0.5 \delta_{\Delta\rho} W_\rho$  steht für den Beitrag aus der Parameterisierung der Mischungsschicht.

Völlig analog zu Gleichung 3.23 ist auch die Erhaltungsgleichung für die potentielle Temperatur  $\Theta$  angegeben:

$$\frac{d}{dt}\Theta = \frac{\partial}{\partial z}(D_V \frac{\partial \Theta}{\partial z}) + D_H \nabla^2 \Theta + \nabla(v_D T^2 \nabla_H \Theta) \quad (3.24)$$

Des Weiteren wird die Anhebung  $\zeta$  der Meeresoberfläche gegenüber dem mittleren Meeresspiegel durch vertikale Integration über die jeweilige Wassertiefe  $H$ , sowie die Berücksichtigung eines Quelltermes  $Q_\zeta$  ermittelt, welcher den entsprechenden Frischwasserzufluß beschreibt:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\nabla \int_H^0 \vec{v} dz + Q_\zeta \quad (3.25)$$

Der Druck  $p$  folgt diagnostisch aus der hydrostatischen Grundgleichung:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -g\rho \quad (3.26)$$

Die Vertikalgeschwindigkeit  $w$  wird über die Divergenz des horizontalen Geschwindigkeitsfeldes bestimmt:

$$\frac{\partial w}{\partial z} = -\nabla \cdot \vec{v} \quad (3.27)$$

Für die Meereiskomponente in HOPE-G wird ebenfalls eine horizontale Bewegungsgleichung gelöst, die in erster Linie von den Impulsüberträgen  $\vec{\tau}_a$  der Atmosphäre (in ECHO-G aus ECHAM) und  $\vec{\tau}_o$  des Ozeans, sowie inneren Kräften  $\vec{F}_I$  im Eis (Zusammenhalt der Eisdecke) abhängt:

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{v}_I = -f\vec{k} \times \vec{v}_I + \frac{\vec{\tau}_a + \vec{\tau}_o + \vec{F}_I}{\rho_I h_I} - g\nabla_H \zeta \quad (3.28)$$

$\rho_I$  ist die Dichte des Meereises,  $h_I$  seine Dicke, während der Impulsübertrag  $\vec{\tau}_o$  des Ozeans über das Geschwindigkeitsfeld  $\vec{v}_1$  der obersten Wasserschicht wie folgt parameterisiert ist:

$$\vec{\tau}_o = -\rho_0 c_w |\vec{v}_I - \vec{v}_1| (\vec{v}_I - \vec{v}_1)$$

Dabei ist  $\rho_0$  die mittlere Dichte des Wassers,  $c_w$  eine weitere Konstante.

Neben der Meereisgeschwindigkeit werden in HOPE-G auch Kontinuitätsgleichungen für die Eiskonzentration  $A_I$ , die mittlere Eisdicke  $h_I = h_I A_I$  für jede Gitterzelle, und die Schneetiefe  $h_s$  gelöst, wobei eine vertikale Akkumulation von Eis oder Schnee jeweils nur bei Temperaturen unter dem Gefrierpunkt möglich ist. Die Neubildung von Schnee ist neben den auftretenden Wärmeflüssen, insbesondere zwischen der Schnee-, bzw. Eisschicht und der Atmosphäre, auch noch explizit vom vertikalen Frischwasserzufluß (Niederschlag) abhängig.

Die Behandlung der effektiven Wärmeflüsse zwischen Atmosphäre und Ozean, anhand derer auch die partiellen Wärmeflüsse Ozean-Meereis, Atmosphäre-Meereis und Atmosphäre-Schnee, sowie Meereis-Schnee parameterisiert werden, unterscheidet sich je nach Oberflächenbeschaffenheit. Für eine eisfreie Wasseroberfläche ist der effektive Wärmefluß einfach gleich dem Netto-Wärmefluß aufgrund der Temperaturen von Wasser und Luft. Ansonsten wird ein zusätzlicher Proportionalitätsfaktor einbezogen, der gerade dem Reziproken der Eis- und Schneedicke entspricht. Allgemein spielt auch die Differenz zwischen der jeweiligen Oberflächentemperatur und dem Gefrierpunkt eine wichtige Rolle, zudem werden die unterschiedlichen Strahlungseigenschaften von Eis- und Schneeoberflächen berücksichtigt.

Sowohl die Gleichungen für den Ozean, als auch für das Meereis werden im Ortsraum gelöst. Horizontal wird dabei auf einem Arakawa-E-Gitter gearbeitet [Arakawa und Lamb, 1977], wobei in den hohen und mittleren Breiten die Auflösung einem Gauss-Gitter für die maximale Wellenzahl 42 entspricht ( $T42$ ). In Richtung Äquator verfeinert sich dann die meridionale Auflösung zunehmend, um die tropischen Strömungsverhältnisse adäquat beschreiben zu können. Vertikal sind 20 Tiefenschichten vorgesehen, die bei 10, 30, 51, 75, 100, 125, 150, 175, 206, 250, 313, 425, 600, 800, 1050, 1450, 2100, 3000, 4000 und 5250 m unter dem mittleren Meeresspiegel angesetzt sind. Eine gute Auflösung der Topographie ist aber trotz dieser im Prinzip festgelegten Tiefenlevel dadurch garantiert, daß im jeweils untersten Level partielle Gitterzellen berücksichtigt werden. Die Höhe dieses untersten Levels wird dabei gerade so gewählt, daß die über alle Level akkumulierte Höhe genau der lokalen Wassertiefe entspricht.

Die zeitliche Integration in HOPE-G basiert auf dem Konzept des sogenannten Operator-Splittings, das auch als “Method of fractional steps” bezeichnet wird [s. z.B. Press et al., 1989]. Dabei wird die Vorhersage vom jeweils vorherigen Zeitschritt  $n - 1$  auf den neuen Zeitschritt  $n$  anhand der Grundgleichungen des Modelles nicht in einer einzigen Rechnung durchgeführt, sondern auf mehrere, nach Möglichkeit analoge Teilrechnungen aufgeteilt. Jede dieser Teilrechnungen kann dann z.B. einem bestimmten physikalischen Modul des Modelles zugeschlagen werden, so daß die prognostischen Variablen einfach sukzessive alle Module des Modelles durchlaufen können, ohne noch explizit zeitintegriert zu werden.

### 3.2.3 ISC - Integrierte Stratosphärische Chemie

Wie bereits erwähnt, ist das in ECHO-GiSP enthaltene Chemiemodul in der direkten Nachfolge, bzw. als Anwendung und Erweiterung des ursprünglich vom Max-Planck-Institut für Chemie in Mainz entwickelten MECCA-Modules (*Module Efficiently Calculating the Chemistry of the Atmosphere*, [s. Sander et al., 2005]) zu sehen. Auch ISC besteht dabei aus insgesamt 3 im Prinzip autarken Teilen, von denen 2 im Wesentlichen mit den gleichnamigen MECCA-Routinen übereinstimmen. Diese sind dem dritten Teil, der eigentlichen Chemie-Routine, vorgeschaltet und beinhalten die Berechnung von jeweils (für jeden Zeitschritt) aktuellen Reaktionsraten für photolytische Reaktionen (PHOTO), bzw. für heterogene Reaktionen auf polaren Stratosphärenwolken (PSC). In Anhang E ab Seite 140 sind allgemein die für die Simulationen der vorliegenden Arbeit verwendeten chemischen Spezies und Reaktionen nebst der zugehörigen Reaktionsraten, bzw. weiteren Informationen aufgelistet.

Die PHOTO-Routine basiert dabei hauptsächlich auf der Methodik von Landgraf und Crutzen [1998], während die PSC-Routine sich u.a. an den Arbeiten von Carslaw et al. [1997b], Luo et al. [1994], oder auch Hanson und Mauersberger [1988] orientiert. Eine genauere Auflistung der weiterführenden Literatur findet sich ebenfalls in Anhang E, Tabelle E.4 (Seite 145). Die Berücksichtigung von PSC's, und damit die Berücksichtigung heterogener Reaktionen auf deren Oberfläche, ist aber grundsätzlich auf den Höhenbereich zwischen 180 hPa und 100 hPa beschränkt, sowie nur nördlich  $45^{\circ}N$  oder südlich  $55^{\circ}S$  vorgesehen. Beide Einschränkungen sollen insbesondere den unnötigen Verbrauch von Rechenkapazität verhindern, da außerhalb dieser Gebiete ohnehin nicht mit der Bildung von PSC's zu rechnen ist.

Im Gegensatz zur Berechnung der Reaktionsraten wurde der Hauptteil des Chemiemodules für den Einbau in ECHO-GiSP im Vergleich zu MECCA deutlich modifiziert. Dies betrifft insbesondere auch eine neuentwickelte, bei der Vorbereitung der eigentlichen Modellsimulationen zum Einsatz kommende Skript-Umgebung. Diese ermöglicht es, auf einfache Weise eine beliebige Konfiguration an jeweils zu modellierenden chemischen Spezies und für diese berücksichtigten chemischen Gleichungen in der hierzu erforderlichen numerisch-technischen Umsetzung in das Modell einzubinden. Gemeint ist hier die automatische Organisation der zu diesem Zweck ansonsten notwendigen manuellen Arbeitsschritte.

Dabei wird gleichzeitig noch für die Vektorisierung (s. Abschnitt 3.3, Seite 41 f.) der Chemie-Routine und die passende Anbindung aller benötigten, ebenfalls automatisch definierten chemischen Modellvariablen an das dynamische Modell gesorgt. Letzteres ist notwendig, da einerseits die Initialisierung der chemischen Felder über die Einleserroutine des Atmosphärenmodelles abgewickelt wird, und andererseits in jedem Zeitschritt auch das Setzen der notwendigen Randbedingungen dort erfolgt. Zudem wird die in ECHAM4 enthaltene semi-lagrange'sche Transportroutine nach *Williamson und Rasch* [1994] für den Spurenstofftransport genutzt, und gegebenenfalls, d.h. bei aktivierter interaktiver Chemie-Dynamik-Rückkopplung des ECHO-GiSP, muß die jeweilige Ozonverteilung auch für die Berechnung des Strahlungsantriebes verfügbar sein.

Zur konkreten Vorbereitung des jeweiligen chemischen Gleichungssystems auf die Anwendung des in der Chemieroutine implementierten Lösungsalgorithmus dient im Rahmen der ISC-Skriptumgebung der sogenannte kinetische Präprozessor (*Kinetic PreProcessor*, KPP, [*Damian-Iordache und Sandu*, 1995; *Damian et al.*, 2002]). Dieses Programm setzt im Prinzip die am Anfang der chemischen Modellbildung vorzugebenden Listen der zulässigen chemischen Spezies und chemischen Reaktionen in eine für das Modell interpretierbare Form um. Seine Verwendung in den ISC-Skripten stellt indes keine Neuerung dar, es war vielmehr auch die Basis des Umgebungsskriptes der ISC zugrundeliegenden MECCA-Version (07/2003). Dort gibt es allerdings, anders als bei ISC, keine freie Wahl der gewünschten Modellchemie, sondern es kann lediglich eine von mehreren fest vordefinierten chemischen Konfigurationen verwendet werden. Auch die Vektorisierung und die automatische Anbindung an das dynamische Modell entfallen dort.

Um nun das für eine bestimmte Modellsimulation einmal ausgewählte und vorbereitete chemische Gleichungssystem innerhalb der Simulation für jeden Zeitschritt und an jedem Gitterpunkt des zugehörigen räumlichen Gitters auch wirklich auflösen zu können, ist noch ein sogenannter Solver, also ein numerischer Gleichungslöser, erforderlich. Dieser muß allgemein in der Lage sein, große Systeme "steifer" Differentialgleichungen mit hoher Genauigkeit zu behandeln. Steif bedeutet dabei, daß die Absolutwerte der auftretenden Ableitungen über viele Größenordnungen variieren können. Mathematisch gesehen besteht die Forderung an den Solver einfach darin, bei bekanntem Wert eines Vektors  $\vec{y}$  zur Zeit  $t_0$  (Konzentrationen der Spurenstoffe nach dem vorherigen Zeitschritt), sowie bei bekannter Ableitung  $d\vec{y}/dt$  den Wert des Vektors  $\vec{y}$  zur Zeit  $t$  (Konzentrationen der Spurenstoffe nach dem aktuellen Zeitschritt) zu interpolieren. Es gilt:

$$\frac{d\vec{y}}{dt} = f(t, \vec{y}(t)) , \quad \text{mit : } t > t_0 , \quad \text{und : } \vec{y}(t_0) = \vec{y}_0 \quad (3.29)$$

Gleichzeitig muß der Solver mathematisch und numerisch sehr stabil sein, d.h. er darf auch bei schlecht relaxierten chemischen Anfangsbedingungen keine unrealistischen Änderungen (Tendenzen) der zu interpolierenden Konzentrationen zeigen. Dies ist schon deshalb von großer Bedeutung für den praktischen Einsatz des Solvers, da bei der Modellierung in ECHO-GiSP z.B. auch der dynamische Transport der Spurenstoffe berücksichtigt wird, der u.U. durchaus das jeweilige chemische Gleichgewicht zerstören kann. Zudem spielt auch die für das Chemiemodul relativ große zeitliche Schrittweite des übergeordneten ECHAM4 von 15min (900s) im Rahmen der Simulationen der vorliegenden Arbeit eine wichtige Rolle. Einige Spezies variieren deutlich schneller, so daß neben der Wahl eines stabilen Solvers sogar noch eine Unterteilung des Zeitschrittes vorgenommen werden mußte. Es wird also nicht einmalig von  $\vec{y}_0$  auf  $\vec{y}_t$  interpoliert, sondern schrittweise von jeweils  $\vec{y}_n$  auf  $\vec{y}_{n+1}$ . Dabei wurde die folgende Kurzschrift definiert:

$$\vec{y}_n \equiv \vec{y}(t_n)$$

Konkret werden die ursprünglichen 900s in 5 Abschnitte aufsteigender Länge von 9s, 36s, 144s, 288s und 423s zerlegt (1%+4%+16%+32%+47%= 100%), um so zunächst die Felder ins chemische Gleichgewicht zu bringen, und dann die eigentliche Interpolation vorzunehmen. Der dazu für ECHO-GiSP verwendete Solver nennt sich ROS3, und ist, wie der Name bereits andeutet, ein sogenannter Rosenbrock-Solver dritter Ordnung. Dies bedeutet, daß das in ROS3 implementierte Lösungsverfahren aus mathematischer Sicht ein implizites Rosenbrock-Verfahren ist, welches in 3 Iterationsschritten die zu interpolierenden Werte bestimmt. Eine detaillierte Darstellung der mathematischen Grundlagen nebst einer Ableitung des ROS3-Lösungsschemas ist in Anhang A zu finden (Seite 127 ff.). Dieses Lösungsschema stellt sich dabei wie folgt dar:

$$\vec{y}_{n+1} = \vec{y}_n + b_1^* \vec{K}_1^* + b_2^* \vec{K}_2^* + b_3^* \vec{K}_3^* \quad (3.30)$$

$$\bar{J}^* \cdot \vec{K}_1^* = f(\vec{y}_n) \quad (3.31)$$

$$\bar{J}^* \cdot \vec{K}_2^* = f(\vec{y}_n + \vec{K}_1^*) + \frac{c_{21}}{h} \vec{K}_1^* \quad (3.32)$$

$$\bar{J}^* \cdot \vec{K}_3^* = f(\vec{y}_n + \vec{K}_1^*) + \frac{c_{31}}{h} \vec{K}_1^* + \frac{c_{32}}{h} \vec{K}_2^* \quad (3.33)$$

In Gleichung 3.30 wird die eigentliche Interpolation von  $\vec{y}_n$  auf  $\vec{y}_{n+1}$  durchgeführt, wobei die  $b_i^*$  festgelegte Konstanten sind, die die mathematisch-numerische Stabilität des Verfahrens garantieren. Die  $\vec{K}_i^*$  ergeben sich aus der iterativen Lösung der durch die Gleichungen 3.31 bis 3.33 gegebenen linearen Gleichungssysteme. Dabei sind die  $c_{ij}$  und das  $h$  wiederum feste Konstanten, während in  $\bar{J}^*$  der Jacobi-Operator der Ableitungen  $f$  enthalten ist, d.h. die Änderung der Ableitung für jede einzelne chemische Spezies in Abhängigkeit von den jeweiligen Konzentrationen aller anderen Spezies. Für jeden zu interpolierenden Zeitschritt müssen neben der Lösung der 3 Gleichungssysteme sowohl das  $\bar{J}^*$  (am Anfang), als auch das  $f(\vec{y}_n)$  (ebenfalls am Anfang) und das  $f(\vec{y}_n + \vec{K}_1^*)$  (nach Auflösung von 3.31) je einmal bestimmt werden.

Ein interessantes Detail ist dabei, daß trotz des grundsätzlich 3-stufigen Verfahrens pro Zeitschritt nur zweimal die Ableitungen  $f$  berechnet werden müssen. Dies zeigt schon den hohen numerischen Optimierungsgrad des zudem sehr genauen ROS3 für die

Anwendung in der globalen Modellierung der atmosphärischen Chemie. Die jeweils aufzulösenden linearen Gleichungssysteme werden innerhalb des ROS3 übrigens anhand der sogenannten LU-Dekomposition umgeformt (s. Anhang B, Seite 133), was an sich bereits eine sehr schnelle, Rechenkapazität sparende Lösung ermöglicht. Zusätzlich wird aber auch noch der insgesamt erforderliche Speicherplatz minimiert (ebenfalls Anhang B), gleichfalls mit Einsparung von aufzuwendender Rechenkapazität. Bei Anwendungen in der Größenordnung von 40 Gleichungen mit insgesamt mehreren hundert Termen ist dies ein wesentlicher Beitrag, wenn man noch bedenkt, daß für jeden Zeitschritt des Atmosphärenmodells ECHAM4 und für jeden Gitterpunkt des verwendeten räumlichen Gitters letztlich  $5 \cdot 3 = 15$  lineare Gleichungssysteme dieser Größe gelöst werden müssen.

Neben der Wahl und der konkreten Verwendung des Solvers ist im Vorfeld der eigentlichen Simulationen noch die Frage der Randbedingungen zu klären. Selbst bei vollständiger Modellierung der atmosphärischen Chemie müßten dabei zusätzlich die terrestrischen Quellen und Senken der einzelnen Spezies berücksichtigt werden. Im Rahmen der Simulationen der vorliegenden Arbeit ist die Ausgangssituation jedoch noch einmal anders, da hier aus konzeptionellen Gründen, nicht zuletzt aber auch wegen des ungleich größeren Umfangs einer vollen Atmosphärenchemie die Modellierung der Chemie auf eine vereinfachte stratosphärische Chemie beschränkt wurde. Hinsichtlich der durchgeführten Langzeitsimulationen (s. Abschnitt 3.4) bewegte sich im Übrigen auch diese Modellkonstellation bereits an der Grenze des technisch Machbaren.

Entscheidend ist aber, daß mit einer stratosphärischen, bzw. mittelatmosphärischen Chemie keine realistische Simulation der troposphärischen Mischungsverhältnisse der beteiligten chemischen Spezies erfolgen kann. Dadurch läßt sich die Festlegung troposphärischer Randbedingungen von vornherein nicht vermeiden. Andererseits bietet sich damit auch die Chance, die explizite Quantifizierung der terrestrischen Quellen und Senken quasi zu umgehen, da diese mit der Definition der troposphärischen Randbedingungen implizit mitbehandelt werden. Solange insbesondere der vertikale Auf- und Abwärts-transport im Modell zu einem realistischen Austausch der chemischen Spezies zwischen Troposphäre und mittlerer Atmosphäre führt, wird einfach die gegenseitige Abhängigkeit terrestrischer, troposphärischer und stratosphärischer Quellen und Senken auf die gegenseitige Abhängigkeit troposphärischer und stratosphärischer Quellen und Senken verkürzt.

Im ersten Fall hätte man feste terrestrische Randbedingungen, so sind es stattdessen feste troposphärische Randbedingungen. Natürlich ist dabei zu bedenken, daß es unabhängig vom reinen Luftmassenaustausch auch noch zusätzliche Quellen oder Senken einzelner chemischer Spezies geben kann, die im Modell zunächst nicht vorgesehen sind. Ein entsprechender Prozeß wäre beispielsweise das "Auswaschen" von  $NO_x$  beim Aufstieg in der tropischen Troposphäre [s. *Roelofs und Lelieveld, 1995*], so daß die stratosphärischen Stickoxide fast keine eigene troposphärische Quelle aufweisen, sondern dort nahezu ausschließlich aus langlebigen Reservoirgasen wie  $N_2O$  gespeist werden. Dies läßt sich aber berücksichtigen, indem die troposphärischen  $NO_x$ -Mischungsverhältnisse in den Tropen bei der Festlegung der troposphärischen Randbedingungen bewußt herabgesetzt werden.

Allgemein ist die Handhabung der troposphärischen Randbedingungen damit die folgende: In der unteren bis mittleren Troposphäre des Modellgitters, d.h. in den unteren 7–10 km (breitenabhängig), werden die chemischen Mischungsverhältnisse nicht berechnet, sondern für alle Spezies fest gesetzt und gegebenenfalls noch modifiziert (siehe  $NO_x$ ).

Wichtig sind dabei vor allem die obersten 3 – 4 Schichten, die über den Semi-Lagrange-Transport des ECHAM4 mit den darüberliegenden Schichten mit frei berechneter stratosphärischer Chemie wechselwirken können, sowie die Randbedingungen für Ozon, die bei interaktiver chemisch-dynamischer Modellierung den troposphärischen Strahlungsantrieb des Modelles beeinflussen. Im Prinzip kann den troposphärischen Randbedingungen für jede Spezies auch noch ein Jahresgang aufgeprägt werden (s. Anhang C, Seite 134 ff.), wobei sich aber gezeigt hat, daß dies die Modellierung der vereinfachten stratosphärischen Chemie in ECHO-GiSP kaum tangiert.

Anders verhält es sich bei den mittelatmosphärischen Jahresgängen, soweit solche für die einzelnen chemischen Spezies auftreten. In der Regel wird dort zwar nicht eingegriffen, da es gerade darum geht, die vereinfachte Stratosphärenchemie in der mittleren Atmosphäre auch frei laufen zu lassen, es gibt aber einige Ausnahmen, die sogenannten fixen Tracer (s. auch Tabelle E.1 auf Seite 140). Dies sind im Wesentlichen die atmosphärischen Hauptbestandteile  $O_2$  und  $N_2$ , sowie einige Quellgase ( $CO_2$ ,  $CH_4$  und  $N_2O$ ), die auch bei vollständiger Berechnung im Chemiemodul über Jahre mit praktisch konstanten Volumenanteilen vorliegen würden, wie entsprechende Tests gezeigt haben. Daher kann durch Festlegung dieser Spezies auch für die mittlere Atmosphäre der Rechenaufwand noch einmal deutlich verringert werden, ohne die Ergebnisse der Modellierung dadurch zu verändern. Allerdings weisen sowohl  $CH_4$ , als auch  $N_2O$  einen leichten jährlichen Gang auf, der deshalb bei den zugehörigen Randbedingungen entsprechend der Ausführungen in Anhang C (Seite 134 ff.) ebenfalls berücksichtigt wird.

Die unter den beschriebenen Rahmenbedingungen für die Modellsimulationen innerhalb der vorliegenden Arbeit verwendete Konfiguration der vereinfachten Stratosphärenchemie ist im Einzelnen in den Tabellen des Anhanges E ab Seite 140 aufgeführt. Tabelle E.1 listet die aktuell 39 verwendeten chemischen Spezies auf, die Tabellen E.2, E.3 und E.4 die insgesamt 116 möglichen chemischen Reaktionen, die für diese Spezies vorgegeben sind, sowie Informationen zu den Reaktionsraten, bzw. zu weiterführender Literatur. Die Spezies umfassen die wichtigsten Mitglieder der chemischen Familien  $O_x$ ,  $NO_x$ ,  $ClO_x$ ,  $HO_x$  und  $BrO_x$ , sowie andere atmosphärische Gase wie  $CO$ ,  $CO_2$ ,  $CH_4$ ,  $N_2O$ ,  $N_2$ ,  $H_2$  oder  $H_2O$ . Die chemischen Gleichungen beinhalten die wichtigsten Gasphasenreaktionen, Photolysereaktionen und heterogenen Reaktionen auf PSC's.

### 3.3 Parallelisierung und Vektorisierung

Im Prinzip kann ECHO-GiSP, sobald seine Komponenten miteinander verknüpft, bzw. synchronisiert sind (OASIS, *Valcke et al.*, [2000]; ISC), auf einem hinreichend schnellen Rechner installiert, initialisiert und anschließend gestartet werden, um direkt mit den verschiedenen ins Auge gefaßten Modellsimulationen zu beginnen. Aus numerischer Sicht ist es aber angeraten, eine sogenannte parallelisierte Modellversion zu benutzen, bei der die Modellrechnungen auf mehrere Recheneinheiten (CPU's) aufgeteilt und von diesen dann nicht nacheinander, sondern nebeneinander abgearbeitet werden. Eine solche Aufspaltung und parallele Verarbeitung des Modelles dient daher der insbesondere bei längeren Simulationen wichtigen Einsparung der absoluten aufzuwendenden Zeit (Realzeit). Natürlich müssen die Ergebnisse der einzelnen Rechnungen jeder CPU wiederum zusammengeführt und zwischen den CPU's ausgetauscht werden, was in jedem Fall zusätzliche Rechenkapazität kostet. Jedoch steht diesem Mehrverbrauch von absoluter Rechenzeit in der Summe aller CPU's (CPU-Zeit) für eine begrenzte Anzahl von

CPU's eine verringerte relative Rechenzeit (pro CPU), und damit eine verringerte Realzeit gegenüber. Beispielsweise liegt die für die Simulationen der vorliegenden Arbeit unter Verwendung von 6 "Atmosphären-CPU's" erzielte effektive (Real-)Zeitersparnis im Bereich von etwa 60%.

Ein weiteres, auch die parallele Prozessierung beeinflussendes Motiv bei der technischen Umsetzung des Modelles ist die Vektorarchitektur der für die Simulationen verwendeten Großrechner, die ebenfalls eine entsprechende Aufbereitung, bzw. "Portionierung" der jeweils im Arbeitsspeicher gehaltenen Daten erforderlich macht. Vektorisierung heißt hier, daß auch auf nur einer CPU eine Vielzahl von Rechenoperationen gleichzeitig durchgeführt werden können, genauer gesagt, daß *eine* Operation für ein ganzes Set, einen Vektor, an verschiedenen Daten gleichzeitig erfolgen kann. Wenn z.B. die im Ortsraum auf dem Modellgitter ablaufenden Kalkulationen, was u.a. die Chemie und den Spurenstofftransport betrifft, während der Modellierung für jeden einzelnen Gitterpunkt jeweils denselben Algorithmus durchlaufen müssen, so bietet sich eine Zusammenfassung der gitterpunktsabhängigen Werte gleicher Variablen zu Vektoren direkt an. Auch hierdurch kann die für die Simulationen aufzuwendende Realzeit deutlich verringert werden, zumal gleichzeitig auch CPU-Zeit gespart wird, da die Vektor-CPU's entsprechend optimiert sind.

Eine obere Begrenzung stellt dabei die maschinenabhängige maximale Vektorlänge dar, die für die Rechnungen im Rahmen der vorliegenden Arbeit im Bereich von einigen Tausend Werten lag. Um die damit maximal verfügbare Rechenkapazität optimal nutzen zu können ist es entscheidend, mit den im Modell verwendeten Vektorlängen möglichst nahe an diese zulässige Obergrenze heranzukommen. Daher wurde für die im Vergleich zu den spektralen Berechnungen sehr viel aufwendigeren Berechnungen im Ortsraum die folgende konkrete Einteilung und Zuordnung des Modellgitters vorgenommen: Die jeweils auf einer Breite liegenden 96 horizontalen Gitterpunkte wurden für alle 39 Modellevel zu Vektoren von 3744 Werten verknüpft, wobei einer CPU jeweils 8 der insgesamt 48 Breiten zugeordnet wurden. Aus Gründen der numerischen Stabilität sind dies abwechselnd je 4 nord- und 4 südhemisphärische Längen-Höhen-"Scheiben", was allerdings, wie bereits angesprochen, eine gute Koordination der Daten zwischen den CPU's, sowie auch auf den einzelnen CPU's erfordert. Gleichzeitig ist damit aber auch eine numerisch effektive und stabile Modellierung gewährleistet.

## 3.4 Modellsimulationen

Dieser Abschnitt gibt einen kurzen Überblick über die 3 im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Modellsimulationen. Wesentliches Unterscheidungsmerkmal ist dabei die Aktivierung oder Deaktivierung der interaktiven Chemie-Dynamik-Rückkopplung, sowie die jeweilige Festlegung der troposphärischen Randbedingungen für die Chemie.

### 3.4.1 Referenzsimulation ohne Chemie-Dynamik-Rückkopplung

Bei der Referenzsimulation, in der vorliegenden Arbeit z.T. alternativ auch als Referenzlauf bezeichnet, handelt es sich um eine Langzeitsimulation des ECHO-GiSP von insgesamt 150 Simulationsjahren. Die Referenzsimulation ist insbesondere durch eine konzeptionelle Trennung zwischen der Modelldynamik und der modellierten Stratosphären-

chemie gekennzeichnet. Zwar sind die chemischen Reaktionsraten von den außerhalb des Chemiemodules berechneten Temperatur- und Druckverteilungen abhängig, zudem werden die chemischen Spezies für jeden Zeitschritt des Modelles anhand der modellierten Windkomponenten über das in Abschnitt 3.2.1 erwähnte Semi-Lagrange-Verfahren nach *Williamson und Rasch* [1994] transportiert. Es gibt aber keinerlei Rückwirkung von der Modellchemie auf die Dynamik des Modelles, so daß diese in identischer Weise abläuft, wie dies auch ohne die Berücksichtigung der Chemie der Fall wäre. Die modellierte Chemie läuft damit in dieser Simulation in der Art eines Chemie-Transport-Modelles (CTM) lediglich zusätzlich mit.

Dabei ist aber noch zu bedenken, daß aufgrund der Beschränkung der Modellchemie auf die mittlere Atmosphäre und die obere Troposphäre die Spurenstoffverteilungen für die restliche Troposphäre fest vorgegeben werden müssen. Darüberhinaus ist auch insgesamt eine realistische Initialisierung aller modellierten chemischen Spezies wichtig, um einerseits numerische Stabilitätsprobleme bei der Integration der Modellchemie zu vermeiden, und andererseits die "Einschwingphase" der chemischen Felder möglichst kurz zu halten. Dazu eignen sich am besten bereits relaxierte, sich untereinander schon von vornherein im chemischen Gleichgewicht befindende Felder, weshalb hier für die Initialisierung auf dem gesamten Gitter, sowie die Festlegung der troposphärischen Randbedingungen auf Ergebnisse des KASIMA Chemie-Transport-Modelles (*Kouker et al.* [1999]) zurückgegriffen wurde. Anderenfalls wäre eine flächendeckende und auch vertikal hinreichend aufgelöste Initialisierung infolge lückenhafter oder ganz fehlender Messdaten für viele der modellierten chemischen Spezies ohnehin fragwürdig.

### 3.4.2 Simulation mit interaktiver stratosphärischer Ozonchemie

Die Simulation mit interaktiver stratosphärischer Ozonchemie, hier allgemein auch als gekoppelte Simulation oder gekoppelter Lauf bezeichnet, ist ebenfalls eine ECHO-GiSP-Langzeitsimulation über 150 Simulationsjahre. Sie unterscheidet sich von der Referenzsimulation allerdings dadurch, daß in dieser Simulation die Rückkopplung der Modellchemie auf die Modelldynamik aktiviert ist. An die Stelle der festen Parameterisierung des Strahlungsantriebes vor allem durch Ozon, wie dies in der Referenzsimulation der Fall ist, tritt hier die direkte Einbindung der modellierten Ozonverteilung in die Berechnung der jeweiligen Erwärmungsraten. Entscheidend ist dabei der Gedanke, daß man damit dem voll gekoppelten Modellsystem die zusätzliche Freiheit gibt, sich seinen chemisch-dynamischen Gleichgewichtszustand ohne äußeren Zwang selbst zu suchen, während in der Referenzsimulation durch die Parameterisierung der Ozonverteilung das Ergebnis quasi vorgegeben wird. Zudem wird dadurch auch die Untersuchung interner chemisch-dynamischer Kopplungseffekte überhaupt erst ermöglicht.

Von grundsätzlichem Interesse ist aber zunächst, inwieweit die interaktive Chemie-Dynamik-Kopplung tatsächlich zu einer Verschiebung des chemisch-dynamischen Modellgleichgewichtes führt, wie sich dieses Gleichgewicht gegebenenfalls ändert, und was daraus z.B. hinsichtlich der dynamischen Kopplung zwischen Troposphäre und Stratosphäre, oder hinsichtlich der allgemeinen Klimavariabilität im Modell zu lernen ist. Zuvor müssen allerdings wie bereits für die Referenzsimulation wiederum die allgemeinen Initialbedingungen, sowie die troposphärischen Randbedingungen der Chemie vorgegeben werden. Dies erfolgte für den gekoppelten Lauf analog zur Referenzsimulation ebenfalls auf der Basis der auch dort verwendeten KASIMA-Modellergebnisse. Dabei ist speziell zu

den troposphärischen Ozonmischungsverhältnissen zu bemerken, daß diese im Vergleich mit den im Referenzlauf für den Strahlungsantrieb parameterisierten troposphärischen Werten (s. Abschnitt 3.2.1, Seite 34) deutlich erhöht -, aber auch deutlich realistischer gewählt sind. Diese Erhöhung der vorgegebenen troposphärischen Ozonwerte im gekoppelten Lauf ist in der unteren tropischen Troposphäre am größten (ca. Faktor 10), und nimmt nach oben und zu den Polen hin deutlich ab (Faktor 2 – 3).

### 3.4.3 Simulation mit interaktiver stratosphärischer Ozonchemie und modifiziertem troposphärischen Ozon

Zusätzlich zu den beiden Langzeitsimulationen wurde eine weitere Simulation des ECHO-GiSP über lediglich 25 Simulationsjahre durchgeführt. Für diese Simulation, die innerhalb der vorliegenden Arbeit allgemein als troposphärische Simulation oder troposphärischer Lauf bezeichnet wird, besteht der entscheidende Unterschied zur gekoppelten Simulation in der Veränderung der troposphärischen Randbedingungen für Ozon. Diese werden hier entsprechend der für den Strahlungsantrieb im Referenzlauf parameterisierten Werte gesetzt (vgl. Gleichung 3.21, Seite 34). Die troposphärische Simulation ist wie die gekoppelte Simulation bezüglich der Chemie-Dynamik-Rückkopplung ebenfalls eine voll interaktive Simulation, und soll hier hauptsächlich als Sensitivitätstest mit Blick auf den Einfluß der troposphärischen Randbedingungen der Chemie, insbesondere des Ozons, auf die Modellergebnisse dienen.

Einerseits ist die relative Strahlungswirksamkeit des Ozons in der Troposphäre zwar aufgrund seiner dort vergleichsweise sehr niedrigen Mischungsverhältnisse gegenüber derjenigen des stratosphärischen Ozons deutlich verringert, andererseits ist aber wegen der viel höheren troposphärischen Luftdichte der absolute Strahlungseffekt des troposphärischen Ozons nicht a priori vernachlässigbar [Crutzen *et al.*, 1999]. Der troposphärische Lauf soll daher helfen, die grundsätzliche Relevanz dieser Problematik zu quantifizieren, und gegebenenfalls aufzeigen, in welche Richtung die hierfür gegenüber dem gekoppelten Lauf stark verringerten troposphärischen Ozonkonzentrationen (Faktor 2 – 10, vgl. Abschnitt 3.4.2) die Modellergebnisse verändern.

# Kapitel 4

## Analysemethoden

Zur Auswertung der im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Modellsimulationen wurden neben fundamentalen Standardverfahren [s. z.B. *Bevington*, 1969; *Sachs*, 1992; *Wilks*, 1995; *von Storch und Zwiers*, 1999; oder *Schönwiese*, 2000], wie einfachen arithmetischen Mittelbildungen, der Bestimmung von Standardabweichungen oder der Berechnung gleitender Mittel von Zeitreihen, auch einige weiterführende Analysemethoden genutzt. Diese sollen in diesem Kapitel kurz vorgestellt werden, beginnend mit der linearen Trendanalyse (Abschnitt 4.1) und der verwendeten Methodik zur Signifikanzabschätzung von Differenzen (Abschnitt 4.2). Anschließend folgen Übersichten zur Berechnung Empirischer Orthogonaler Funktionen (Abschnitt 4.3), zur sogenannten Wavelet-Analyse (Abschnitt 4.4) und zur Analyse von Eliassen-Palm-Flüssen (Abschnitt 4.5).

### 4.1 Lineare Trendanalyse

Wenn eine vorgegebene Zeitreihe auf einen linearen Trend untersucht werden soll, besteht eine sinnvolle Vorgehensweise darin, zunächst eine lineare Regression durchzuführen, und dann den so ermittelten Absolutwert des möglichen Trends auf seine statistische Signifikanz zu prüfen. Für die lineare Regression wird dabei angenommen, daß die  $n$  Wertepaare  $(x_i, y_i)$  einer Stichprobe im Prinzip durch einen linearen Zusammenhang beschrieben werden können:

$$y = a x + b \tag{4.1}$$

Bei der Zeitreihenanalyse entspricht die Variable  $x$  der Zeit, z.B. in Monaten oder Jahren, die Variable  $y$  ist die eigentlich zu untersuchende, abhängige Größe. Es wird außerdem davon ausgegangen, daß keine weiteren Variablen hinsichtlich des möglichen Trends eine Rolle spielen.

Neben den beiden Variablen  $x$  und  $y$  enthält die Geradengleichung 4.1 noch die Parameter  $a$  und  $b$ , wobei  $b$  dem Achsenabschnitt auf der  $y$ -Achse bei der graphischen Auftragung von  $y$  gegen  $x$  entspricht. Der Trend steckt hingegen allein in der Geradensteigung  $a$ . Beide Parameter werden aus den gegebenen Stichprobenwerten über die auf Gauss zurückgehende Methode der kleinsten Quadrate [s. z.B. *Wilks*, 1995] so bestimmt, daß die Summe der Quadrate der Abstände der Wertepaare  $(x_i, y_i)$  von der Regressionsgeraden minimal wird. Bei vergleichsweise geringer Geradensteigung ist die Minimierung der Fehlerquadratsumme  $S$  allein in  $y$  eine sehr gute Näherung:

$$S = \sum_{i=1}^n (y - y_i)^2 = \min !$$

Die notwendige Bedingung für ein solches Minimum der Fehlerquadratsumme  $S$  ist das Verschwinden der partiellen Ableitungen  $\partial S/\partial a$  und  $\partial S/\partial b$ , woraus sich ein lineares Gleichungssystem zur Bestimmung von  $a$  und  $b$  herleiten läßt. Eine allgemeine, nicht zwangsläufig lineare Regression anhand der Methode der kleinsten Quadrate ist im Übrigen auch in Anhang C ab Gleichung C.4 (Seite 135) kurz dargestellt.

Die einfachste, hier verwendete Methode zur Abschätzung der Signifikanz des durch den Parameter  $a$  festgelegten Trends ist es, als Erstes den absoluten Trend  $T$  für das jeweils abgedeckte Zeitintervall zu bestimmen:

$$T = y(x_{max}) - y(x_{min}) = a(x_{max} - x_{min}) \quad (4.2)$$

Anschließend wird anhand der Standardabweichung  $s$  der zeitabhängigen Werte  $y_i$  das Signal-Rausch-Verhältnis  $T/s$  gebildet, und gegen eine Testverteilung auf seine Signifikanz geprüft. Unter der Annahme annähernd normalverteilter Daten würde hier die Standardnormalverteilung zum Einsatz kommen, allgemeingültiger, und daher in der vorliegenden Arbeit verwendet, ist aber der Test gegen die Student-t-Verteilung [z.B. *Johnson und Kotz*, 1969]:

$$P(t' \leq t : \nu) = \frac{\Gamma((\nu + 1)/2)}{\sqrt{\pi\nu}\Gamma(\nu/2)} \int_{-\infty}^t [1 + \frac{t'^2}{\nu}]^{-(\nu+1)/2} dt', \quad \nu \geq 1 \quad (4.3)$$

$\Gamma$  bezeichnet dabei die Gamma-Funktion,  $\nu$  die Anzahl der Freiheitsgrade der Verteilung. Sind die getesteten Daten statistisch unabhängig, so entsprechen die Freiheitsgrade quasi dem Umfang  $n$  der Stichprobe, anderenfalls kann z.B. nach *Wilks* [1995] ein effektiver Stichprobenumfang  $n'$  wie folgt bestimmt werden:

$$n' = n \frac{1 - r_1}{1 + r_1} \quad (4.4)$$

Dabei ist  $r_1$  der Autokorrelationskoeffizient der Stichprobe bei der Verschiebung um genau eine Position. Allgemein gilt für die Korrelation  $r(v_1, v_2)$  zweier Variablen  $v_1$  und  $v_2$ :

$$r(v_1, v_2) = \frac{\sum_{i=1}^n (v_{1i} - \bar{v}_1)(v_{2i} - \bar{v}_2)}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (v_{1i} - \bar{v}_1)^2 \sum_{i=1}^n (v_{2i} - \bar{v}_2)^2}} \quad (4.5)$$

Für den Test des Signal-Rausch-Verhältnisses  $T/s$  gegen die t-Verteilung wird anhand Gleichung 4.3 die sogenannte beidseitige Wahrscheinlichkeit  $P_S$  bestimmt:

$$P_S = P(t' \leq |\frac{T}{s}| : \nu) - P(t' \leq |-\frac{T}{s}| : \nu) \quad (4.6)$$

$P_S$  bezeichnet dabei gerade die Wahrscheinlichkeit, daß die Nullhypothese der Trendfreiheit der jeweils betrachteten Zeitreihe abgelehnt werden muß, und somit der berechnete Trend signifikant ist. In den Auswertungen innerhalb des Abschnittes 5.1 dieser Arbeit, wo die stratosphärischen Massenbilanzen verschiedener chemischer Spezies analysiert werden, ist jeweils direkt der Wert  $P_S$  angegeben. Darüberhinaus bezieht sich der Begriff der statistischen Signifikanz in der vorliegenden Arbeit allgemein immer auf das 95%-Niveau, sofern nicht explizit anders erwähnt.

## 4.2 Signifikanzabschätzungen

Eine wesentliche Frage, die sich bei der Diskussion von Abweichungen zwischen verschiedenen Datensätzen ergibt, ist diejenige, ob ein detektiertes Signal durch die Daten auch hinreichend belegt ist, oder u.U. lediglich durch Zufall zustande kommt. Dies ist oft nicht leicht zu entscheiden, insbesondere bei geringen Stichprobenumfängen. Deshalb ist eine statistische Signifikanzabschätzung ein wichtiges Instrument, um hier zumindest eine Hilfestellung bei der Interpretation zu bieten. In der vorliegenden Arbeit wurde daher für alle ausgewerteten Differenzen von Mittelwerten auch eine Abschätzung der Signifikanz durchgeführt.

Methodisch lassen sich in der Literatur eine ganze Reihe von statistischen Testverfahren finden, die aber zumeist wesentlichen Einschränkungen hinsichtlich ihrer Gültigkeit unterliegen. Eine häufige Voraussetzung ist z.B. diejenige eines hohen Stichprobenumfanges, sowie annähernd normalverteilter Daten. Selbst wenn nun die jeweils untersuchten Datensätze diese Anforderungen erfüllen sollten, ist es aus statistischer Sicht in jedem Fall sicherer, ein Testverfahren zu nutzen, das auch für geringe Stichprobenumfänge, nicht normalverteilte Daten, oder auch ungleiche Varianzen noch gültig ist. Dies führt auf das sogenannte Fisher-Behrens-Problem [s. *Sachs*, 1992; oder *Schönwiese*, 2000]), welches allerdings nach wie vor die Normalverteilung der beiden gegeneinander zu testenden Datensätze voraussetzt.

Bei dem für das Fisher-Behrens-Problem entwickelten Testverfahren wird ohne Einschränkungen für die Stichprobenumfänge  $n_1$  und  $n_2$ , sowie auch ohne Einschränkungen für die Stichprobenvarianzen  $s_1$  und  $s_2$  die Nullhypothese geprüft, daß die beiden Stichprobenmittelwerte  $\bar{v}_1$  und  $\bar{v}_2$  gleich sind. Dazu wird die folgende Prüfgröße bestimmt:

$$\hat{t} = \frac{\bar{v}_1 - \bar{v}_2}{\sqrt{Q_1 + Q_2}} \quad (4.7)$$

Für die beiden verwendeten Abkürzungen gilt  $Q_i = s_i^2/n'_i$ , wobei die  $n'_i$  gerade wieder die effektiven Stichprobenumfänge der zu prüfenden Datensätze sind, die berücksichtigen, daß die Werte innerhalb einer Stichprobe voneinander abhängig sein können. Eine Näherungsformel zur Abschätzung des effektiven Stichprobenumfanges eines Datensatzes wurde bereits in Gleichung 4.4 auf Seite 46 gegeben.

Weiterhin muß noch die Anzahl  $\nu$  der Freiheitsgrade der zu verwendenden Prüfverteilung abgeschätzt werden:

$$\nu = \frac{(Q_1 + Q_2)^2}{\frac{Q_1^2}{n'_1 - 1} + \frac{Q_2^2}{n'_2 - 1}} \quad (4.8)$$

Die Prüfgröße  $\hat{t}$  aus Gleichung 4.7 wird auf dieser Basis gegen die Student-t-Verteilung (Gleichung 4.3, Seite 46) getestet. Dazu wird die beidseitige Wahrscheinlichkeit  $P_S$  bestimmt, die angibt, mit welcher Wahrscheinlichkeit die Nullhypothese der Gleichheit der Mittelwerte verworfen werden muß:

$$P_S = P(t' \leq |\hat{t}| : \nu) - P(t' \leq -|\hat{t}| : \nu) \quad (4.9)$$

Da das Verwerfen der Nullhypothese gleichzeitig den Übergang zur Annahme differierender Mittelwerte bedeutet, entspricht  $P_S$  somit genau der jeweiligen Signifikanz der ermittelten Differenzen zwischen den Mittelwerten der beiden verglichenen Datensätze. In

der vorliegenden Arbeit sind dabei in allen Abbildungen der Differenzen zweier Simulationen diejenigen Bereiche gesondert gekennzeichnet, für die die gezeigten Abweichungen das Signifikanzniveau von 95% und höher aufweisen. Damit liegt die zugehörige Wahrscheinlichkeit, fälschlicherweise von einem realen Signal auszugehen (Irrtumswahrscheinlichkeit), bei höchstens 5%. Nur in diesem Fall wird in dieser Arbeit auch von statistisch signifikanten Abweichungen gesprochen. Jedoch können natürlich auch Abweichungen, die nach dieser Konvention nicht signifikant sind, über bloßen Zufall hinausgehen.

### 4.3 Berechnung Empirischer Orthogonaler Funktionen

Bei der Analyse Empirischer Orthogonaler Funktionen (EOF-Analyse), v.a. im englischen Sprachraum auch als Hauptkomponentenanalyse (Principal Component Analysis = PCA) bekannt, wird ein normalerweise zeitlich und räumlich hochaufgelöster Datensatz in eine Summe gewichteter räumlicher Muster entwickelt. Diese Muster sind dabei gerade die Empirischen Orthogonalen Funktionen, ihre zeitabhängigen Gewichte die sogenannten EOF-Koeffizienten oder Hauptkomponenten (Principal Components, PC). Die Entwicklung eines Datensatzes in seine EOF's und die zugehörigen PC's eröffnet insbesondere die Möglichkeit, die zu untersuchende Datenmenge wesentlich zu reduzieren, ohne dabei die Struktur der darin enthaltenen Signale zu verändern. Dadurch kann die zeitliche und räumliche Variabilität vor allem großer Datensätze besser diskutiert werden. Die Methodik der EOF-Analyse wird hier nur kurz zusammengefaßt, ist aber in den meisten einschlägigen Statistikwerken detailliert dargestellt (z.B. bei *Wilks* [1995]; oder *von Storch und Zwiers* [1999]).

Betrachtet werden die Anomalien  $\phi'_k(t)$  eines Feldes  $\phi_k(t) = \bar{\phi}_k + \phi'_k(t)$ . Der Index  $k = 1, \dots, n$  läuft über alle Punkte dieses Feldes, wobei für die  $\phi'_k(t)$  die folgende Entwicklung gefunden werden kann:

$$\phi'_k(t) = \sum_{i=1}^m \alpha_i(t) \cdot e_{i,k} \quad (4.10)$$

Die Basisfunktionen  $e_{i,k}$  dieser Entwicklung sind gerade die Empirischen Orthogonalen Funktionen (EOF's), also feste räumliche Muster der Variabilität innerhalb des analysierten Datensatzes. Diese  $m$  Muster werden zudem so geordnet, daß die durch ihre zugehörigen Hauptkomponenten (PC's)  $\alpha_i(t)$  erklärte Varianz mit zunehmendem Index  $i$  abnimmt. Damit ist z.B. die 1. EOF ( $e_{1,k}$ ) dasjenige räumliche Muster des Feldes, das den größten Anteil an dessen Gesamtvarianz erklärt.

Die Zerlegung in Gleichung 4.10 ist genau dann exakt, wenn die Anzahl der betrachteten EOF's gleich der Anzahl der Punkte des Feldes  $\phi_k(t)$  ist ( $m = n$ ). Allerdings kann meist in sehr guter Näherung auch eine deutlich geringere Anzahl von Mustern betrachtet werden ( $m \ll n$ ). Dafür werden die EOF's jedoch im Allgemeinen so gewählt, daß sie zueinander orthogonal sind, wie auch der Name EOF bereits andeutet. Der Vorteil hierbei ist, daß sich nun die PC's  $\alpha_i(t)$  einfach durch Projektion von  $\phi'_k(t)$  auf die EOF's  $e_{i,k}$  bestimmen lassen, und daß damit auch die Korrelation zwischen den  $\alpha_i(t)$  verschwindet.

Es kann nun gezeigt werden, daß ein Satz von orthogonalen Basisfunktionen  $e_{i,k}$  gerade durch die Eigenvektoren der Varianz-Kovarianz-Matrix des Feldes  $\phi_k(t)$  gegeben ist. Die

Eigenwerte  $\lambda_i$  entsprechen dabei genau der Varianz der zugehörigen  $\alpha_i(t)$ . Dadurch kann folgende Normierung eingeführt werden:

$$\alpha'_i(t) \cdot e'_{i,k} = \frac{\alpha_i(t)}{\sqrt{\lambda_i}} \cdot \sqrt{\lambda_i} e_{i,k} \quad (4.11)$$

Die PC's  $\alpha'_i(t)$  besitzen somit die Varianz eins, und die EOF's  $e'_{i,k}$  sind in derselben Einheit angegeben, wie das analysierte Feld  $\phi_k(t)$ . Beides erleichtert letztendlich die Diskussion der EOF's sowohl untereinander, als z.B. auch im Vergleich der Ergebnisse zweier Datensätze aus unterschiedlichen Simulationen.

## 4.4 Wavelet-Analyse

Die sogenannte Wavelet-Analyse [s. z.B. *Torrence und Compo, 1998; Lau und Weng, 1995*] ist ein spezielles Hilfsmittel zur Diskussion der Variabilität von Zeitreihen. Diese werden dabei für jeden gegebenen Zeitpunkt in ein lokales Frequenzspektrum zerlegt, was letztlich zu einer zweidimensionalen Darstellung der relativen Wellenenergie bezogen auf die Zeit und die dort repräsentierten Zeitskalen führt. Ein Beispiel für ein solches Wavelet-Spektrum ist z.B. in Abbildung 5.8 b auf Seite 65 zu finden.

Dabei ist einerseits zu bemerken, daß dort zusätzlich anhand der gestrichelten Linie der Einflußbereich möglicher Randeffekte abgegrenzt ist, der mit der Länge der jeweils aufzulösenden Zeitskalen korreliert. Andererseits wurden alle Signale gegen ein theoretisches Zufallsspektrum getestet, in diesem Fall ein sogenanntes Rotes Rauschen, welches durch zunehmende Wellenenergie mit abnehmender Frequenz gekennzeichnet ist. Dieses Rauschen wird über einen Markov-Prozess mit derselben Autokorrelation wie die untersuchte Zeitreihe erzeugt, anschließend wird mit der  $\chi^2$ -Verteilung die Signifikanz des Zeitreihensignals getestet. Die 95% -Signifikanzniveaus sind jeweils durch die dicken schwarzen Linien in den Abbildungen markiert.

Hinsichtlich der theoretischen Grundlage der Wavelet-Analyse ist zu sagen, daß es sich hier mathematisch im Wesentlichen um eine Serie von Faltungen der zu untersuchenden diskreten Zeitreihe  $x_n$  (mit  $n = 0, \dots, N - 1$  und konstanten Zeitschritten  $\delta t$ ) mit einer Wavelet-Funktion  $\Psi(\eta)$  handelt. Dieses  $\Psi(\eta)$ , wobei  $\eta$  einen einheitslosen "Zeit"-Parameter darstellt, muß dazu einen Mittelwert von Null aufweisen, und außerdem sowohl in der Zeit, als auch im Frequenzraum lokalisiert sein. Für die vorliegende Arbeit wurde hier eine sogenannte Morlet-Funktion verwendet:

$$\Psi_0(\eta) = \pi^{-1/4} e^{i\omega_0\eta} e^{-\eta^2/2} \quad (4.12)$$

Dabei ist  $\omega_0$  ein vor der Analyse festzulegender Parameter, der die genaue Form des Wavelets (Wellenpaketes) determiniert. Im Prinzip kann jetzt mit der zeitlichen Skalierung  $\eta = (n\delta t)/s$  die Faltung durchgeführt werden:

$$W_n(s) = \sum_{m=0}^{N-1} x_m \Psi^*\left(\frac{(m-n)\delta t}{s}\right) \quad (4.13)$$

$\Psi^*$  ist das konjugiert Komplexe von  $\Psi$ . Gleichung 4.13 liefert zunächst nur einen Wert  $W_n(s)$  des Wavelet-Spektrums für einen lokalen Zeitindex  $n$  der Zeitreihe und eine sogenannte Wavelet-Skala  $s$ . Daraus kann aber durch Variation von  $n$  und  $s$  ein kontinuierliches Bild der relativen Wellenenergie im Zeit-Frequenzraum erzeugt werden. Wichtig

ist noch, daß die Wavelet-Funktion für jedes  $s$  so normiert sein muß, daß sie nicht in die Wichtung des Wavelet-Spektrums  $W_n(s)$  eingeht. Nur so kann eine allgemeine Vergleichbarkeit innerhalb des Spektrums und auch mit den Spektren anderer Zeitreihen erreicht werden.

Obwohl die Wavelet-Transformation ohne theoretische Einschränkungen anhand Gleichung 4.13 durchgeführt werden kann, ist es numerisch weitaus effektiver, für die Berechnung des Spektrums in den Frequenzraum zu wechseln. Nach dem Faltungs-Theorem resultiert  $W_n(s)$  dann aus der inversen Fouriertransformation des Produktes der Fourier-Transformierten der beiden ursprünglich gefalteten Funktionen:

$$W_n(s) = \sum_{k=0}^{N-1} \hat{x}_k \hat{\Psi}^*(s\omega_k) e^{i\omega_k n \delta t} \quad (4.14)$$

Dabei ist  $k = 0, \dots, N - 1$  die Wellenzahl, und für die Kreisfrequenz  $\omega_k$  gilt:

$$\omega_k = \begin{cases} (2\pi k)/(N\delta t) & k \leq N/2 \\ -(2\pi k)/(N\delta t) & k > N/2 \end{cases}$$

Die diskrete Fouriertransformation für die Zeitreihe  $x_n$  liefert die entsprechende Fouriertransformierte  $\hat{x}_k$ :

$$\hat{x}_k = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x_n e^{-2\pi i k n / N} \quad (4.15)$$

Für die Fouriertransformierte  $\hat{\Psi}(s\omega)$  der Morlet-Funktion  $\Psi_0(t/s)$  ergibt sich:

$$\hat{\Psi}_0(s\omega) = \pi^{-1/4} H(\omega) e^{-(s\omega - \omega_0)^2 / 2} \quad (4.16)$$

$H(\omega)$  ist die Heavyside-Funktion:

$$H(\omega) = \begin{cases} 1 & \omega > 0 \\ 0 & \omega \leq 0 \end{cases}$$

Mit der Voraussetzung, daß  $\hat{\Psi}_0$  auf Eins normiert ist, muß die Normierung für  $\hat{\Psi}$  ( $\hat{\Psi}^*$ ) in Gleichung 4.14 folgendermaßen gewählt werden:

$$\hat{\Psi}(s\omega_k) = \left(\frac{2\pi s}{\delta t}\right)^{1/2} \hat{\Psi}_0(s\omega_k) \quad (4.17)$$

Dann gilt unabhängig von  $s$ :

$$\sum_{k=0}^{N-1} |\hat{\Psi}(s\omega_k)|^2 = N \quad , \quad (4.18)$$

so daß die Ergebnisse der Wavelet-Analyse nach Gleichung 4.14 für alle untersuchten Skalen vergleichbar werden (s.o.).

## 4.5 Eliassen-Palm-Flüsse

Die Eliassen-Palm-Flüsse, die in einer Arbeit von *Eliassen und Palm* [1961] eingeführt wurden, beschreiben den kombinierten Einfluß von Wärme- und Impulsflüssen infolge von Störungen des atmosphärischen Grundstromes auf den atmosphärischen Grundstrom. Da Störungen des atmosphärischen Grundstromes gleichbedeutend mit dem Vorhandensein planetarer und barokliner Wellen sind, lassen sich mit den Eliassen-Palm-Flüssen (kurz: EP-Flüsse) folglich die Mechanismen des troposphärischen und stratosphärischen Wellenantriebes diskutieren. Dies gilt umso mehr, da es möglich ist, die EP-Flüsse auch noch bezüglich der Anteile stationärer und transients Wellen zu filtern, bzw. nach barotropen und baroklinen Anteilen aufzuspalten.

Die Herleitung der Eliassen-Palm-Flüsse kann hier nur angedeutet werden, ausführlicher ist sie z.B. bei *Trenberth* [1986], *Schmitz et al.* [1987], *Dethloff et al.* [1987] oder auch *Sokolova* [2006] zu finden. Dabei werden zunächst die primitiven Gleichungen zeitlich gemittelt:

$$x = \bar{x} + x' \quad , \quad \text{mit : } \bar{x} = \frac{1}{T} \int_0^T x dt$$

Die beiden Bewegungsgleichungen und der Erste Hauptsatz der Thermodynamik lassen sich dann folgendermaßen schreiben:

$$D\bar{u} - f\bar{v} + \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial x} = -\frac{\partial}{\partial x} \overline{u'^2} - \frac{\partial}{\partial y} \overline{u'v'} + F_x \quad (4.19)$$

$$D\bar{v} + f\bar{u} + \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial y} = -\frac{\partial}{\partial x} \overline{u'v'} - \frac{\partial}{\partial y} \overline{v'^2} + F_y \quad (4.20)$$

$$D\bar{\Phi}_z + \bar{w}S = \kappa \bar{Q} - \frac{\partial}{\partial x} \overline{u'\Phi'_z} - \frac{\partial}{\partial y} \overline{v'\Phi'_z} \quad (4.21)$$

$f = 2 \Omega \sin \phi$  ist der Coriolisparameter,  $\Phi$  das Geopotential,  $S$  die statische Stabilität,  $\kappa = R/C_P$  der Quotient aus Gaskonstante und spezifischer Wärme,  $Q$  die diabatische Wärmequelle und  $F$  bezeichnet die Reibung. Für den Operator  $D$  gilt:

$$D = \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial}{\partial y}$$

Definiert man nun als kinetische Störungsenergie  $K$ :

$$\bar{K} = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2}) \quad , \quad (4.22)$$

und substituiert in den Gleichungen 4.19 bis 4.21 nach folgendem Schema (mit  $\rho_0(z) = \rho_S \exp^{-z}$  als Dichte, und  $\rho_S$  als Bodendichte):

$$\bar{u}^* = \bar{u} + \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial y} (\bar{\Phi} + \bar{K}) - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left( \rho_0 \frac{\overline{v'\Phi'_z}}{S} \right) \quad (4.23)$$

$$\bar{v}^* = \bar{v} - \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\Phi} + \bar{K}) - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left( \rho_0 \frac{\overline{v'\Phi'_z}}{S} \right) \quad (4.24)$$

$$\overline{w^*} = \overline{w} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\overline{u'\Phi'_z}}{S} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\overline{v'\Phi'_z}}{S} \right) , \quad (4.25)$$

so kann letztlich formuliert werden:

$$D\overline{u} - f\overline{v^*} = \nabla \cdot \vec{E}_u + F_x \quad (4.26)$$

$$D\overline{v} + f\overline{u^*} = \nabla \cdot \vec{E}_v + F_y \quad (4.27)$$

$$D\overline{\Phi}_z + \overline{w^*}S = \kappa\overline{Q} \quad (4.28)$$

Diese Gleichungen (4.26 bis 4.28) werden auch als transformierte Eulergleichungen bezeichnet. Für den Nabla-Operator  $\nabla$  gilt dabei in Vektorform:

$$\nabla = \left[ \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \rho_0 \right]$$

Außerdem treten in den Gleichungen 4.26 und 4.27 auch die beiden Vektoren  $\vec{E}_u$  und  $\vec{E}_v$  auf:

$$\vec{E}_u = \left[ \frac{1}{2}(\overline{v'^2} - \overline{u'^2}), -\overline{u'v'}, f \frac{\overline{v'\Phi'_z}}{S} \right] \quad (4.29)$$

$$\vec{E}_v = \left[ -\overline{u'v'}, -\frac{1}{2}(\overline{v'^2} - \overline{u'^2}), -f \frac{\overline{v'\Phi'_z}}{S} \right] \quad (4.30)$$

Dies sind gerade die dreidimensionalen Eliassen-Palm-Vektoren, deren Komponenten die durch die atmosphärischen Wellen verursachten räumlichen Flüsse von Wärme und Impuls enthalten.

Abhängig davon, welche Komponenten der EP-Vektoren in 4.29 und 4.30 jeweils betrachtet werden, gibt es in der Literatur nun unterschiedliche Begriffsbildungen. Die beiden horizontalen Komponenten, die betragsmäßig für  $\vec{E}_u$  und  $\vec{E}_v$  identisch sind, werden als lokaler Eliassen-Palm-Flußvektor  $\vec{E}_l$  definiert:

$$\vec{E}_l = \left[ \frac{1}{2}(\overline{v'^2} - \overline{u'^2}), -\overline{u'v'} \right] \quad (4.31)$$

Die Bezeichnung als lokaler Vektor resultiert dabei daraus, daß über die Divergenz dieses Vektors lokal auch eine Aussage über den Energietransfer zwischen Wellenenergie und Energie des Grundstromes gemacht werden kann. Bei Divergenz wird Wellenenergie vom Grundstrom dissipiert, bei Konvergenz werden hingegen Wellen angeregt.  $\vec{E}_l$  wird alternativ auch als horizontaler EP-Fluß(vektor) oder barotroper EP-Fluß(vektor) bezeichnet. Durch entsprechende zeitliche Filterung kann der Vektor zudem hinsichtlich synoptischer oder längerer Zeitskalen aufgelöst werden. Für die vorliegende Arbeit wurden ein Bandpassfilter für etwa 2 – 6 Tage und ein Tiefpassfilter für etwa 10 – 90 Tage verwendet.

Die meridionale und die vertikale Komponente des EP-Vektors  $\vec{E}_u$  in 4.29 repräsentieren nach *Eliassen und Palm* [1961] den baroklinen Anteil am Gesamtvektor. Der dadurch definierte barotrope oder vertikale EP-Flußvektor  $\vec{E}$  ist:

$$\vec{E} = [-\overline{u'v'}, f \frac{\overline{v'\Phi'_z}}{S}] \quad (4.32)$$

$\vec{E}$  hat die spezielle Eigenschaft, daß seine Divergenz für stetige lineare und konservative Störungen des ebenfalls konservativen zonalen Grundstromes verschwindet. Dies ermöglicht (ohne Filterung) die explizite Aufspaltung des EP-Flusses in seine stationären und transienten Anteile.

## Kapitel 5

# Analysen der Modellsimulationen

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Ergebnisse der mit dem neuen globalen gekoppelten Modell ECHO-GiSP durchgeführten Klimasimulationen präsentiert. Dabei wird in Übereinstimmung mit Abschnitt 3.4, wo diese Simulationen kurz beschrieben sind, folgende vereinfachende Nomenklatur verwendet: Die Referenzsimulation wird auch als Referenzlauf, die Simulation mit interaktiver stratosphärischer Ozonchemie auch als gekoppelte Simulation oder gekoppelter Lauf bezeichnet. Die zusätzliche Simulation mit interaktiver stratosphärischer Ozonchemie bei veränderten troposphärischen Randbedingungen des Ozons wird entsprechend auch als troposphärische Simulation oder troposphärischer Lauf angesprochen.

Im Weiteren wird zunächst in Abschnitt 5.1 die Stabilität der modellierten stratosphärischen Chemie diskutiert, ohne die v.a. die interaktive Kopplung der Chemie zum dynamischen “Kern” des Modelles wertlos wäre. Der anschließende Abschnitt 5.2 zeigt einige klimatologische Ergebnisse aus dem Referenzlauf, die die Grundlage bilden, um im darauffolgenden Abschnitt 5.3 die sich ergebenden Unterschiede zum gekoppelten Lauf zu analysieren. Anschließend (Abschnitt 5.4) folgt eine Untersuchung der Arktischen Oszillation (AO) in den Modellläufen, d.h. die Daten werden bezüglich dieses atmosphärischen Variabilitätsmusters untergliedert und hinsichtlich ihres Verhaltens in der positiven und negativen Phase der AO verglichen. Um auch die zugehörigen Wellenausbreitungsbedingungen zu berücksichtigen, werden in Abschnitt 5.5 zudem die ebenfalls für die ausgewählten AO-Phasen berechneten Eliassen-Palm-Flüsse erörtert, bevor schließlich in Abschnitt 5.6 anhand des troposphärischen Laufes der Einfluß der troposphärischen Ozonrandbedingungen auf die Modellergebnisse diskutiert wird.

### 5.1 Stabilität der Modellchemie

An dieser Stelle, noch vor der Diskussion der eigentlichen Modellergebnisse, bietet es sich an, zunächst einige Betrachtungen zur Stabilität der verwendeten Modellchemie durchzuführen. Dies ist deshalb wichtig, da nur ein stabiles und insgesamt trendfreies Verhalten der modellierten chemischen Spezies eine sinnvolle Basis für die interaktive Kopplung zwischen Chemie und Dynamik bildet. Grundlage der hier zusammengefaßten Ergebnisse sind Massenbilanzen der verschiedenen chemischen Konstituenten, wie sie im Rahmen des im Modell erfolgenden Semi-Lagrange-Transportes (nach *Williamson und Rasch* [1994]) kontinuierlich berechnet werden. Diese Massenbilanzen können für die einzelnen Spezies ausgewertet werden, wobei hier zuerst (Abschnitt 5.1.1) eine allgemeine

Übersicht für beide Langzeitläufe gegeben wird. Anschließend werden in Abschnitt 5.1.2 einige Ergebnisse statistischer Trendanalysen der Massenbilanzen vorgestellt, die, mit Ausnahme der "Einschwingphase" der Simulationen, die weitgehende Trendfreiheit der Modellchemie untermauern.

### 5.1.1 Übersicht

Von entscheidender Bedeutung bei der Modellierung atmosphärischer Chemie ist gerade in längeren Simulationen, d.h. über mehrere Jahre, Jahrzehnte oder sogar Jahrhunderte, die Stabilität dieser Modellchemie. Genau genommen ist dabei gar nicht so sehr die Frage, *ob* für eine gewählte Konfiguration aus chemischen Spezies, dem zugehörigen chemischen Gleichungssystem, sowie den dazu festgesetzten Anfangs- und Randbedingungen, dazu noch abhängig von der allgemeinen Dynamik des gekoppelten Klimamodelles, ein Gleichgewichtszustand existiert. Vielmehr geht es hauptsächlich darum, *wie schnell* dieser Gleichgewichtszustand erreicht wird, und vor allem, *wie realistisch* er schließlich ist. Erst durch das Zusammenwirken dieser beiden Faktoren entscheidet sich im konkreten Modellauf, ob eine bestimmte Konfiguration der Chemie im Rahmen der jeweiligen wissenschaftlichen Fragestellung überhaupt sinnvoll ist.

Da bereits das reine chemische Gleichgewicht der atmosphärischen Spurenstoffe aufgrund ihrer sehr unterschiedlichen Lebensdauern und der stark differierenden Zeitkonstanten der zwischen ihnen ablaufenden Reaktionen sehr fragil ist, erweist es sich als schwierig, eine Modellchemie zu erzeugen, die nicht nur in sich selbst, sondern auch in ihrer Kopplung an die Modelldynamik (Spurenstofftransport) verwertbare Ergebnisse liefert. Wesentlich ist in jedem Fall, daß es keine kontinuierlichen Ungleichgewichte in den chemischen und dynamischen Quellen und Senken der modellierten Spurenstoffe geben darf, was wiederum kontinuierliche "Spin-Up"- oder "Spin-Down"-Effekte, und damit zwangsläufig unrealistische Verschiebungen der resultierenden chemischen Konzentrationen nach sich ziehen würde.

Hinsichtlich solcher Spin-Up- oder Spin-Down-Effekte ist zu sagen, daß diese sich gerade bei dem Versuch, eine reduzierte, nach bestimmten Maßgaben vereinfachte Atmosphärenchemie zu modellieren, zumindest innerhalb der sogenannten "Einschwingphase" des Modelles prinzipiell kaum vermeiden lassen. Dies hat seine Ursache bereits in der Auswahl der zu modellierenden Spezies, deren Zahl von vornherein limitiert werden muß. Entsprechend können auch nicht alle bekannten und für die ausgewählten Konstituenten grundsätzlich in Frage kommenden chemischen Zyklen und Gleichungen berücksichtigt werden, sondern lediglich diejenigen, die für die Modellierung der wichtigsten Spurenstoffe, bzw. Spurenstofffamilien von direkter Relevanz sind. Des Weiteren muß das zusammengestellte chemische Gleichungssystem in sich geschlossen sein. Es darf also allein die einmal festgelegten Spezies enthalten, wodurch ebenfalls chemische Quellen und Senken vernachlässigt werden müssen.

Im Modell wird hier entgegengesteuert, indem die wichtigsten troposphärischen Quellgase als sogenannte "fixe Tracer" definiert werden. Das ist auch deshalb notwendig, um nicht explizit den Eintrag dieser vergleichsweise langlebigen Spezies in die Atmosphäre, bzw. deren Deposition aus der Atmosphäre modellieren zu müssen. Dies wären zusätzliche troposphärische Quellen und Senken der atmosphärischen Chemie, die nach dem aktuellen Wissensstand z.T. nur unzureichend quantifiziert werden können. Außerdem entspricht eine solche Herangehensweise auch nicht dem Ansatz einer vereinfachten

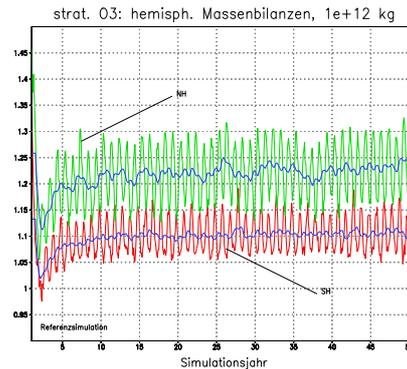


Abbildung 5.1: Stratosphärische Massenbilanz des modellierten Ozons in der Referenzsimulation in  $[10^{12} \text{ kg}]$ . Simulationsjahre 1 – 50. Gezeigt sind die Einzelbilanzen für die Nordhemisphäre (NH, grün) und die Südhemisphäre (SH, rot). Die blau unterlegten Kurven sind die zugehörigen gleitenden Jahresmittel.

Modellchemie, zumal der Schwerpunkt in ECHO-GiSP prinzipiell auf stratosphärischer Chemie liegt. Letzteres ist allgemein mit der Einführung festgehaltener troposphärischer Randbedingungen aller chemischen Spezies, d.h. mit festen troposphärischen Quellen und Senken der Modellchemie verbunden.

Für die konkrete Analyse der Einschwingphase der Modellchemie in den ECHO-GiSP - Simulationen wird neben den räumlichen Verteilungen (Abschnitt 5.2.2) als eine grundlegende Kenngröße die atmosphärische Gesamtmasse wichtiger Spezies betrachtet. Im Gleichgewichtsfall, wenn es also stabile, quasi-stationäre Verteilungen gibt, muß dabei die Spurenstoffmasse zeitlich konstant bleiben, wobei wegen der festgehaltenen troposphärischen Randbedingungen jeweils lediglich die strato-mesosphärische “Tracer”-Masse zu überwachen ist. Es werden akkumulierte globale, sowie einerseits nord- und südhemisphärische, und andererseits tropo- und stratosphärische Tracermassen unterschieden, wobei die relative Lage der Tropopause innerhalb der hybriden  $\sigma$ -p-Modellevel (vgl. Abschnitt 3.2.1) jeweils über den Gradienten der Temperatur bestimmt wird.

Betrachtet man nun zunächst die Massenbilanz für Ozon, so zeigt sich in der Referenzsimulation (Abbildung 5.1) nach den ersten Modelljahren, die durch sehr deutliche Änderungen der stratosphärischen Ozonmassen gekennzeichnet sind, eine zunehmende Stabilisierung der Werte im Bereich von etwa 80 % gegenüber der Initialisierung. Dies gilt im Prinzip für beide Hemisphären gleichermaßen, wobei allerdings die Massenbilanz der Nordhemisphäre eine insgesamt stärkere Variabilität erkennen läßt, und zwar sowohl hinsichtlich des Jahrganges, als auch hinsichtlich der interannualen bis dekadischen Variabilität, die jeweils an den in Abbildung 5.1 blau unterlegten gleitenden Jahresmittelwerten abzulesen ist. Der geringere Jahrgang des südhemisphärischen Ozons hängt z.T. auch mit den dort allgemein etwas niedrigeren Ozonsäulen zusammen, die Hauptursache der größeren Ozonvariabilität der Nordhalbkugel ist aber in der gestörteren nordhemisphärischen Dynamik zu sehen.

Für die weitere Diskussion in diesem Abschnitt wird nun nach der direkten Einschwingphase der Chemie, die dabei mit 10 Simulationsjahren sehr großzügig angenommen wird, statt der nord- und südhemisphärischen Tracermassen lediglich die stratosphärische Ge-

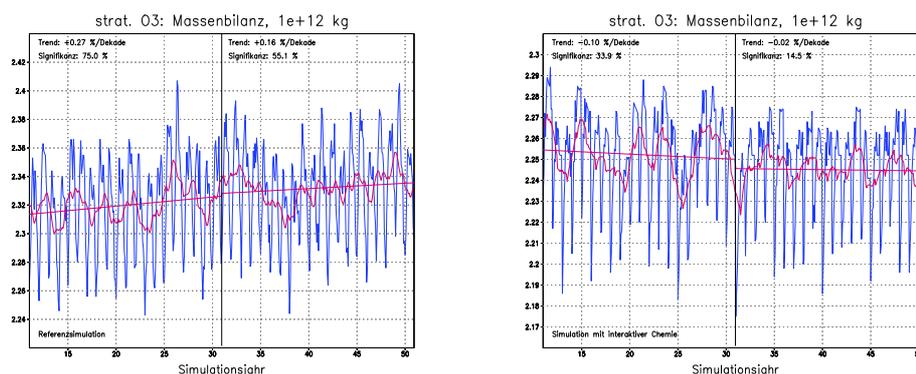


Abbildung 5.2: Globale stratosphärische Massenbilanz des modellierten Ozons in der Referenzsimulation (a) und in der gekoppelten Simulation (b) in  $[10^{12} \text{ kg}]$ . Simulationsjahre 11 – 50. Die rot unterlegten Kurven sind die zugehörigen gleitenden Jahresmittel, sowie die statistisch angepaßten Trends für die Simulationsjahre 11 – 30, bzw. 31 – 50. Der genaue Wert dieser Trends in  $[\%/Dekade]$  bezüglich des jeweiligen Intervallmittelwertes, und die zugehörige Signifikanz in  $[\%]$  sind für jedes Intervall oben links angegeben. Siehe auch Tabelle 5.1 auf Seite 62.

samtmasse der jeweiligen Spezies betrachtet. Die Massenbilanz für das Ozon der Referenzsimulation weist dabei einen leichten Trend hin zu größeren Tracermassen auf, der sich allerdings im Vergleich der Modelljahre 11 – 30 mit den Modelljahren 31 – 50 abschwächt, wie an den zugehörigen Regressionsgeraden in Abbildung 5.2 a zu erkennen ist. Der numerische Wert der bestimmten Trends (in % pro Dekade bezüglich des Intervallmittelwertes), sowie die Signifikanz dieser Trends (in %), sind jeweils für beide Zeitintervalle ebenfalls in Abbildung 5.2 a angegeben, worauf aber in Abschnitt 5.1.2 noch näher eingegangen wird.

Insbesondere bei den ungefilterten, monatlichen Massenbilanzen in Abbildung 5.2 a fällt auch interannual eine große Variabilität der Werte auf, ohne daß dabei im zeitlichen Verlauf eine Tendenz bezüglich der Extremwerte zu erkennen wäre. Das Auftreten solcher Extrema ist ein auch für die reale Atmosphäre typisches Verhalten, was prinzipiell für die in ECHO-GiSP gewählte modelltechnische Umsetzung der vereinfachten Stratosphärenchemie spricht. In der Simulation mit interaktiver Chemie (Abbildung 5.2 b), die im Vergleich zur Referenzsimulation zusätzlich die Strahlungsrückkopplung des Modellozons enthält, treten ebenfalls entsprechende interannuale Schwankungen auf, wobei die absoluten Werte dieser Schwankungen aber geringer ausfallen. Auch auf längerer, dekadischer Zeitskala verhält sich die Ozonbilanz der interaktiven Simulation gegenüber der Referenzsimulation insofern stabiler, als daß hier nicht der beim Referenzlauf beobachtete leichte Trend in Richtung erhöhter Werte auftritt.

Anscheinend wirkt also die Rückkopplung von der Chemie auf die Modelldynamik zumindest für Ozon global stabilisierend. Der wahrscheinlichste Mechanismus hierfür, der bereits am Ende des Abschnittes 2.2.1.2 (S. 23, Abschnitt 1) erläutert wurde, liegt im Wesentlichen darin, daß eine erhöhte stratosphärische Ozonmasse zunächst zwar eine Temperaturerhöhung bedingen würde, welche aber umgekehrt, aufgrund ihrer unterschiedlichen Wirkung auf Gasphasen- und Photolysereaktionen im globalen Mittel wiederum eine Verringerung der Ozonmasse nach sich zieht. Ausnahme sind die winterlichen Polargebiete, wo sowohl die Ozonerzeugung, als auch der Ozonabbau bis zum Beginn

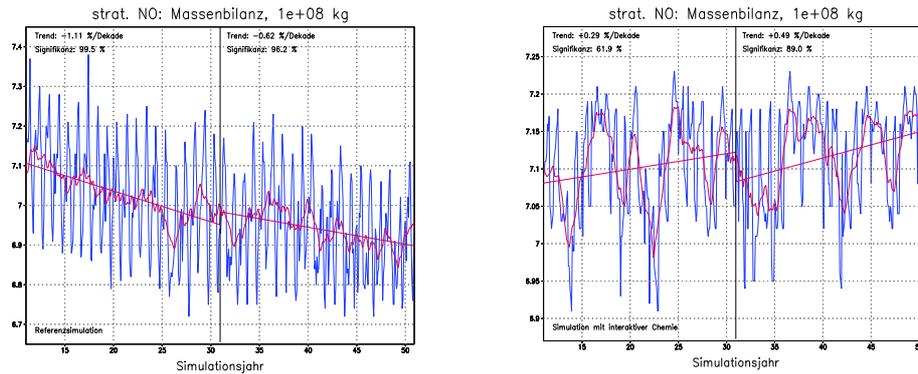


Abbildung 5.3: Globale stratosphärische Massenbilanz des modellierten  $NO$  in der Referenzsimulation (a) und in der gekoppelten Simulation (b) in  $[10^8 \text{ kg}]$ . Simulationsjahre 11 – 50. Die rot unterlegten Kurven sind die zugehörigen gleitenden Jahresmittel, sowie die statistisch angepassten Trends für die Simulationsjahre 11 – 30, bzw. 31 – 50. Der genaue Wert dieser Trends in  $[\%/Dekade]$  bezüglich des jeweiligen Intervallmittelwertes, und die zugehörige Signifikanz in  $[\%]$  sind für jedes Intervall oben links angegeben. Siehe auch Tabelle 5.1 auf Seite 62.

des jeweiligen Frühjahrs quasi zum Stillstand kommen, und damit nicht direkt in die globale Ozonbilanz eingreifen können. Potentiell würde dort allerdings eine Erwärmung der Bildung von PSC's, und somit auch der Bildung freier Chlor- und Bromradikale entgegenwirken, was dann im Frühjahr zu einem geringeren Ozonloch, d.h. zu höheren Ozonmassen führen würde. Im globalen Mittel überwiegt aber innerhalb ECHO-GiSP offenbar der direkte, negative Rückkopplungseffekt zwischen den stratosphärischen Ozonkonzentrationen und Temperaturen.

Neben Ozon sind für die vereinfachte Stratosphärenchemie vor allem noch die wichtigsten Vertreter der chemischen Tracerfamilien  $NO_x$ ,  $ClO_x$  und  $BrO_x$  von Interesse, da diese den größten Einfluß auf die chemischen Ozonzyklen besitzen. Konkret werden hier die Massenbilanzen beider Modellläufe für die Spezies  $NO$ ,  $NO_2$ ,  $ClO$  und  $BrO$  gezeigt, jeweils für die gleichen 40 Simulationsjahre wie für Ozon in Abbildung 5.2. Das Studium der stratosphärischen Tracermassen für  $NO$  (Abbildung 5.3) und  $NO_2$  (Abbildung 5.4) zeigt dabei in der Referenzsimulation (Abbildungen a) allgemein leichte negative Trends, die aber für die späteren Modelljahre merklich geringer werden, was auf eine zunehmende Stabilisierung hindeutet. Hinsichtlich der annualen, interannualen und dekadischen Variabilität verhalten sich die stratosphärischen  $NO_x$ -Massenbilanzen ähnlich der des Ozons, d.h. auf allen diesen Zeitskalen sind stochastisch verteilte Extrema der Tracermassen zu erkennen.

In den Abbildungen 5.3 b und 5.4 b für die Simulation mit interaktiver Chemie fällt zunächst auf, daß sich insbesondere die annuale Variabilität (Jahresgang) der Massenbilanzen im Vergleich zum Referenzlauf (Abbildungen 5.3 a und 5.4 a) deutlich abschwächt. Hingegen erscheint die interannuale, und vor allem die dekadische Variabilität eher vergrößert, wie ein Vergleich der absoluten Werte dieser Schwankungen zeigt. Es ist interessant, daß somit die relativ langskaligen Störungen des mittleren Gleichgewichtszustandes infolge der Chemie-Dynamik-Rückkopplung tendenziell verstärkt werden, während der jährliche Gang gedämpft wird. Bezüglich der allgemeinen Trends ist sowohl für  $NO$ , als auch für  $NO_2$  ein vom Absolutwert her verringerter Effekt auszumachen, der im

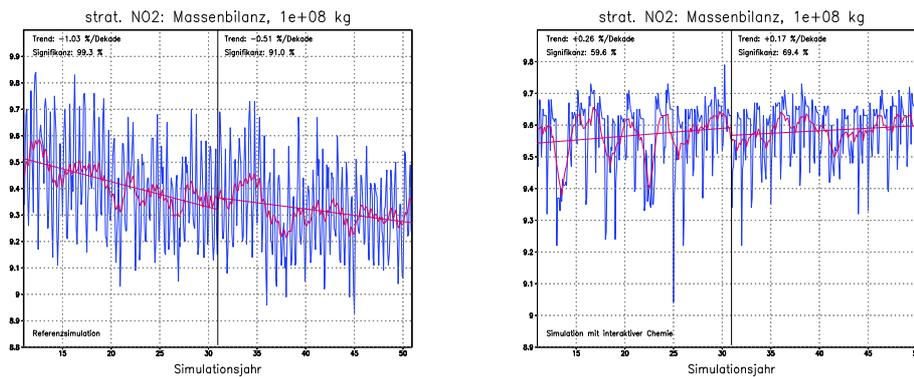


Abbildung 5.4: Globale stratosphärische Massenbilanz des modellierten  $\text{NO}_2$  in der Referenzsimulation (a) und in der gekoppelten Simulation (b) in  $[10^8 \text{ kg}]$ . Simulationsjahre 11 – 50. Die rot unterlegten Kurven sind die zugehörigen gleitenden Jahresmittel, sowie die statistisch angepassten Trends für die Simulationsjahre 11 – 30, bzw. 31 – 50. Der genaue Wert dieser Trends in  $[\%/Dekade]$  bezüglich des jeweiligen Intervallmittelwertes, und die zugehörige Signifikanz in  $[\%]$  sind für jedes Intervall oben links angegeben. Siehe auch Tabelle 5.1 auf Seite 62.

Gegensatz zum Referenzlauf positiv ist, d.h. die entsprechenden Massenbilanzen erhöht. Insbesondere für  $\text{NO}_2$  (Abbildung 5.4 b) ist dies aber weder für die Simulationsjahre 11 – 30, noch für die Simulationsjahre 31 – 50 signifikant (vgl. Abschnitt 5.1.2, Tabelle 5.1), zumal auch der für das zweite Zeitintervall berechnete Anstieg kleiner ist.

Bei  $\text{NO}$  (Abbildung 5.3 b) ist der Anstieg der zweiten Regressionsgeraden (Simulationsjahre 31 – 50) relativ deutlich, wobei aber der vergleichsweise hohe Wert der Signifikanz (89%) nicht zuletzt auch aus der konkreten Wahl des zugrundeliegenden Zeitintervalles im Verhältnis zu den unabhängig von möglichen Trends auftretenden interannualen bis dekadischen Variationen resultiert. Diese zeigen im Bereich der Simulationsjahre 30 – 35 für  $\text{NO}$  gerade eine starke negative Anomalie, was sich natürlich direkt auf den berechneten Trend und dessen Signifikanz durchprägt. Insofern ist an dieser Stelle festzustellen, daß aufgrund der mit jeweils 20 Jahren immer noch relativ kurzen Anpassungsintervalle für die Trendanalyse eine gewisse Vorsicht bei der Diskussion der entsprechenden Ergebnisse (in Abschnitt 5.1.2) erforderlich ist. Andererseits ließe sich mit längeren Intervallen keine ausreichende zeitliche Auflösung der für die Stabilität der Chemie besonders interessanten Anfangsphase der Simulationen mehr erreichen.

Betrachtet man schließlich noch die stratosphärischen Massenbilanzen für  $\text{ClO}$  (Abbildung 5.5) und  $\text{BrO}$  (Abbildung 5.6), so ist insbesondere für den Referenzlauf (Abbildungen a) ein sehr stabiles Verhalten der Zeitreihen zu erkennen. Dies ist durchaus bemerkenswert, wenn man bedenkt, daß z.B.  $\text{ClO}$  im annualen Bereich Variationen von z.T. 50 % und mehr des Mittelwertes aufweist. Bei  $\text{BrO}$  sind es immerhin noch um die 20 %, was für beide Spezies im Prinzip eine hohe Sensitivität bezüglich möglicher Instabilitäten innerhalb der Chemie nahelegt. Dies scheint auch in der Tat so zu sein, wie die  $\text{ClO}$ - und  $\text{BrO}$ -Massenbilanzen für die Simulation mit interaktiver Chemie beweisen (Abbildungen 5.5 b und 5.6 b), die für die Simulationsjahre 11 – 30 jeweils einen deutlichen Negativtrend zeigen.

Offenbar führt die Chemie-Dynamik-Rückkopplung hier zunächst zu Ungleichgewichten, was vermutlich eine Folge des zwischen Ozon und Temperatur wirkenden stabilisierenden

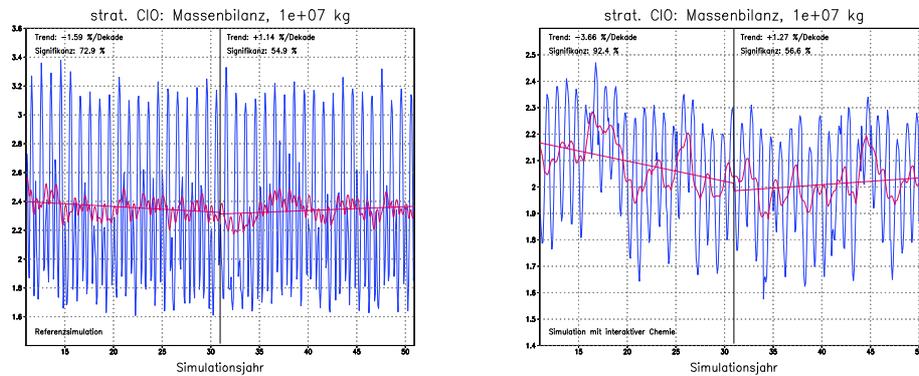


Abbildung 5.5: Globale stratosphärische Massenbilanz des modellierten  $ClO$  in der Referenzsimulation (a) und in der gekoppelten Simulation (b) in  $[10^7 \text{ kg}]$ . Simulationsjahre 11 – 50. Die rot unterlegten Kurven sind die zugehörigen gleitenden Jahresmittel, sowie die statistisch angepaßten Trends für die Simulationsjahre 11 – 30, bzw. 31 – 50. Der genaue Wert dieser Trends in  $[\%/Dekade]$  bezüglich des jeweiligen Intervallmittelwertes, und die zugehörige Signifikanz in  $[\%]$  sind für jedes Intervall oben links angegeben. Siehe auch Tabelle 5.1 auf Seite 62.

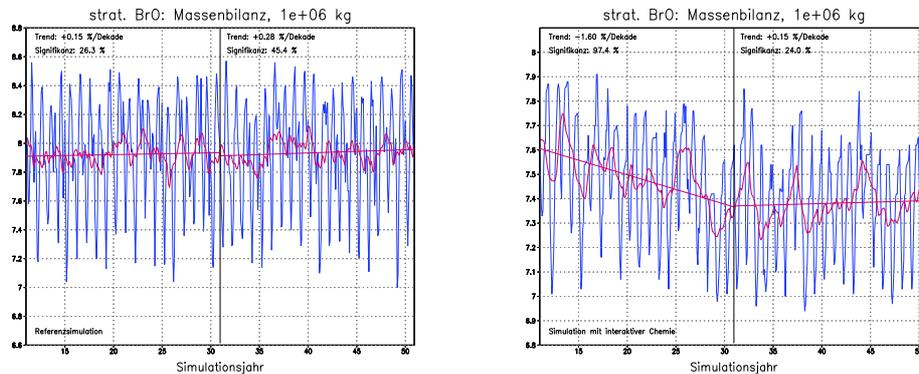


Abbildung 5.6: Globale stratosphärische Massenbilanz des modellierten  $BrO$  in der Referenzsimulation (a) und in der gekoppelten Simulation (b) in  $[10^6 \text{ kg}]$ . Simulationsjahre 11 – 50. Die rot unterlegten Kurven sind die zugehörigen gleitenden Jahresmittel, sowie die statistisch angepaßten Trends für die Simulationsjahre 11 – 30, bzw. 31 – 50. Der genaue Wert dieser Trends in  $[\%/Dekade]$  bezüglich des jeweiligen Intervallmittelwertes, und die zugehörige Signifikanz in  $[\%]$  sind für jedes Intervall oben links angegeben. Siehe auch Tabelle 5.1 auf Seite 62.

Mechanismus ist. Dadurch kommt es in der Anfangsphase der gekoppelten Simulation auch zu einer Anpassung der Temperatur, die wiederum die Konzentrationen der chemischen Spezies steuert. Sobald sich im weiteren Verlauf der Simulation (Jahre 31 – 50) ein neues, etwas niedrigeres Gleichgewicht für *ClO* und *BrO* eingestellt hat, verschwinden die Trends aber wieder, das gekoppelte System stabilisiert sich also. Darüberhinaus fällt, wie schon für *NO* und *NO<sub>2</sub>*, auch hier (Abbildungen 5.5 b und 5.6 b) auf, daß die annuelle Variabilität in der Simulation mit interaktiver Chemie sich im Vergleich mit der Referenzsimulation (Abbildungen 5.5 a und 5.6 a) deutlich verringert, die Variabilität auf längeren Zeitskalen aber verstärkt erscheint.

### 5.1.2 Trendanalysen

Wie teilweise bereits im vorigen Abschnitt (5.1.1) zur Argumentation verwendet, wurde für die dort diskutierten chemischen Spezies der in ECHO-GiSP verwendeten vereinfachten Stratosphärenchemie eine Trendanalyse (s. Abschnitt 4.1) der ersten Jahrzehnte beider im Mittelpunkt der vorliegenden Arbeit stehenden Simulationen durchgeführt. Dabei wurde die absolute Einschwingphase der Simulationen, für die jeweils 10 Jahre angenommen wurden, nicht näher betrachtet, da hier von vornherein nicht mit Gleichgewichtsbedingungen der Chemie zu rechnen ist. Entscheidend ist vielmehr die Frage, inwieweit *nach* dieser Einschwingphase die modellierte Chemie ein Gleichgewicht erreicht, wobei die resultierenden räumlichen Verteilungen der betrachteten Spurenstoffe noch einmal unabhängig geprüft werden müssen (Abschnitt 5.2.2).

Hier interessiert zunächst die zeitliche Stabilität der Massenbilanzen, wozu einmal für die Simulationsjahre 11 – 30 und einmal für die Simulationsjahre 31 – 50 die linearen Trends bestimmt wurden (Tabelle 5.1). Diese beziehen sich dabei auf die in den obigen Abbildungen (5.1 bis 5.6) ebenfalls gezeigten gleitenden Jahresmittel, was gegenüber der Regression mit den ungefilterten Monatsmitteln wegen des z.T. starken Jahresganges das Signal-Rausch-Verhältnis entscheidend verbessert. Alle Trends sind in Prozent pro Dekade angegeben, und beziehen sich auf den Mittelwert der akkumulierten Masse der jeweiligen Spezies innerhalb des betrachteten Zeitintervalles. Zusätzlich zu den globalen stratosphärischen Massen der diskutierten Spezies (*O<sub>3</sub>*, *NO*, *NO<sub>2</sub>*, *ClO*, *BrO*) wurden auch die auf die einzelnen Hemisphären bezogenen stratosphärischen Tracermassen ausgewertet.

Wichtig zum Verständnis der weiteren Diskussion ist vor allem noch der in der Tabelle jeweils in Klammern hinter den ermittelten Trends angeführte Wert, der die Signifikanz dieser Trends in Prozent bezeichnet. Dabei deutet eine hohe Signifikanz auf einen systematischen Trend hin, während eine niedrige Signifikanz den jeweiligen Trend auf stochastische Variationen innerhalb des ausgewerteten Datensatzes zurückführt. Allgemein werden meist 90, 95 oder sogar 99 Prozent Signifikanz gefordert, um auf dieser Basis einen ermittelten Trend als real anzusehen. Insbesondere bei geringem Datenumfang sollte ein hoher Wert gewählt werden. In dieser Arbeit gilt allgemein 95% als Signifikanzschwelle.

Ausgehend von dieser Signifikanzschwelle lassen sich in Tabelle 5.1 für den Referenzlauf lediglich bei *NO<sub>x</sub>*, d.h. bei *NO* und *NO<sub>2</sub>*, signifikante Trends feststellen, und zwar vor allem für das erste Zeitintervall (Simulationsjahre 11 – 30). Die Tendenz geht dort hin zu einer Abnahme der Werte im Bereich von ca. 1 % pro Dekade, was von vornherein nicht auf größere Instabilitäten innerhalb der Chemie hinweist. Zudem zeigt bereits das

Spezies	Modelljahre	Lauf	Global	NH	SH
$O_3$	11 – 30	Ref	+ 0.27 (75.0)	+ 0.37 (64.5)	+ 0.19 (55.7)
		Coup	– 0.10 (33.9)	– 0.41 (76.8)	– 0.11 (26.4)
	31 – 50	Ref	+ 0.16 (55.1)	+ 0.34 (59.5)	+ 0.09 (33.6)
		Coup	– 0.02 (14.5)	+ 0.08 (28.2)	– 0.21 (56.5)
$NO$	11 – 30	Ref	– 1.11 (99.5)	– 1.07 (98.9)	– 1.20 (99.5)
		Coup	+ 0.29 (61.9)	– 0.33 (69.6)	+ 0.57 (81.0)
	31 – 50	Ref	– 0.62 (96.2)	– 0.63 (86.7)	– 0.44 (83.7)
		Coup	+ 0.49 (89.0)	+ 0.06 (14.2)	+ 0.47 (86.0)
$NO_2$	11 – 30	Ref	– 1.03 (99.3)	– 0.80 (92.8)	– 1.22 (95.6)
		Coup	+ 0.26 (59.6)	– 0.34 (69.4)	+ 1.06 (86.9)
	31 – 50	Ref	– 0.51 (91.0)	– 0.52 (78.0)	– 0.57 (69.4)
		Coup	+ 0.17 (69.4)	+ 0.12 (23.4)	+ 0.61 (79.4)
$ClO$	11 – 30	Ref	– 1.59 (72.9)	– 2.14 (55.0)	– 1.14 (44.6)
		Coup	– 3.66 (92.4)	– 3.92 (68.0)	– 3.57 (95.3)
	31 – 50	Ref	+ 1.14 (54.9)	+ 1.70 (42.5)	+ 0.76 (30.6)
		Coup	+ 1.27 (56.6)	+ 2.14 (47.4)	+ 0.53 (30.8)
$BrO$	11 – 30	Ref	+ 0.15 (26.3)	– 0.16 (18.6)	+ 0.52 (60.3)
		Coup	– 1.60 (97.4)	– 0.73 (65.5)	– 1.45 (95.6)
	31 – 50	Ref	+ 0.28 (45.4)	+ 0.29 (34.1)	+ 0.35 (41.7)
		Coup	+ 0.15 (24.0)	+ 0.49 (46.3)	– 0.23 (33.8)

Tabelle 5.1: Statistische Trends der stratosphärischen Massenbilanzen für  $O_3$ ,  $NO$ ,  $NO_2$ ,  $ClO$  und  $BrO$  in der Referenzsimulation (*Ref*) und in der gekoppelten Simulation (*Coup*) in [%/Dekade]. Simulationsjahre 11 – 30 und 31 – 50. Die Trends beziehen sich auf den Mittelwert im jeweils betrachteten Zeitintervall, und sind sowohl global, als auch gesondert für die Nordhemisphäre (NH) und die Südhemisphäre (SH) angegeben. Die Werte in den Klammern geben die jeweilige Signifikanz der Trends in [%] an. Zur Bestimmung der Signifikanzen siehe Abschnitt 4.1.

zweite Zeitintervall etwa eine Halbierung dieser Trends, wobei nur der globale Trend für  $NO$  überhaupt noch signifikant bleibt. Offenbar erfolgt hier also eine zunehmende Stabilisierung der Tracermassen für  $NO_x$ , die eventuell auch im Zusammenhang mit  $O_3$  zu sehen ist.

Zwar zeigen die Ozonmassen keine signifikanten Trends, allerdings fällt unabhängig davon auf, daß zumindest global gesehen für beide Simulationen eher eine Antikorrelation zu den entsprechenden  $NO_x$ -Bilanzen gegeben ist. Dies kann ein systematischer Effekt sein, da  $NO_x$  als Katalysator am beständigen, mit der Ozonerzeugung über Photolysereaktionen im Gleichgewicht stehenden Ozonabbau beteiligt ist. Weniger  $NO_x$  bedeutet dabei weniger Ozonabbau und damit eine höhere Gleichgewichtskonzentration, sowie höhere Tracermassen für Ozon. Andererseits wirkt  $NO_x$  speziell im jeweiligen Frühjahr dem polaren Ozonabbau entgegen, was aber zeitlich und räumlich begrenzt bleibt, so daß der katalytische Effekt im Mittel überwiegt.

Auch in der Simulation mit interaktiver Chemie läßt die Ozonbilanz keine signifikanten Trends erkennen, sondern erscheint im Gegenteil mit z.T. noch deutlich niedrigeren dekadischen Tendenzen und Signifikanzen (z.B. –0.02 % bei 14.5 % für die Simulations-

jahre 31 – 50) stabiler, als in der Referenzsimulation (Tabelle 5.1). Zudem verschwinden in der gekoppelten Simulation auch die signifikanten Trends bei den  $NO_x$ -Bilanzen. Dies gilt hauptsächlich global und auf der Nordhemisphäre, während in allen Fällen die Signifikanzen der südhemisphärischen Trends vergleichsweise hoch sind, wenn auch maximal bei etwa 85 %, und damit deutlich unterhalb der Signifikanzschwelle. Eine solche Asymmetrie bezüglich der Signifikanz der nord- und südhemisphärischen Massenbilanzen scheint dabei gerade für die Simulation mit interaktiver Chemie typisch zu sein, da sie hier relativ häufig, in den Daten für die Referenzsimulation hingegen kaum auftritt.

Insbesondere zeigt sich dies in Tabelle 5.1 bei den Bilanzen für  $ClO$  und  $BrO$  in der Simulation mit interaktiver Chemie, wo in den Modelljahren 11 – 30 sogar signifikante negative Trends auftreten, die allerdings in den Modelljahren 31 – 50 bereits wieder verschwunden sind. Die anfänglichen Trends sind im Prinzip auf beiden Hemisphären vorhanden, jedoch nur auf der Südhalbkugel signifikant, was durch die weniger gestörte südhemisphärische Dynamik erklärt werden kann. Im Gegensatz zum Referenzlauf prägt sich dies in der Simulation mit interaktiver Chemie offenbar wegen der Chemie-Dynamik-Rückkopplung viel stärker durch.

Insgesamt läßt sich feststellen, daß es vor allem innerhalb des ersten untersuchten Zeitintervalles (Simulationsjahre 11 – 30) leichte Trends in den Simulationen gibt, die sich dann aber deutlich abschwächen oder ganz verschwinden. Letzteres gilt insbesondere für die Simulation mit interaktiver Chemie, die zudem die dynamisch bedingten hemisphärischen Unterschiede realistischer wiedergibt. Ab dem zweiten untersuchten Zeitintervall (Simulationsjahre 31 – 50) erscheinen beide Simulationen weitgehend stabil. Deshalb wird in der Folge, vor allem in den Abschnitten 5.2 und 5.3, auch jeweils die klimatologische Mittelung für die Simulationsjahre 31 – 150 durchgeführt.

## 5.2 Das Modellklima des Referenzlaufes

Hier werden, noch zusätzlich unterteilt in die Betrachtung dynamischer Variablen (Abschnitt 5.2.1) und chemischer Spezies (Abschnitt 5.2.2), 120-Jahre-Klimatologien für die Simulationsjahre 31 bis 150 des Referenzlaufes gezeigt. Dabei liegt der Schwerpunkt v.a. bei den dynamischen Variablen nicht auf der eigentlichen Validierung der Modellergebnisse gegenüber Beobachtungen. Vielmehr wird später, in Abschnitt 5.3, explizit auf die Unterschiede zwischen dem Referenzlauf und dem interaktiven Lauf aufgrund der (stratosphärischen) Chemie-Dynamik-Rückkopplung eingegangen, was ohne eine vorausgehende Darstellung der absoluten Modellklimatologie jedoch schwierig zu diskutieren ist.

Eine Validierung des in ECHO-GiSP verwendeten Atmosphärenmodelles MA-ECHAM4 mit Beobachtungsdaten erfolgte, wenn auch nicht im interaktiven Modus mit einem Ozeanmodell, bereits im Rahmen der Einführung dieses Modelles in den zugehörigen Arbeiten, z.B. bei *Manzini et al* [1997] oder *Manzini und McFarlane* [1998]. Das Fazit daraus ist, daß die Modellklimatologie allgemein gut mit den Beobachtungen übereinstimmt, jedoch einen “Cold Bias” in der polaren Stratosphäre (v.a. im Höhenbereich von ca. 10 – 1 hPa) beider Hemisphären aufweist, insbesondere im jeweiligen Winter. Dieser Cold Bias ist auf der Südhemisphäre mit 25 – 40 K im Winter und 15 – 20 K im Sommer deutlich stärker, als auf der Nordhemisphäre mit 10 – 15 K im Winter und 5 – 10 K im Sommer.

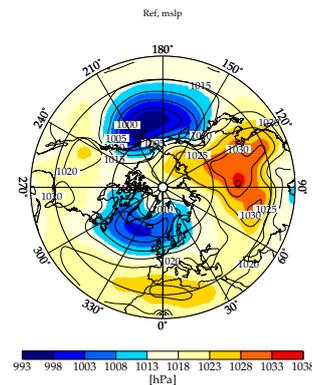


Abbildung 5.7: Mittlerer Bodenluftdruck (mslp) in der Referenzsimulation in [hPa]. Simulationsjahre 31 – 150, DJF.

Bei den gezeigten Klimatologien der chemischen Spezies werden im Gegensatz zu den dynamischen Variablen z.T. allerdings doch einige Vergleiche mit Messdaten (HALOE-Satellitenmessungen) durchgeführt, da das Chemiemodul mit der verwendeten vereinfachten Stratosphärenchemie und in seiner modelltechnischen Ausführung gerade die wesentliche Neuentwicklung innerhalb ECHO-GiSP darstellt. Diese Abgleiche sind aber schon wegen der begrenzten zeitlichen und räumlichen Auflösung der Satellitenmessungen, die zudem nur für einige ausgewählte Spezies zur Verfügung stehen, eher qualitativ zu verstehen. Außerdem beschränken sie sich wie die meisten hier gezeigten Klimatologien auf den Winter der Nordhemisphäre (DJF - Dezember/Januar/Februar), der hinsichtlich der in der vorliegenden Arbeit behandelten Fragestellungen besonders interessant ist.

### 5.2.1 Dynamische Variablen

Wie bereits erwähnt, liegt innerhalb der vorliegenden Arbeit der Schwerpunkt hauptsächlich auf der klimatologischen Diskussion der nordhemisphärischen Wintersaison (DJF). Diese zeigt zum Einen die größte Korrelation mit dem ebenfalls nordhemisphärischen Variabilitätsmuster der Arktischen Oszillation (AO) [Thompson und Wallace, 1998], dessen Ausprägung in den durchgeführten Klimasimulationen speziell in den Abschnitten 5.4 und 5.5 genauer untersucht wird. Zudem ist während des Winters, der innerhalb des Jahres die größten meridionalen Temperaturgradienten, und damit die stärksten baroklinen Instabilitäten und die ausgeprägteste dynamische Aktivität aufweist, auch allgemein das beste Signal-Rausch-Verhältnis hinsichtlich möglicher Änderungen zwischen den ECHO-GiSP-Modellsimulationen zu erwarten.

Aufgrund der Ergebnisse der in Abschnitt 5.1 zusammengefaßten Stabilitätsbetrachtungen wird für beide Läufe pauschal von einer Einschwingphase des gekoppelten Atmosphäre-Ozean-Meereis-Modelles von 30 Jahren ausgegangen. Dies entspricht auch der Erfahrung, daß, unabhängig vom Einschwingvorgang der Chemie, die Kopplung mit einer interaktiven Ozeankomponente tendenziell eine längere Anpassungsphase als die normalerweise für ein reines Atmosphärenmodell veranschlagten maximal 10 bis 15 Jahre erfordert. Aus diesem Grund wurden lediglich die Modelljahre 31 bis 150 herangezogen, um 120-Jahre-Mittel für die Variablen jedes Laufes zu erzeugen.

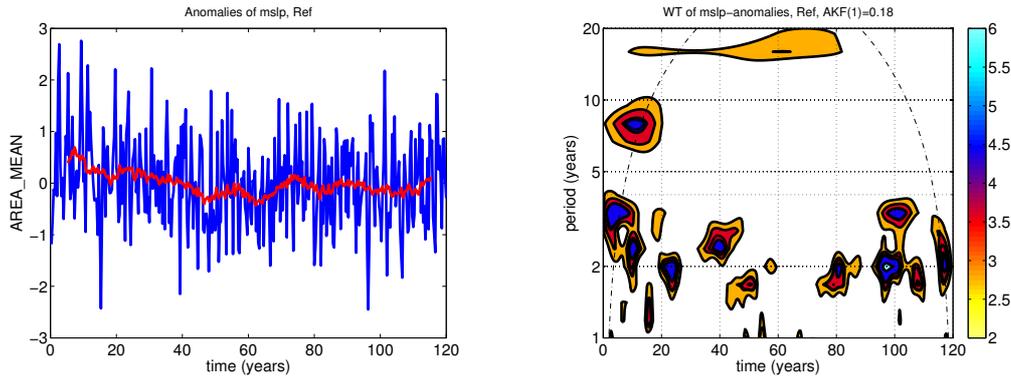


Abbildung 5.8: Anomalien der Flächenmittel des mslp in der Referenzsimulation (a) in  $[hPa]$  und zugehöriges Wavelet-Spektrum (b)  $[dimensionslos]$ . Simulationsjahre 31 – 150, DJF. Die Flächenmittel beziehen sich auf die Nordhemisphäre nördlich  $20^{\circ}N$ , die dargestellten Anomalien sind die Abweichungen zum Gesamtmittel der ausgewerteten 120 Jahre. Die rot unterlegte Kurve ist das zugehörige gleitende Mittel. Zur Berechnung des Wavelet-Spektrums siehe Abschnitt 4.4. Als Wavelet-Funktion wurde eine Morlet-Funktion verwendet. Die strich-gepunktete Linie trennt Regionen ab, in denen Randeffekte wichtig werden. Die dicken schwarzen Konturen markieren Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber einem entsprechenden roten Rausch-Prozess (gleiche Autokorrelation, AKF) mit mehr als 95% signifikant sind.

Abbildung 5.7 zeigt den mittleren Luftdruck auf Meeresspiegelniveau (mslp) auf der Nordhemisphäre für den Referenzlauf (DJF). Dabei fallen insbesondere die beiden quasistationären Tiefdruckgebiete des nordatlantischen, bzw. nordpazifischen Raumes sofort ins Auge, mit im Mittel etwas niedrigerem Kerndruck ( $< 1000$  hPa) des Aleutentiefs gegenüber dem Islandtief ( $< 1005$  hPa). Aber auch das winterliche sibirische Kältehoch mit Werten bis über 1035 hPa ist sehr deutlich ausgeprägt, während das Azorenhoch und das winterliche nordamerikanische Hoch zwar vorhanden sind, mit etwa 1020 hPa aber weniger stark zur Geltung kommen. Interessanterweise zeigt neben dem sibirischen Hoch der nordafrikanische Raum mit über 1025 hPa die höchsten mittleren Druckwerte, was mit dem stärkeren dynamischen Absinken über Land, bzw. dem schwächeren dynamischen Absinken über dem Ozean im Vergleich zum Sommer zusammenhängt. Weiterhin zu erwähnen ist die für die allgemeine Dynamik wichtige explizite Trennung der beiden großen Tiefdruckzentren durch eine polare Hochdruckbrücke.

Weiterhin wurde für jeden Simulationsmonat das Flächenmittel des mslp nördlich von  $20^{\circ}N$  berechnet. Die Abweichungen vom Gesamtmittel sind in Abbildung 5.8 a dargestellt, wobei zusätzlich das gleitende Jahresmittel über diese Abweichungen eingetragen ist. Letzteres zeigt bereits eine deutliche interannuale bis dekadische Variabilität der Werte. Um dies jedoch quantitativ besser herauszuarbeiten, und dabei gleichzeitig auch Beschränkungen in der Zeit-Frequenz-Lokalisation zu vermeiden, welche bei der Auswertung anhand von Fourier-Spektren auftreten, wurden die Zeitreihen mit Hilfe sogenannter Wavelet-Spektren (Torrence und Compo [1998], s. Abschnitt 4.4) analysiert. Das Wavelet-Spektrum für die Zeitreihe der mslp-Anomalien aus Abbildung 5.8 a ist in Abbildung 5.8 b gegeben, und belegt ebenfalls die Variabilität v.a. auf den kürzeren interannualen Zeitskalen (2 bis 3 Jahre). Dies kann mit einer starken Ausprägung des El Nino - Phänomens im Modell zusammenhängen [Oberhuber et al., 1998; Rodgers et al., 2003]. Auf längeren Zeitskalen zeigt sich ein Signal bei etwa 15 bis 20 Jahren

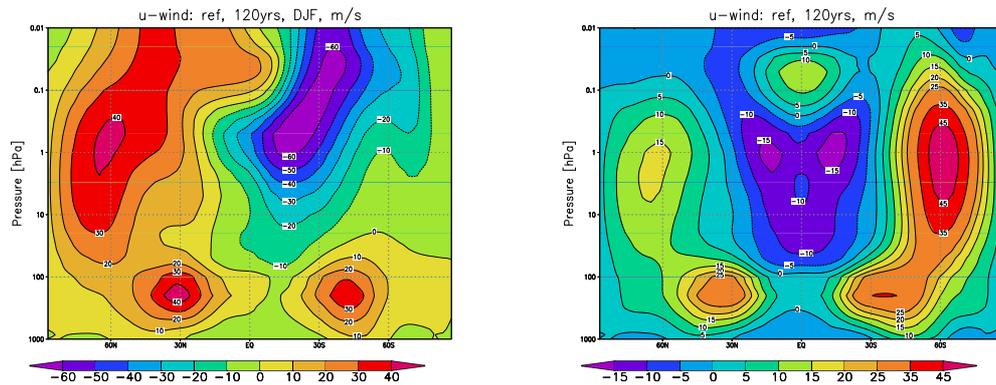


Abbildung 5.9: Zonalmittel der Zonalwindkomponente  $u$  in der Referenzsimulation in  $[m/s]$ . Nordwinter (DJF, a) und Gesamtjahr (b). Simulationsjahre 31 – 150.

Wellenlänge, welches aber nicht statistisch signifikant ist.

Von besonderer Bedeutung im Hinblick auf eine realistische Modellklimatologie ist neben der Druckverteilung auch die Auswertung der mittleren Windkomponenten im Modell, da diese ebenfalls sehr sensitiv gegenüber Störungen des modellierten Gleichgewichtes sind. Für die in Abbildung 5.9 a aufgetragenen zonalgemittelten Zonalwinde im Nordwinter zeigen sich die atmosphärischen “Jets” (Starkwindbänder) sowohl in der Troposphäre, als auch in der Strato-Mesosphäre deutlich ausgeprägt. Der winterliche polare Wirbel weist meridional die höchsten Windgeschwindigkeiten bei etwa  $60^\circ N$  bis  $70^\circ N$  auf, mit Maximalwerten von über  $40 m/s$  an der Stratopause, d.h. etwas oberhalb von  $1 hPa$  in der Abbildung. Im südhemisphärischen Winter treten größere Windgeschwindigkeiten am Polarwirbel auf, wobei schon im Jahresmittel (Abbildung 5.9 b) bis zu  $45 m/s$  gegenüber  $15 m/s$  auf der Nordhemisphäre erreicht werden. Dies ist eine Folge der stärkeren Abgeschlossenheit der südhemisphärischen Zirkulation aufgrund der Land-Meer-Verteilung, die insgesamt zu weniger Störungen des winterlichen Wirbels führt.

Auch bei den troposphärischen (Subtropen-)Jets, die in ungefähr  $200 hPa$  bei etwa  $40^\circ N$  und  $40^\circ S$  liegen, zeigt das Jahresmittel (Abbildung 5.9 b) höhere Werte auf der Südhalbkugel, jedoch sind hier die Unterschiede mit ungefähr  $30 m/s$  gegenüber  $35 m/s$  wesentlich geringer. Im Nordwinter (Abbildung 5.9 a) ist aber aufgrund der verstärkten Winterzirkulation der nördliche Subtropen-Jet mit etwa  $40 m/s$  im Vergleich zu  $30 m/s$  des südlichen Subtropen-Jets stärker ausgeprägt, und zudem auch deutlicher lokalisiert. Gleichzeitig etabliert sich in der Südhemisphäre der sommerliche Ostwind-Jet, mit Maximalwerten von bis zu  $60 m/s$  innerhalb seines Zentrums in der oberen Stratosphäre und Mesosphäre nördlich oberhalb des südlichen Troposphären-Jets. Erst in der oberen tropischen Mesosphäre werden diese Ostwinde, die sich darüberhinaus allgemein bis über den Äquator erstrecken, wiederum von westlichen Zonalwinden abgelöst, was letztlich aus dem kompensatorischen Verhalten der atmosphärischen “Stockwerke”, in diesem Fall von Stratosphäre und Mesosphäre, resultiert (s. Abschnitt 2.2.1.1).

Im Zusammenhang mit der thermischen Entstehung der hemisphärischen Westwind-, bzw. Ostwindbänder steht auch die mittlere residuale Meridional-Zirkulation (Brewer-Dobson-Zirkulation, BDC). Im Modell zeigt sich eine recht realistisch ausgeprägte BDC,

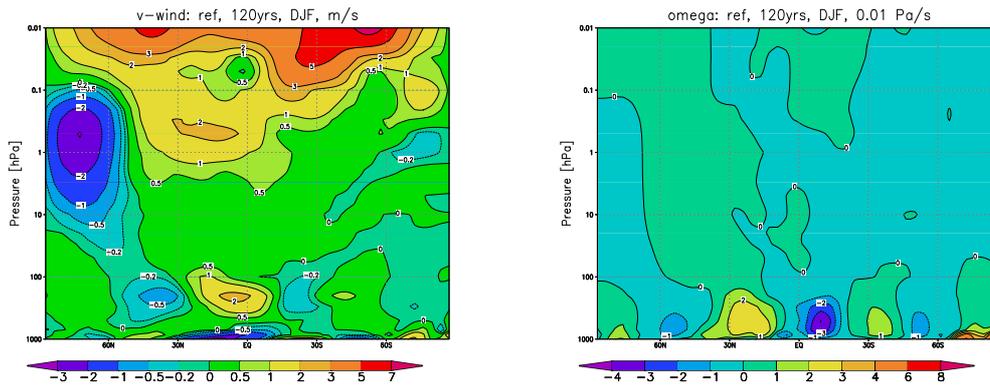


Abbildung 5.10: Zonalmittel der Meridionalwindkomponente  $v$  (a) in  $[m/s]$  und der Vertikalwindkomponente  $\omega$  (b) in  $[0.01 Pa/s]$  in der Referenzsimulation. Simulationsjahre 31 – 150, DJF.

was z.B. im Zonalmittel des nordwinterlichen Meridionalwindes (Abbildung 5.10 a) deutlich zum Ausdruck kommt, insbesondere in der Mesosphäre. Dort gibt es großräumig Meridionalwindkomponenten von mehr als 2  $m/s$ , teilweise auch bis zu 5  $m/s$ , jeweils in Richtung des Winterpols. Aber auch in der Stratosphäre läuft der meridionale Austausch entsprechend ab, jedoch mit im Mittel niedrigeren Windgeschwindigkeiten (ca. 0.5 bis 1  $m/s$ ). Innerhalb des Polarwirbels sind die meridionalen Winde mit bis zu 3  $m/s$  an der Stratopause im Mittel überwiegend äquatorwärts gerichtet, während im Bereich der unteren Stratosphäre und oberen Troposphäre Nordkomponenten vorherrschen. Diese bilden den oberen Ast der nordhemisphärischen polaren Zelle der Troposphäre, wobei auch der untere Ast, mit im Mittel südlichen Meridionalwinden gut zu erkennen ist. Dies gilt auch allgemein für die den verschiedenen troposphärischen Zirkulationszellen zugehörigen Maxima und Minima des Meridionalwindes in Bodennähe, bzw. bei etwa 200 hPa (Abbildung 5.10 a). Dabei sind insbesondere die den Hadley- und Ferrelzellen assoziierten Strukturen deutlich ausgeprägt, entsprechend der Jahreszeit mit leichter Verschiebung ihrer Symmetrieachse auf die Südhalbkugel.

Dies wird zusätzlich durch die zonal gemittelten Vertikalgeschwindigkeiten gestützt (Abbildung 5.10 b), die ebenfalls deutlich die Struktur der troposphärischen Zirkulationszellen, aber auch eine realistische Breitenabhängigkeit der Tropopausenhöhe erkennen lassen. Dabei ist allerdings zu berücksichtigen, daß eine negative Vertikalgeschwindigkeit aufgrund der Angabe in  $Pa/s$  aufsteigende Luftmassen charakterisiert (Druckabnahme mit zunehmender Höhe). Zudem entsprechen die in Abbildung 5.10 b erkennbaren Zellen gerade den durch großräumiges Aufsteigen, bzw. Absinken gekennzeichneten Übergangsbereichen der eigentlichen troposphärischen Zellen.

In der Stratosphäre und Mesosphäre zeigen sich demgegenüber aufgrund der dort im Mittel weit geringeren Vertikalgeschwindigkeiten keine so eindeutigen Strukturen. Allgemein weist jedoch die winterliche Nordhemisphäre in Abbildung 5.10 b eher positive Werte, also Absinken, die sommerliche Südhemisphäre eher negative Werte (Aufsteigen) auf. Zudem gibt es aber auch in den nordäquatorialen Tropen allgemein bevorzugt ein Aufsteigen aus der Troposphäre in die Stratosphäre und Mesosphäre, welches die BDC zusätzlich antreibt. Weiterhin ist zu bemerken, daß im Bereich nördlich von etwa  $70^\circ N$

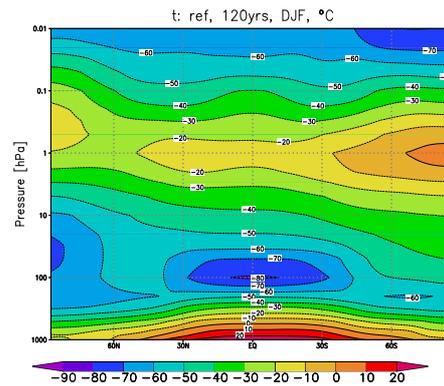


Abbildung 5.11: Zonalmittel der Temperatur  $T$  in [ $^{\circ}\text{C}$ ] in der Referenzsimulation. Simulationsjahre 31 – 150, DJF.

in der ganzen Stratosphäre bis hinauf in die untere Mesosphäre im Mittel ebenfalls negative Werte der Vertikalgeschwindigkeit vorherrschen, d.h. Aufsteigen im Inneren des Polarwirbels. In der Troposphäre unterhalb des Polarwirbels gibt es hingegen ein temperaturbedingtes großräumige Absinken. Inwieweit dort anteilig mehr Luftmassen aus der Troposphäre (Meridionalzirkulation) oder aus der mittleren Atmosphäre (Polarwirbel) nachgeführt werden, mit entsprechender Einflußnahme auf die polaren troposphärischen Verhältnisse, hängt v.a. von der jeweiligen Ausprägung des stratosphärischen Polarwirbels ab.

Daher sollen an dieser Stelle, in der Zusammenschau der gezeigten mittleren zonalen Windkomponenten, die in der Referenzsimulation herrschenden Verhältnisse bezüglich des stratosphärischen Polarwirbels noch einmal näher beleuchtet werden. Sowohl oberhalb -, in der Mesosphäre, als auch unterhalb des Wirbels, in der oberen Troposphäre, zeigen sich überwiegend nördliche Windkomponenten. Dabei werden aufgrund des aufwärts gerichteten Vertikaltransportes im Kern des Polarwirbels, d.h. nördlich von  $70^{\circ}\text{N}$ , troposphärische Luftmassen aus den mittleren Breiten angesaugt und dann innerhalb des Wirbels mit den dortigen im Mittel südlichen Meridionalwinden nach und nach in dessen äußere Bereiche transportiert. Sobald sie dabei aber wiederum die etwa durch den  $70^{\circ}$  Breitengrad gekennzeichnete vertikale Linie überqueren, geraten sie unter den Einfluß absinkender Luftmassen im Randbereich (aber innerhalb) des Polarwirbels.

Da der Wirbel, in etwa ersichtlich am vertikalen Verlauf der jeweiligen Zonalwindmaxima, sich nach oben hin trichterförmig erweitert, erscheint dieser Randbereich südlich von  $70^{\circ}\text{N}$  ebenfalls trichterförmig, womit auch der Verbleib des absinkenden Astes der BDC klar wird. Die entsprechenden mesosphärischen Luftmassen werden gerade in diesen "Trichter" am Rand des Polarwirbels angesaugt, und dort weiter nach unten transportiert. Je nachdem, wo jeweils die genaue Grenze zwischen dem zentralen Aufsteigen und dem peripheren Absinken im Wirbel liegt, können die mesosphärischen Luftmassen auch die Troposphäre erreichen (Downward Control, *Haynes et al.* [1991]; *Baldwin und Dunkerton* [1999]), und Einfluß insbesondere auf die Zirkulation der polaren Breiten nehmen. Es kann aber theoretisch auch der gegenteilige Fall eintreten, daß der stratosphärische Wirbel direkt aus der polaren Troposphäre heraus gesteuert wird, nicht nur über den indirekten Effekt der Dissipation aufsteigender planetarer Wellen der mittleren Breiten

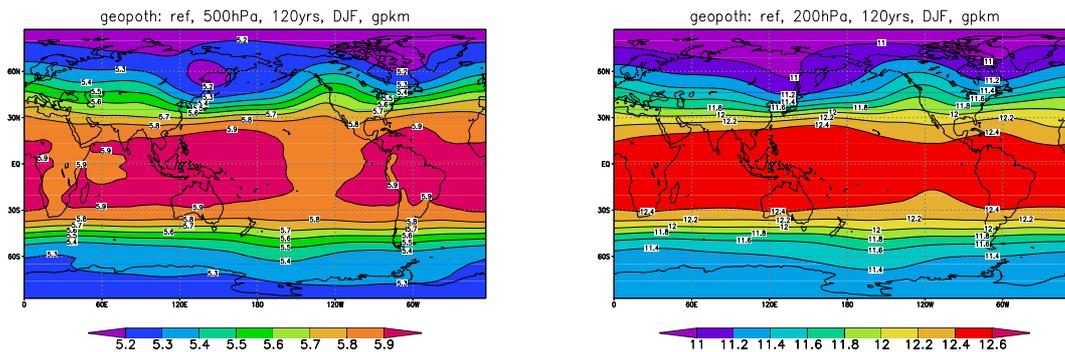


Abbildung 5.12: Mittlere geopotentielle Höhe  $\Phi$  auf 500 hPa (a) und auf 200 hPa (b) in [gpkm] in der Referenzsimulation. Simulationsjahre 31 – 150, DJF.

[Charney und Drazin, 1961; McIntyre und Palmer, 1985]. In der Praxis wird jedoch im Mittel allgemein ein Absinken aus der Stratosphäre in die Troposphäre beobachtet [s. z.B. Schöberl et al., 1992]. All dies unterstreicht aber die Komplexität des gekoppelten Klimasystems, gerade wenn man zusätzlich noch den Einfluß des Untergrundes, d.h. hier vor allem der ozeanischen Zirkulation und des Meereises, aber auch der Landoberflächen und der Luftchemie bedenkt.

Aus der klimatologischen Diskussion der mittleren Windkomponenten ergibt sich in der Folge auch die Frage nach den modellierten Temperaturen. Abbildung 5.11 zeigt im Zonalmittel der Temperatur in der tropischen Troposphäre Werte von bis zu  $20^{\circ}\text{C}$ , während z.B. in der winterlichen arktischen Troposphäre Mittelwerte von minimal  $-20^{\circ}\text{C}$  erreicht werden. In der Stratosphäre gehen die Temperaturen insbesondere auf der Winterhalbkugel verbreitet unter  $-60^{\circ}\text{C}$  zurück, oberhalb der tropischen Tropopausenregion sogar teilweise unter  $-80^{\circ}\text{C}$ . Bis zur Stratopause oberhalb von ca. 1 hPa steigen die Mitteltemperaturen dann allgemein wieder auf Werte um  $-20^{\circ}\text{C}$  an, auf der Sommerhemisphäre erreichen sie auch positive Werte, d.h.  $> 0^{\circ}\text{C}$ . Weiter nach oben, zur Mesopause hin, kommt es schließlich zu einem erneuten Temperaturrückgang unter  $-60^{\circ}\text{C}$ , im Sommer unter  $-70^{\circ}\text{C}$ .

Diese Temperaturverteilung beinhaltet den eingangs dieses Abschnittes (Seite 63 f.) bereits erwähnten Cold Bias der mittleren und oberen Stratosphäre (etwa 10 – 1 hPa) von ca. 10 – 15 K innerhalb des nordhemisphärischen Polarwirbels und ca. 15 – 20 K in den polaren Breiten der Südhemisphäre. Gleichzeitig werden aber z.B. die Tiefsttemperaturen in der unteren tropischen Stratosphäre weitgehend realistisch modelliert. Der Cold Bias ist somit nicht allein eine Folge zu niedrig, bzw. zu unrealistisch ange-setzter Ozonwerte in der Parameterisierung für die Strahlungsroutine des Modelles, da eine entsprechende Änderung dieser Werte auch Temperaturänderungen im angesprochenen Bereich oberhalb der tropischen Tropopause nach sich zieht. Dies zeigt auch die Diskussion der Ergebnisse der gekoppelten Simulation in Abschnitt 5.3, zudem ist noch die über die Strahlungsbilanz erfolgende Kopplung der stratosphärischen mit den troposphärischen Temperaturen zu bedenken.

Hinsichtlich der in den bisher gezeigten Zonalmitteln nicht aufgelösten troposphärischen Wellen, aber auch als Indikator der troposphärischen Schichtdicke, und damit der horizontalen Temperaturverteilung, ist die Betrachtung von Längen-Breiten-Schnitten der

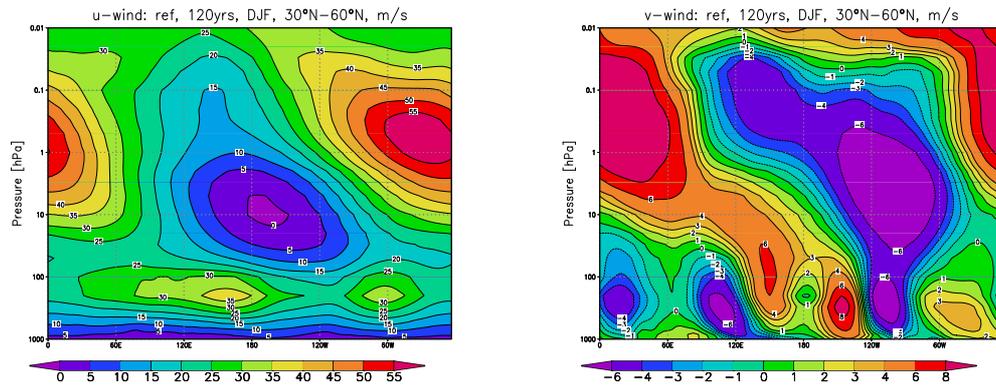


Abbildung 5.13: Meridionalmittel der Zonalwindkomponente  $u$  (a) und der Meridionalwindkomponente  $v$  (b) in  $[m/s]$  in der Referenzsimulation für  $30^\circ N$  bis  $60^\circ N$ . Simulationsjahre 31 – 150, DJF.

geopotentiellen Höhe aufschlußreich. In Abbildung 5.12 sind zwei solcher Schnitte, für die 500- und die 200 hPa-Fläche, aufgetragen. Beide zeigen dabei deutlich größere Schichtdicken in den Tropen und Subtropen (zwischen ca.  $30^\circ N$  und  $30^\circ S$ ), als in den mittleren und vor allem in den polaren Breiten. Dies ist ein Ausdruck der entsprechenden troposphärischen Temperaturverteilung. Am kältesten ist es im hier gezeigten Nordwinter im Bereich des Nordpols, verbunden mit den jeweils niedrigsten geopotentiellen Höhen beider Flächen (500- und 200 hPa). Auf der Nordhemisphäre ist zudem im Bereich von etwa  $60^\circ N$  eine wellenartige Struktur der Wellenzahl 2 zu erkennen, die gerade die stationäre planetare Welle 2 kennzeichnet, mit nördlicher Auslenkung infolge der Orographie und der Land-Meer-Verteilung jeweils über der Westküste Nordamerikas und Eurasiens.

Eine weitere interessante klimatologische Darstellung im Hinblick auf die troposphärischen Wellen, aber auch auf den Polarwirbel, ist das für die mittleren Breiten (ca.  $30^\circ N$  bis  $60^\circ N$ ) gebildete Meridionalmittel der horizontalen Windkomponenten (Abbildung 5.13) der Referenzsimulation. Der in Abbildung 5.13 a gezeigte mittlere Zonalwind weht dabei allgemein von West nach Ost, wie es für diesen Breitenbereich auch zu erwarten ist, allerdings gibt es deutliche Unterschiede bezüglich der jeweiligen Maxima. In der Troposphäre nimmt der Wind nach oben hin zu, und erreicht bei etwa 200 hPa sein vertikales Maximum (Subtropen-Jet). Dieses ist bei etwa  $160^\circ O$  und  $60^\circ W$  besonders stark ausgeprägt, also gerade über dem östlichen Pazifik und - Atlantik. In der Stratosphäre schwächt sich der Zonalwind vertikal zunächst ab, um dann aber ab der mittleren Stratosphäre (10 hPa) bis etwa zur Stratopause ( $< 1$  hPa) wieder deutlich anzusteigen (Polarwirbel). Die meridionalen Maxima und Minima sind dabei aufgrund der Verschiebung des Polarwirbels gegenüber dem Pol in allen Höhen deutlich ausgeprägt.

Dies wird durch die mittleren Meridionalwinde in Abbildung 5.13 b bestätigt. In der Troposphäre ist hier ein Wellenzahl 3- bis 4-Muster zu erkennen. Ursache dieses meridionalen klimatologischen Wellenmusters der Troposphäre sind nicht die instationären baroklinen Wellen des zonalen Grundstromes, die sich im zeitlichen Mittel herausmitteln, sondern der quasi-stationäre Subtropen-Jet, der ebenfalls meridional “gewellt” ist. In der Stratosphäre und Mesosphäre gibt es ein ausgeprägtes Wellenzahl 1-Muster, was wieder die Verschiebung des Polarwirbelzentrums vom Pol weg zeigt.

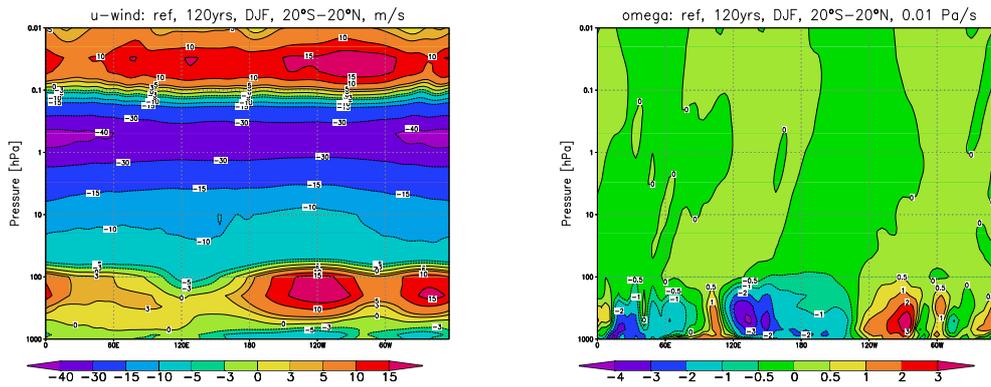


Abbildung 5.14: Meridionalmittel der Zonalwindkomponente  $u$  (a) in  $[m/s]$  und der Vertikalwindkomponente  $\omega$  (b) in  $[0,01 Pa/s]$  in der Referenzsimulation für  $20^\circ S$  bis  $20^\circ N$ . Simulationsjahre 31 – 150, DJF.

Die Phase dieses Musters ändert sich deutlich mit der Höhe, so daß offenbar eine Schrägstellung der Polarwirbelachse vorliegt. Quantitativ läßt sich diese abschätzen, indem man einmal die relative Lage der Windmaxima, bzw. Windminima in verschiedenen Höhen der mittleren Atmosphäre gegenüberstellt. So liegt das Meridionalwindminimum auf 10 hPa bei etwa  $100^\circ W$ , das Maximum oberhalb der Höhe von 1 hPa hingegen bei ca.  $30^\circ O$ . Die Differenz zwischen beiden beträgt damit ungefähr  $+130^\circ$ , wobei noch die Phasenverschiebung von  $180^\circ$  von Minimum zu Maximum herauszurechnen ist.

Übrig bleibt ein höhenabhängiger Unterschied der Verschiebung des Polarwirbels von  $-50^\circ$ , was sich auf ähnliche Art auch aus dem meridional gemittelten Zonalwind in Abbildung 5.13 a ableiten läßt. Dort ist zudem zu erkennen, daß das Maximum der oberen Stratosphäre und unteren Mesosphäre, d.h. am Oberrand des Polarwirbels, bei etwa  $30^\circ W$  liegt, also auf der geographischen Länge Grönlands. Daraus folgt in der unteren Stratosphäre eine Verschiebung des Wirbels in Richtung  $20^\circ O$ , nach Skandinavien. Der Polarwirbel in der ECHO-GiSP-Referenzsimulation ist somit im Wintermittel gegenüber dem Pol verschoben, unten in Richtung Skandinavien, oben in Richtung Grönland, was gleichzeitig eine Schrägstellung des Wirbels mit der Höhe bedeutet.

Unabhängig von der Diskussion der großräumigen allgemeinen Zirkulation im Modell ist auch ein Blick auf die Ausprägung eher regionaler Muster innerhalb der Referenzsimulation möglich. Instrukтив ist in dieser Beziehung vor allem eine Darstellung der meridionalen  $u$ - und  $\omega$ -Windkomponenten in den Tropen. Dabei wurde in Abbildung 5.14 jeweils zwischen  $20^\circ N$  und  $20^\circ S$  beiderseits des Äquators gemittelt. Abbildung 5.14 a für den Zonalwind zeigt hier allgemein Westwinde in der Mesosphäre, die stratosphärischen Ostwinde der Tropen, sowie in der Troposphäre wiederum überwiegend Westwinde in den höheren Schichten und Ostwinde in Bodennähe.

Letzteres hängt mit der Passatzirkulation der troposphärischen Hadley-Zellen zusammen, es gibt aber je zwei ausgeprägte Maxima und Minima. Diese liegen einmal im Bereich von etwa  $180^\circ W$  bis etwa  $90^\circ W$ , und einmal zwischen ca.  $40^\circ W$  und  $10^\circ O$ , was gerade die Lage des pazifischen und des atlantischen Ozeans in den Tropen beschreibt. Es sieht damit so aus, als hätte man hier die horizontalen Äste zweier meridionaler tropischer Zirkulationsmuster vor sich. Allerdings ist anhand der entsprechenden Abbil-

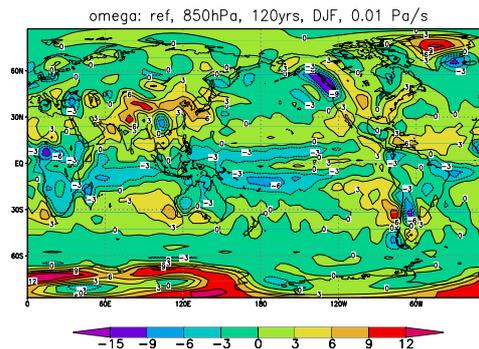


Abbildung 5.15: Mittlere Vertikalgeschwindigkeit  $\omega$  auf 850 hPa in  $[0.01 \text{ Pa/s}]$  in der Referenzsimulation. Simulationsjahre 31 – 150, DJF.

dung 5.14 b für die mittleren Vertikalgeschwindigkeiten des Referenzlaufes zu erkennen, daß nur das pazifische Muster deutlich ausprägt ist.

Dies ist gerade die Walker-Zirkulation, die in der Atmosphäre vor allem wegen ihrer interannualen bis dekadischen Variabilität bedeutsam ist, welche im Zusammenhang mit dem ENSO-Phänomen steht (vgl. Abschnitt 2.2.2). Die entsprechende atlantische Zirkulation kommt vor allem deshalb nicht zum Tragen, da zum Einen der Antrieb infolge meridionaler Temperaturgradienten dort deutlich geringer ist, was schon an der indifferenten Verteilung der mittleren Vertikalgeschwindigkeiten in diesem Bereich in Abbildung 5.14 b abzulesen ist. Zum Anderen ist aber auch einfach weniger Platz zur Ausbildung der Zirkulation vorhanden. Ähnliches gilt auch für den indischen Ozean, der ebenfalls keine tropische Meridionalzirkulation zeigt.

Eine weitere aufschlußreiche Darstellung zu den modellierten Vertikalgeschwindigkeiten in der ECHO-GiSP-Referenzsimulation ist der zugehörige Längen-Breiten-Schnitt auf der 850 hPa-Fläche, also relativ bodennah (Abbildung 5.15). Auf den ersten Blick erscheinen die aufgetragenen Mittelwerte sehr verrauscht, bei genauerem Hinsehen zeigen sich allerdings eine Reihe systematischer Strukturen. Zunächst zeigt sich eine klare Absinktendenz über der Antarktis infolge des kalten Untergrundes. Des Weiteren folgt nordwärts bis zum Bereich der mittleren Breiten der Südhemisphäre eine Zone, die überwiegend durch großräumiges Aufsteigen aufgrund des dortigen warmen Oberflächenwassers, aber auch aufgrund der allgemeinen Zirkulation der Troposphäre im Übergangsbereich zwischen polarer Zelle und Ferrel-Zelle gekennzeichnet ist. Ähnliches gilt auch für das großräumige Aufsteigen über den relativ warmen Gewässern des Nordpazifik und des Nordatlantik, was mit entsprechenden warmen Meeresströmungen in diesen Gebieten zusammenhängt.

In den Subtropen sind in Abbildung 5.15 die großräumigen Absinkgebiete zwischen den Hadley-Zellen und den Ferrel-Zellen zu erkennen, während in den Tropen Aufsteigen vorherrscht. Interessante regionale Effekte sind z.B. das verstärkte Aufsteigen vor (westlich) - und Absinken hinter (östlich) den Rocky-Mountains, aber auch die starke Absinktendenz über dem grönländischen Eisschild, oder die Aufspaltung des tropischen pazifischen Aufstiegsbereiches in zwei Teile. Das eine, nördliche Band erstreckt sich dabei kontinuierlich über den ganzen Ozean, während das andere, südliche Band ebenfalls im westlichen Pazifik ansetzt, sich dann aber auf halbem Wege über dem zentralen Pazifik

deutlich abschwächt. Zwischen den beiden Bändern gibt es, mehr nach Osten hin, eher eine Tendenz zum Absinken, ebenso, und zudem sehr deutlich ausgeprägt, nach Süden zu.

Die Ursache für dieses Verhalten liegt in der interaktiven Kopplung von Atmosphäre und Ozean. Entscheidend ist dabei, daß im Ostpazifik, und dort insbesondere vor Südamerika, kalte küstennahe Meeresströmungen existieren, die mit einem Aufquellen ozeanischen Tiefenwassers einhergehen. Dies führt insgesamt zu verbreitet relativ kühlem Oberflächenwasser im östlichen Pazifik gegenüber den deutlich wärmeren westpazifischen Gewässern, was gerade den Antrieb für die Walker-Zirkulation darstellt. Es zeigt sich damit an dieser Stelle noch einmal die Bedeutung der expliziten Atmosphäre-Ozean-Kopplung für die Modellierung des Klimasystems, da nur so bestimmte regionale Variabilitätsmuster in ihrer vollen Dynamik aufgelöst werden können.

### 5.2.2 Chemische Spezies

Ein wichtiger Punkt, auf den bisher noch nicht näher eingegangen wurde, bezieht sich auf die räumliche Verteilung der verschiedenen chemischen Spezies innerhalb der vereinfachten Stratosphärenchemie in ECHO-GiSP. Diese haben zwar im Rahmen der Referenzsimulation keinen Einfluß auf die dynamischen Variablen, da die Chemie hier lediglich als separates Modul ohne Rückwirkungen auf den dynamischen Kern des Modelles behandelt wird. Realistische Verteilungen und Konzentrationen dieser Spezies sind jedoch neben der langzeitlichen Stabilität der Chemie, die bereits in Abschnitt 5.1 für beide Simulationen gezeigt wurde, die Voraussetzung für die interaktive Chemie-Dynamik-Kopplung innerhalb des gekoppelten Laufes.

Da es sich bei der für die ECHO-GiSP-Simulationen im Rahmen der vorliegenden Arbeit verwendeten Chemie aus konzeptionellen, aber auch technischen Gründen lediglich um eine vereinfachte stratosphärische Chemie mit z.T. festgehaltenen troposphärischen Randbedingungen handelt, ist eine Validierung zumindest der für diese Chemie wichtigsten variablen Spezies notwendig. Dies bezieht sich wieder auf die auch bereits hinsichtlich ihrer Stabilität untersuchten chemischen Konstituenten  $O_3$  (Ozon),  $NO$ ,  $NO_2$ ,  $ClO$  und  $BrO$ , wobei für die ersten 3 ein Abgleich mit Satellitendaten, hier auf der Basis von HALOE (*Halogen Occultation Experiment*, *Russel III et al.* [1993]), möglich ist, während es hinsichtlich  $ClO$  und  $BrO$  nur wenig verlässliche, auf globaler Skala 3D-aufgelöste Beobachtungsdaten hinreichender zeitlicher Ausdehnung gibt. Aus diesem Grund können diese beiden Spezies hier nur sehr kurz und allgemein diskutiert werden.

Prinzipiell ist noch darauf hinzuweisen, daß sich hier wie auch bei den Auswertungen für die dynamischen Variablen im vorigen Abschnitt sowohl die Modell-, als auch die Beobachtungsdaten jeweils auf den Nordwinter beziehen. Bei den Modelldaten ist dies wieder gleichbedeutend mit einem Mittel über die Monate Dezember, Januar und Februar, während die Satellitendaten aus technischen Gründen immer nur zeitliche Abschnitte von maximal einem Monat überdecken. Deshalb wurde hier aus den aktuellsten verfügbaren HALOE-Daten (für 2005) jeweils das längstmögliche, und damit am besten aufgelöste Intervall herausgesucht. Da die Satellitendaten grundsätzlich noch einmal bezüglich Messungen bei Sonnenaufgang (*Sunrise*, SR) und Sonnenuntergang (*Sunset*, SS) unterteilt sind, handelt es sich bei diesem Vergleichsintervall für SR um den Meßzeitraum 17.1. – 25.2., für SS um die Periode 1.1. – 7.2.. Wegen dieser Datenlage muß der folgende Vergleich von Modell und Messungen eher qualitativ gesehen werden.

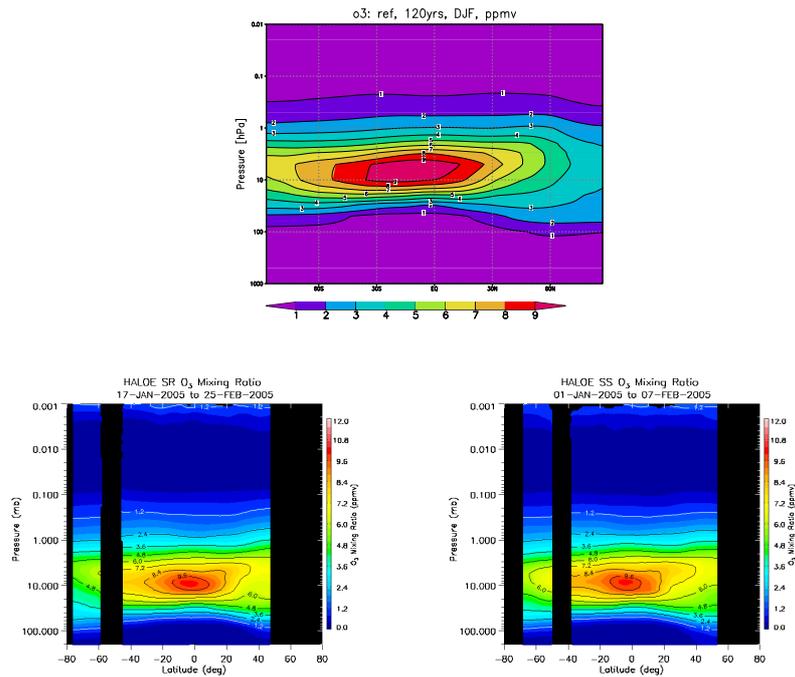


Abbildung 5.16: Zonalmittel des Ozonmischungsverhältnisses (a) in der Referenzsimulation, sowie HALOE-Satellitendaten für Sonnenaufgang (b) und Sonnenuntergang (c) in [ppmv]. Simulationsjahre 31 – 150, DJF, bzw. 17.1. – 25.2.2005 und 1.1. – 7.2.2005. Zu HALOE siehe auch *Russel III et al.* [1993].

Konkret werden für  $O_3$ ,  $NO$  und  $NO_2$  jeweils die Modellklimatologie und die beiden HALOE-Auswertungen (SR und SS) gegenübergestellt, wobei allerdings die HALOE-Auswertung vertikal zwar bis 0.001 hPa für Ozon, aber nur bis 0.1 hPa für  $NO$  und  $NO_2$  reicht, während die Modellierung allgemein bei einer Obergrenze von 0.01 hPa endet. Die ausgesparten schwarzen Bereiche in den Abbildungen für die Satellitendaten markieren fehlende Daten entweder aufgrund unvollständiger globaler Abdeckung durch den für die Messungen verwendeten Satelliten, oder auch aufgrund ausgefallener Messungen, z.B. wegen technischer Probleme oder infolge der Polarnacht.

Zu der hinsichtlich der Chemie im Fokus der vorliegenden Arbeit stehenden Ozonverteilung ist bei den Satellitenmessungen (Abbildungen 5.16 b und 5.16 c) zunächst zu bemerken, daß die mittleren Ozonwerte im Tagesverlauf erstaunlich wenig schwanken, obwohl sie prinzipiell nicht unwesentlich von Photolysereaktionen, und damit vom Sonnenstand abhängen. Das Maximum liegt jeweils bei etwa 10 hPa auf ungefähr  $5^\circ S$ , mit morgendlichen (SR) und abendlichen (SS) Werten von etwa 10 ppmv. Allerdings ist dieses Maximum am Morgen eher verbreitert, wie sich an der 9.6 ppmv-Isolinie in den Abbildungen 5.16 b und 5.16 c ablesen läßt. Dieser Effekt hat vor allem damit zu tun, daß nachts neben den direkten photolytischen Quellen und Senken des Ozons auch der katalytische Ozonabbau stark abnimmt, da die hierfür notwendigen Katalysatoren selbst wiederum überwiegend photolytisch erzeugt werden. Gleichzeitig gibt es aber einige ozonerzeugende Gasphasenzyklen, die hierdurch nicht beeinflußt werden, und somit die Ozonkonzentrationen bis zum Morgen erhöhen können.

Tagsüber setzt die Katalyse wieder ein, und sorgt so wieder für eine Verringerung der Ozonwerte, wobei der relativ geringe Tagesgang in den Tropen mit dem dynamischen Abtransport der ozonhaltigen Luft in höhere Breiten im Zusammenhang steht. Demgegenüber zeigt sich in den Abbildungen 5.16 b und 5.16 c zum Beispiel in den mittleren Breiten (um  $40^\circ N$ ) der Nordhemisphäre ein Tagesgang von ungefähr 10 – 20 % der dortigen Ozonwerte. Auf der sommerlichen Südhemisphäre erscheinen die SR-Konzentrationen hingegen niedriger, als die SS-Konzentrationen (z.B. SR  $\approx$  6 ppmv, SS  $\approx$  6.5 ppmv auf  $60^\circ S$ ), was aber mehr mit dem absoluten zeitlichen Versatz der beiden Messintervalle von etwa 2–3 Wochen verbunden ist, der insbesondere den Vergleich der Daten für die hohen Breiten erschwert.

Insgesamt ist der stratosphärische Gradient der Ozonwerte auf der Winterhemisphäre (Nordhalbkugel) deutlich schwächer ausgeprägt, als auf der Sommerhemisphäre (Südhalbkugel). Dies ist ähnlich auch bei den Ergebnissen des ECHO-GISP-Referenzlaufes in Abbildung 5.16 a zu erkennen. Das Maximum der Ozonmischungsverhältnisse liegt hier allerdings etwas südlicher (bei  $10^\circ S$ ) und höher (ca. 8 hPa statt 10 hPa), wobei die zonalen Mittelwerte nur bis etwa 9.5 ppmv reichen. Trotzdem kann die modellierte Ozonverteilung des Referenzlaufes als sehr befriedigend bezeichnet werden, wenn man noch bedenkt, daß diese sich im Modell weitgehend frei einstellen kann. Zudem unterliegt das Modellozon auch einem realistischen Tagesgang und Jahresgang (hier nicht gezeigt), spiegelt also die wesentlichen zugrunde liegenden chemisch-dynamischen Prozesse bereits im Referenzlauf, ohne Chemie-Dynamik-Rückkopplung, sinnvoll wieder.

Für *NO* zeigen die Messungen (Abbildungen 5.17 b und 5.17 c) einen vertikalen Anstieg der Mischungsverhältnisse von vergleichsweise sehr geringen Werten in der Troposphäre bis auf ca. 12.5 ppbv am Morgen (SR) und 14.5 ppbv am Abend (SS) in den Tropen, bzw. bis auf mindestens 9 bis 11 ppbv in den Extratropen. Dieses mittlere Maximum liegt dabei auf einer Höhe von etwa 1 bis 2 hPa, d.h. in der Nähe der Stratopause, oberhalb derer es überwiegend einen deutlichen Rückgang der Werte gibt. Allerdings ist hier ein signifikanter meridionaler Unterschied zu erkennen, mit Mischungsverhältnissen von maximal etwa 1 ppbv unterhalb 0.1 hPa in den südsommerlichen polaren Breiten, 1.5 ppbv (SR) und 3 ppbv (SS) auf gleicher Höhe in den Subtropen und vor allem Tropen, aber bis zu 6 ppbv (SR) und 12 ppbv ab etwa  $40^\circ N$ .

Die Ergebnisse der Modellierung (Abbildung 5.17 a) sind deutlich weniger strukturiert, zeigen aber mit einem allgemeinen Anstieg der Werte nach oben hin und einem mittleren Maximum des Mischungsverhältnisses von 11 ppbv, das etwa dem meridional und über SR und SS gemittelten Beobachtungswert entspricht, wesentliche grundlegende Übereinstimmungen mit den Beobachtungen. Auch der vertikale Gradient in der Stratosphäre ist im Vergleich zu den Messdaten in den Abbildungen 5.17 b und 5.17 c recht gut getroffen, einschließlich der Anhebung der NO-Isolinien in den Tropen. Allerdings wird das vertikale Maximum allgemein erst oberhalb von 1 hPa erreicht und weist praktisch keine meridionalen Abstufungen auf.

Auch die vertikale Abnahme der Mischungsverhältnisse mit zunehmender Höhe in der Mesosphäre fehlt im Modell (Abbildung 5.17 a). Es ist daher festzuhalten, daß die Übereinstimmung zwischen Modell und Messungen speziell für die Mesosphäre ziemlich schlecht ist. Auf der Winterhemisphäre (NH) haben die Werte mit 11 ppbv immerhin noch die richtige Größenordnung, ansonsten sind sie deutlich zu hoch. In der Stratosphäre hingegen, auf der ja bezüglich der Chemie-Dynamik-Rückkopplung des Ozons in

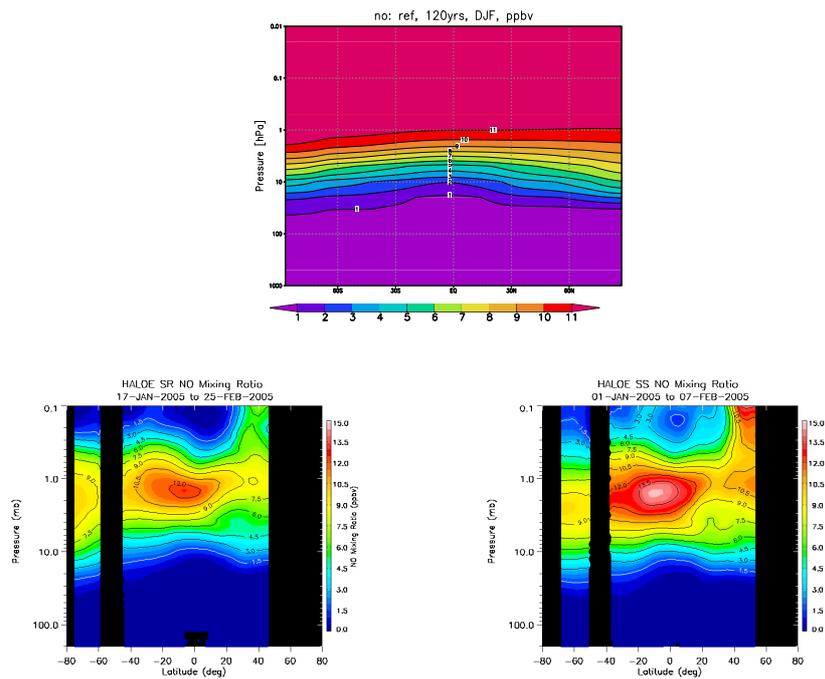


Abbildung 5.17: Zonalmittel des  $NO$ -Mischungsverhältnisses (a) in der Referenzsimulation, sowie HALOE-Satellitendaten für Sonnenaufgang (b) und Sonnenuntergang (c) in [ppbv]. Simulationsjahre 31 – 150, DJF, bzw. 17.1. – 25.2.2005 und 1.1. – 7.2.2005. Zu HALOE siehe auch *Russel III et al.* [1993].

der vorliegenden Arbeit der Schwerpunkt liegt, sind sowohl die Verteilung, als auch die konkreten Werte der  $NO$ -Mischungsverhältnisse hinreichend gut getroffen, um damit sinnvoll arbeiten zu können.

Allgemein günstiger als für  $NO$  fällt der Vergleich der  $NO_2$ -Mischungsverhältnisse mit den entsprechenden HALOE-Daten aus. Letztere lassen dabei abends (SS) im Bereich zwischen etwa 10 und 8 hPa zwei Maxima von etwa 7.5 bis 9 ppbv erkennen, die allerdings nicht klar getrennt sind (Abbildung 5.18 c). Das südhemisphärische (sommerliche) Maximum bei etwa  $50 - 60^\circ S$  ist stärker ausgeprägt und gleichzeitig weiter in Richtung Pol verschoben, als das Maximum der Nordhemisphäre bei ca.  $15 - 20^\circ N$ . Vor allem vertikal, sowohl nach unten, als auch nach oben hin, nehmen die Werte deutlich ab, so daß sie in der Mesosphäre und ab der unteren Stratosphäre verbreitet unter 1.5 oder sogar unter 1 ppbv liegen. Einzig in den untersten tropischen Schichten der Troposphäre ist noch einmal ein erhöhter Mittelwert von bis zu 4.5 ppbv zu beobachten.

Morgens (SR) ist die Struktur der Verteilung im Prinzip ähnlich (Abbildung 5.18 b), allerdings sind die zwei stratosphärischen Maxima kaum noch getrennt. Lediglich das südhemisphärische Extremum ist klar zu erkennen. Zudem sind die zugehörigen Werte der Mischungsverhältnisse mit 3.5 ppbv auf der Nordhalbkugel und 4.5 – 6 ppbv im Maximum der Südhalbkugel merklich geringer, was auch für die troposphärischen Mischungsverhältnisse mit maximal etwa 3 ppbv für SR gilt. Im Tagesmittel, abhängig davon, wie schnell die  $NO_2$ -Werte tagsüber ansteigen, bzw. wie schnell sie nachts wieder abfallen, sollte damit in der Stratosphäre das südhemisphärische (sommerliche) Maxi-

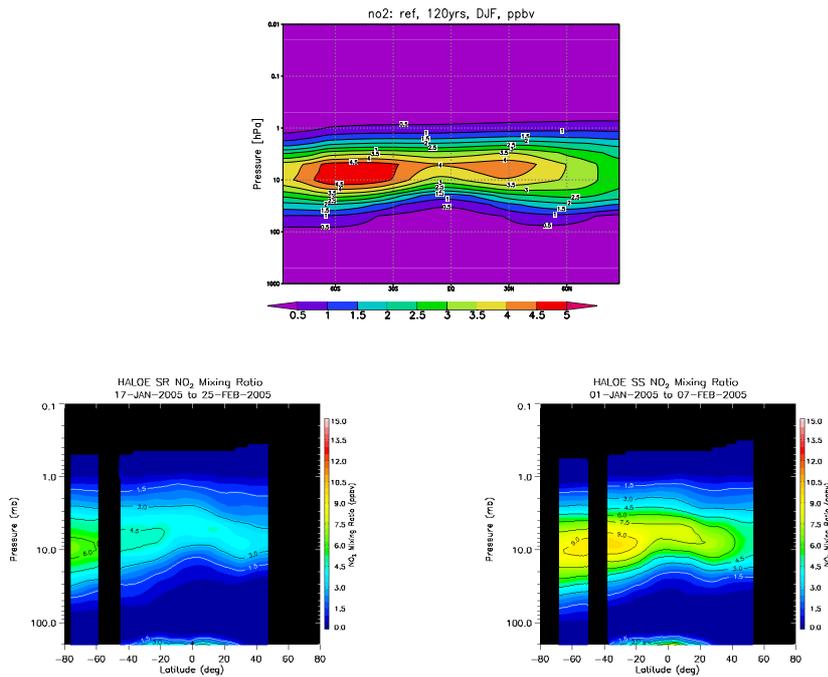


Abbildung 5.18: Zonalmittel des  $NO_2$ -Mischungsverhältnisses (a) in der Referenzsimulation, sowie HALOE-Satellitendaten für Sonnenaufgang (b) und Sonnenuntergang (c) in [ppbv]. Simulationsjahre 31 – 150, DJF, bzw. 17.1. – 25.2.2005 und 1.1. – 7.2.2005. Zu HALOE siehe auch *Russel III et al.* [1993].

zum 6.5 – 7 ppbv, das nordhemisphärische (winterliche) Maximum in etwa 5.5 ppbv aufweisen.

Die Ergebnisse der Referenzsimulation (Abbildung 5.18 a) zeigen allerdings, daß diese Absolutwerte im Modell nicht erreicht werden, obwohl ECHO-GiSP darüberhinaus die beiden auch durch HALOE detektierten Maxima in der passenden vertikalen und meridionalen Lage modelliert. Das Modell gibt interessanterweise das nördliche Maximum mit ca. 4.5 – 5 ppbv stärker an, als das südliche Maximum mit etwa 4 – 4.5 ppbv. Damit wird insbesondere dieses Maximum deutlich unterschätzt, während der Unterschied zwischen den Beobachtungen und der Modellierung auf der Nordhalbkugel vergleichsweise gering ist.

Möglicherweise entstehen daher die beiden stratosphärischen  $NO_2$ -Maxima in Verbindung von chemischen Vorgängen und dynamisch bedingtem Spurenstofftransport nicht auf dieselbe Weise, wobei der nordhemisphärische Mechanismus im Modell besser getroffen wird. Noch nachzutragen ist, daß hinsichtlich der vertikalen Abnahme der Werte in Richtung Mesosphäre, bzw. Troposphäre eine gute Übereinstimmung zwischen den Messdaten und den Modellergebnissen besteht (Abbildung 5.18). Insgesamt ist damit vor allem bezüglich der räumlichen Struktur der Verteilung, wenn auch bei relativ niedrigen Maximalwerten, das  $NO_2$  in der Referenzsimulation in der gesamten mittleren Atmosphäre gut repräsentiert.

Die Verteilungen und Mischungsverhältnisse für  $ClO$  (Abbildung 5.19 a) und  $BrO$  (Abbildung 5.19 b) werden für die gesamte mittlere Atmosphäre, d.h. in der Stratosphäre

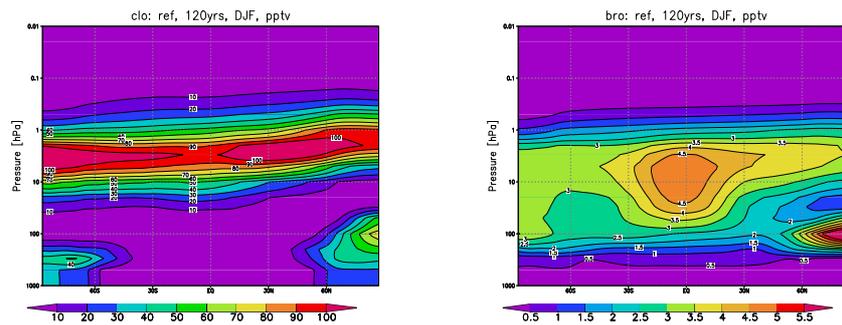


Abbildung 5.19: Zonalmittel des *ClO*-Mischungsverhältnisses (a) und des *BrO*-Mischungsverhältnisses (b) in [pptv] in der Referenzsimulation. Simulationsjahre 31 – 150, DJF.

und Mesosphäre, in ihrer räumlichen Struktur vom Modell gut wiedergegeben. Insbesondere bei *ClO* sind aber die auftretenden Maximalwerte von etwa 100 pptv gegenüber hierzu bekannten Messergebnissen mit bis zu 500 pptv deutlich zu niedrig. Bei *BrO* liegt der Maximalwert von nahe 5 pptv im Vergleich mit geschätzten 4 bis 10 pptv hingegen gut, wenn auch im unteren Bereich. Auch hier ist aber der Wert vermutlich zu gering, wobei die Ursache dieser insgesamt zu niedrigen *ClO*- und auch *BrO*-Mischungsverhältnisse im Modell jedoch klar benannt werden kann.

Ausschlaggebend ist hier, daß wichtige Quellen beider Spezies fehlen. Dies betrifft insbesondere CFC's und Halone, die für die vereinfachte stratosphärische Chemie nicht berücksichtigt wurden. Allerdings gilt dies auch für einige Quellen oder Senken anderer Spezies, wobei die Konfiguration der Chemie ganz bewußt so gewählt wurde, daß sich vor allem für Ozon (aber auch  $NO_x$ ) trotz der Vereinfachungen realistische Mischungsverhältnisse ergeben, und gleichzeitig alle wichtigen chemischen Zyklen ebenfalls enthalten sind. Insofern stellen die geringen Absolutwerte vor allem für *ClO* im Hinblick auf die vorliegende Arbeit kein Problem dar, während gleichzeitig die für *ClO* und *BrO* sinnvoll modellierten räumlichen Verteilungen sehr positiv zu werten sind.

### 5.3 Das Modellklima des interaktiven Laufes

In diesem Abschnitt steht, wiederum unterteilt in die Betrachtung dynamischer Variablen (Abschnitt 5.3.1) und chemischer Spezies (Abschnitt 5.3.2), die Diskussion der Unterschiede des interaktiven Laufes gegenüber dem in Abschnitt 5.2 umrissenen Referenzlauf im Vordergrund. Diese ergeben sich aus der Berücksichtigung der vollen stratosphärischen Chemie-Dynamik-Rückkopplung, aber auch aus der zu diesem Zwecke notwendigen Festlegung der troposphärischen Randbedingungen für die chemischen Spezies, die insbesondere von der im Referenzlauf verwendeten Standardklimatologie für Ozon abweicht. In der wissenschaftlichen Literatur ist hierzu die Ansicht zu finden, v.a. die Ozonkonzentrationen der unteren Troposphäre seien für die dortigen Erwärmungsraten, und damit in der Folge auch für die Untersuchung der dynamischen Kopplung zwischen Troposphäre und Stratosphäre vernachlässigbar [Steil, 1999, S. 114]. Es gibt aber auch die gegenteilige Meinung [z.B. Crutzen *et al.*, 1999], die auch durch die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit gestützt wird. Der Einfluß der troposphärischen Randbedingungen des Ozons wird daher in einem eigenen Abschnitt (5.6) noch ausführlich besprochen.

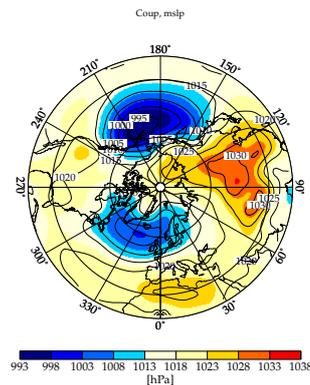


Abbildung 5.20: Mittlerer Bodenluftdruck (mslp) in der gekoppelten Simulation in [hPa]. Simulationsjahre 31 – 150, DJF.

### 5.3.1 Dynamische Variablen

Wie bereits für die Ergebnisse der Referenzsimulation (Abschnitt 5.2) wurden auch entsprechende Klimatologien der Simulation mit interaktiver Stratosphärenchemie erstellt, wiederum als 120-Jahre-Mittel der Modelljahre 31 bis 150. Interessant sind hierbei vor allem die Unterschiede zum Referenzlauf, weshalb im vorliegenden Abschnitt neben den wichtigsten Mittelwerten für die gekoppelte Simulation jeweils auch Abbildungen für die zugehörige Differenz gegenüber der Referenzsimulation beigefügt sind. Zu beachten ist dabei, daß alle gezeigten Langzeitmittel über den Zwischenschritt der Berechnung zunächst monatlicher Mittelwerte bestimmt wurden, was eine Abschätzung der zugehörigen Standardabweichungen auf saisonalen und längeren Zeitskalen erlaubt. Auf dieser Basis wurden Student's t-Tests zur Abschätzung der Signifikanz der Differenzen der Mittelwerte zwischen den beiden Simulationen durchgeführt (s. Abschnitt 4.2). Die Ergebnisse dieser Tests sind als 95% -Signifikanzniveaus in den Abbildungen angegeben, kenntlich durch weiße Konturlinien.

Abbildung 5.20 zeigt wiederum zunächst den mittleren Luftdruck auf Meeresspiegelniveau (mslp) auf der Nordhemisphäre, gefolgt von einer Darstellung der Zeitreihe der Anomalien des mslp gegenüber dem jeweiligen Monatsmittel nördlich von  $20^{\circ}N$  in Abbildung 5.21 a, und der zugehörigen Wavelet-Analyse (s. Abschnitt 4.4) des Frequenzspektrums dieser Zeitreihe (Abbildung 5.21 b). Sowohl die Zeitreihe, als auch das Spektrum ähneln grundsätzlich den entsprechenden Ergebnissen des Referenzlaufes (Abbildung 5.8 auf Seite 65), was allgemein eine ähnliche interne Variabilität der beiden Läufe nahelegt. Im Einzelnen scheint es jedoch auf interannualen Zeitskalen (2 bis 3 Jahre) eine leichte Tendenz hin zu verstärkter Variabilität im gekoppelten Lauf zu geben (Abbildung 5.21 b).

Hinsichtlich der mslp-Felder steht die Verteilung der Druckzentren in Abbildung 5.20 insgesamt in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen des Referenzlaufes (Abbildung 5.7 auf Seite 64), die in Abbildung 5.22 a aufgetragene Differenz zwischen dem gekoppelten und dem Referenzlauf unterstreicht aber eine Tendenz zu einem verstärkten Aleutentief im gekoppelten Lauf, was eine Verstärkung des zonalen Grundstromes im pazifischen Raum impliziert. Gleichzeitig schwächen sich das Islandtief und das Azorenhoch ab, wie aus der relativen Lage des Differenzsignals zu den Druckzentren in Ab-

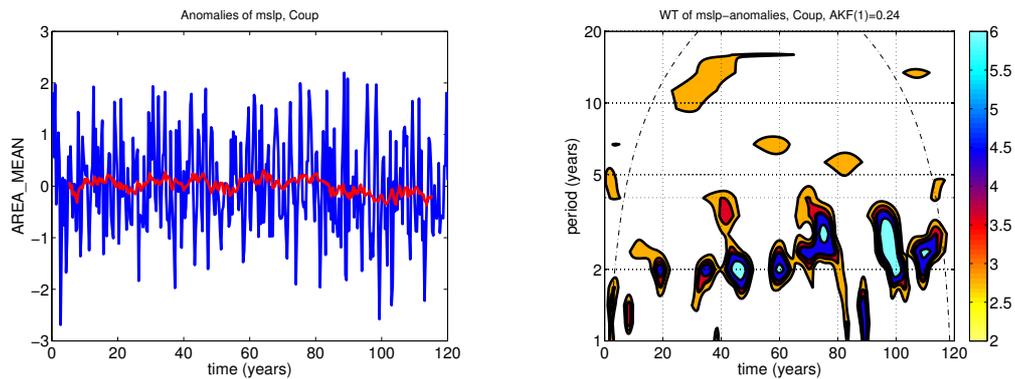


Abbildung 5.21: Anomalien der Flächenmittel des mslp in der gekoppelten Simulation (a) in  $[hPa]$  und zugehöriges Wavelet-Spektrum (b)  $[dimensionslos]$ . Simulationsjahre 31 – 150, DJF. Die Flächenmittel beziehen sich auf die Nordhemisphäre nördlich  $20^{\circ}N$ , die dargestellten Anomalien sind die Abweichungen zum Gesamtmittel der ausgewerteten 120 Jahre. Die rot unterlegte Kurve ist das zugehörige gleitende Mittel. Zur Berechnung des Wavelet-Spektrums siehe Abschnitt 4.4. Als Wavelet-Funktion wurde eine Morlet-Funktion verwendet. Die strichgepunktete Linie trennt Regionen ab, in denen Randeffekte wichtig werden. Die dicken schwarzen Konturen markieren Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber einem entsprechenden roten Rausch-Prozess (gleiche Autokorrelation, AKF) mit mehr als 95% signifikant sind.

Abbildung 5.20 zu entnehmen ist. Dies bedeutet eine Abschwächung der Nordatlantischen Oszillation (NAO, *Hurrell [1995]*). Insgesamt zeigen die Differenzen in Abbildung 5.22 a ein für die Arktische Oszillation (AO) typisches Muster mit negativen nordpazifischen, positiven polaren und negativen nordatlantischen Abweichungen, was sich so auch nahezu barotrop in der gesamten Troposphäre durchprägt.

Diese barotrope Struktur ist ebenfalls kennzeichnend für die AO, und wird z.B. auch in Abbildung 5.22 b deutlich, wo die Geopotentialdifferenz zwischen den beiden Simulationen für die 200 hPa-Druckfläche aufgetragen ist. In der Stratosphäre geht das Differenzsignal über ein Zwischenstadium (Abbildung 5.22 c, 10 hPa), das eine “Auffüllung” des Polarwirbels in der gekoppelten Simulation gegenüber der Referenzsimulation andeutet, in eine Dipolstruktur über (Abbildung 5.22 d, 1 hPa). Diese weist auf eine Veränderung der planetaren Wellenzahl 1 im Modell hin, d.h. auf eine Verschiebung des Polarwirbels zwischen den Läufen. Damit ändert sich folglich u.a. auch die für den Referenzlauf detektierte Schrägstellung der Polarwirbelachse, sowie seine Verschiebung gegen den Pol (s.u.).

Allgemein ist hier zu konstatieren, daß die gekoppelte Simulation offenbar die negative Phase der AO bevorzugt. Dies ist mit einem wärmeren und gestörteren stratosphärischen Polarwirbel im gekoppelten Lauf gegenüber dem Referenzlauf verknüpft, der allgemein eher einen kalten und stark ausgeprägten Polarwirbel zeigt. In der Troposphäre ergibt sich, wie noch gezeigt wird, für die gekoppelte Simulation insgesamt ebenfalls eine Abschwächung des westlichen zonalen Grundstromes, wobei aber die Antikorrelation zwischen der atlantischen und der pazifischen Zirkulation im Rahmen der AO zu beachten ist. Auch diese Asymmetrie ist ein wesentliches Charakteristikum des gekoppelten Klimasystems.

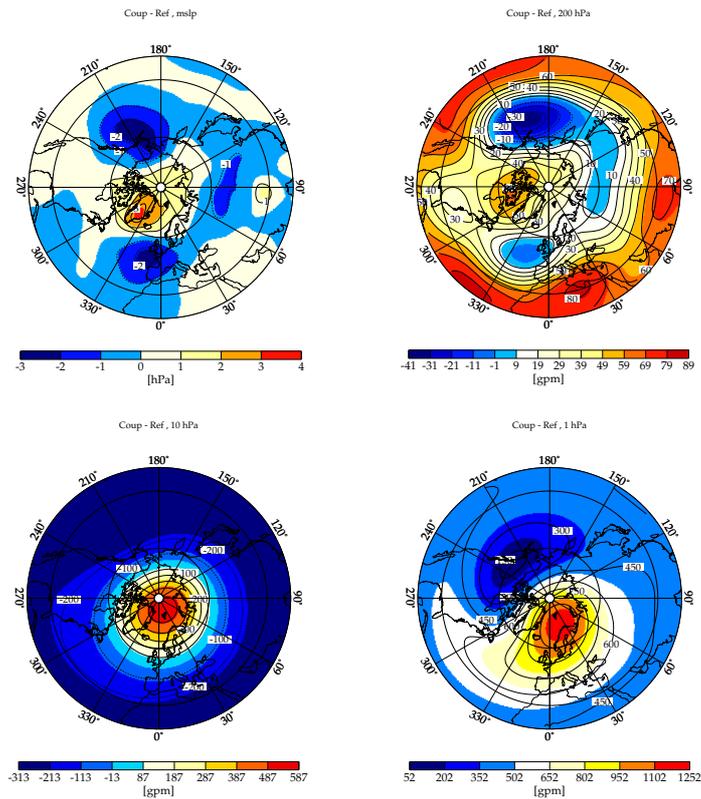


Abbildung 5.22: Differenz des mittleren Bodenluftdruckes (mslp, a) in  $[hPa]$  und der mittleren geopotentiellen Höhe  $\Phi$  auf 200 hPa (b), 10 hPa (c) und 1 hPa (d) in  $[gpm]$  zwischen der gekoppelten Simulation und der Referenzsimulation. Simulationsjahre 31 – 150, DJF.

Der in Abbildung 5.23 a gezeigte zonal gemittelte Zonalwind für die gekoppelte Simulation erscheint zunächst dem entsprechenden Ergebnis aus dem Referenzlauf (s. Seite 66) sehr ähnlich. Die in Abbildung 5.23 b aufgetragenen Differenzen zwischen beiden Läufen illustrieren jedoch klare systematische Änderungen sowohl in der Stratosphäre und Mesosphäre, als auch in der Troposphäre. Es gibt ein signifikant schwächeres stratosphärisches Windmaximum im gekoppelten Lauf (bis zu 10 – 12 m/s), während das mittelatmosphärische Ostwindmaximum der Sommerhemisphäre für beide Läufe ähnlich ist, mit Extremwerten um 60 m/s. In der Troposphäre hat der winterliche Subtropen-Jet einen um bis zu 5 m/s höheren Maximalwert für die gekoppelte Simulation, was eine ebenfalls signifikante Verstärkung von ungefähr 10 bis 15% im Vergleich zur Referenzsimulation bedeutet. Gleiches gilt auch für den Subtropen-Jet der südlichen (sommerlichen) Hemisphäre.

Die Abschwächung des polaren stratosphärischen Windmaximums beläuft sich demgegenüber sogar auf bis zu 30% des Wertes gegenüber der Referenzsimulation. Weiterhin läßt sich für den östlichen strato-mesosphärischen Jet der Sommerhemisphäre eine leichte “Verformung” der Windverteilung feststellen. Dadurch erscheint das mittlere Maximum der Windgeschwindigkeit in der gekoppelten Simulation gegenüber dem Referenzlauf horizontal gestreckt. Dieser Effekt ist signifikant und deutet eine zusätzliche Stabilisierung der vertikalen Schichtung in der mittleren Atmosphäre des gekoppelten Laufes an, die mit den aufgrund des direkten Strahlungseffektes der rückgekoppelten vereinfach-

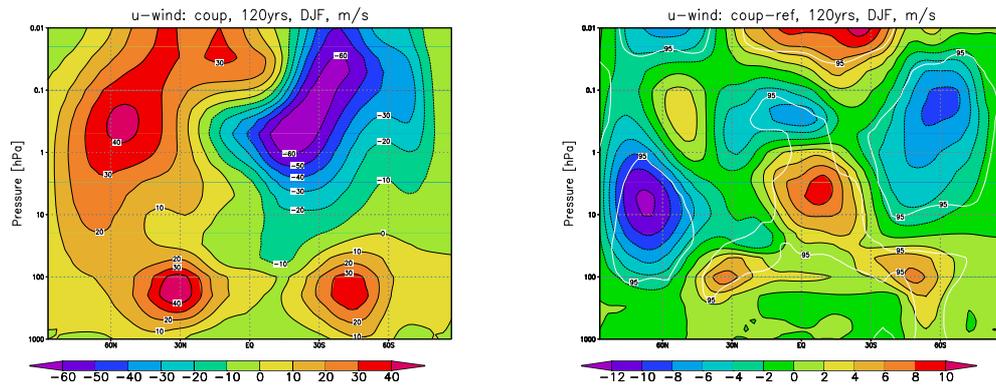


Abbildung 5.23: Zonalmittel der Zonalwindkomponente  $u$  in der gekoppelten Simulation (a) und Differenz zur Referenzsimulation (b) in  $[m/s]$ . Simulationsjahre 31 – 150, DJF. Weiße Linien in der Abbildung der Differenzen zwischen den beiden Simulationen kennzeichnen Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber der saisonalen bis dekadischen Variabilität der Modelldaten mit mehr als 95% signifikant sind. Zur Abschätzung der Signifikanzen siehe Abschnitt 4.2.

ten Ozonchemie verbundenen Temperaturänderungen in diesem Lauf zusammenhängt. Im Bereich um etwa  $50 - 60^\circ N$  ist übrigens in der polaren Troposphäre, wenn auch nicht signifikant, die oben angesprochene mittlere Abschwächung des westlichen zonalen Grundstromes zu erkennen.

Für die Zonalmittel der Meridional- und der Vertikalkomponenten des Windes (Abbildungen 5.24 und 5.25) ist im Vergleich zum Referenzlauf festzustellen, daß einerseits in der gekoppelten Simulation der Luftmassentransport in Richtung Winterpol, und damit die BDC abgeschwächt ist. Andererseits deutet sich tendenziell eine Verstärkung der troposphärischen Meridionalzirkulation an. Beide Signale sind in den entsprechenden Abbildungen (5.24 b und 5.25 b) allerdings auf der gegebenen Datenbasis überwiegend nicht signifikant. Gerade eine Anfachung der troposphärischen Zirkulationszellen steht aber mit der festgestellten Verstärkung der damit zusammenhängenden Subtropen-Jets im Einklang, selbst wenn diese noch andere Ursachen haben sollte. Auch eine Abschwächung der BDC im gekoppelten Lauf paßt im Prinzip zu einem abgeschwächten und gestörten Polarwirbel, einhergehend mit einer Verringerung des “Extratropical Pumping” [Salby und Callaghan, 2006].

Ein anderer, für das Verständnis der weiteren Erörterungen wesentlicher Punkt besteht in der Diskussion der Temperaturänderungen zwischen den beiden Simulationen (Abbildung 5.26 b). Dabei zeigt sich zweierlei. Zum Einen existiert ein sehr deutliches globales Signal im Vergleich beider Läufe, das mit Differenzen von bis zu  $-12K / +15K$  in der mittleren Atmosphäre überwiegend dem aufgrund der interaktiven Strahlungsrückkopplung im gekoppelten Lauf veränderten Strahlungsantrieb des Modelles folgt (siehe dazu auch Abbildung 5.34 b auf Seite 91). Dies ist somit der direkte, alle weiteren Mechanismen erst in Gang setzende Effekt der Chemie-Dynamik-Kopplung. Zum Anderen zeigt Abbildung 5.26 b allerdings auch ein nicht direkt durch den Strahlungsantrieb vorgegebenes Charakteristikum, nämlich eine Erwärmung im gekoppelten Lauf mit Schwerpunkt auf der unteren polaren Stratosphäre (10 hPa), d.h. innerhalb des Polarwirbels.

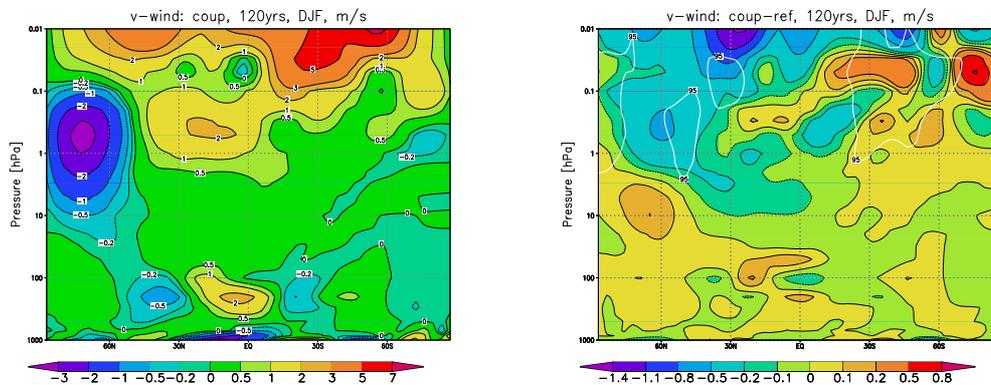


Abbildung 5.24: Zonalmittel der Meridionalwindkomponente  $v$  in der gekoppelten Simulation (a) und Differenz zur Referenzsimulation (b) in  $[m/s]$ . Simulationsjahre 31 – 150, DJF. Weiße Linien in der Abbildung der Differenzen zwischen den beiden Simulationen kennzeichnen Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber der saisonalen bis dekadischen Variabilität der Modelldaten mit mehr als 95% signifikant sind. Zur Abschätzung der Signifikanzen siehe Abschnitt 4.2.

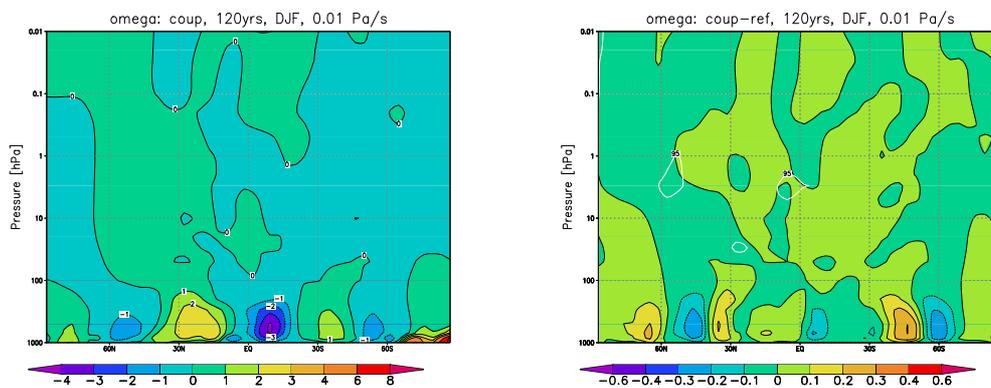


Abbildung 5.25: Zonalmittel der Vertikalwindkomponente  $\omega$  in der gekoppelten Simulation (a) und Differenz zur Referenzsimulation (b) in  $[0.01 Pa/s]$ . Simulationsjahre 31 – 150, DJF. Weiße Linien in der Abbildung der Differenzen zwischen den beiden Simulationen kennzeichnen Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber der saisonalen bis dekadischen Variabilität der Modelldaten mit mehr als 95% signifikant sind. Zur Abschätzung der Signifikanzen siehe Abschnitt 4.2.

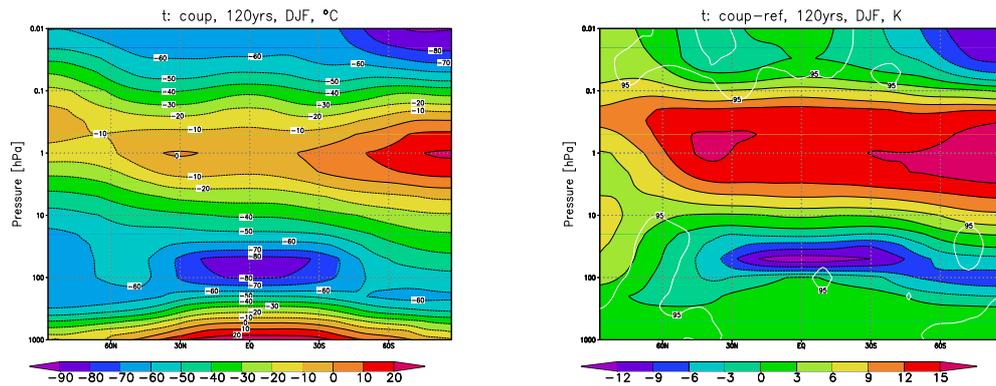


Abbildung 5.26: Zonalmittel der Temperatur  $T$  in der gekoppelten Simulation (a) in  $^{\circ}\text{C}$  und Differenz zur Referenzsimulation (b) in  $\text{K}$ . Simulationsjahre 31 – 150, DJF. Weiße Linien in der Abbildung der Differenzen zwischen den beiden Simulationen kennzeichnen Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber der saisonalen bis dekadischen Variabilität der Modelldaten mit mehr als 95% signifikant sind. Zur Abschätzung der Signifikanz siehe Abschnitt 4.2.

Diese polare Erwärmung in der winterlichen Stratosphäre geht mit der im Zusammenhang mit Abbildung 5.22 c (Seite 81) erwähnten ‘‘Auffüllung’’ des Polarwirbels im Vergleich der beiden Simulationen einher, bzw. ist vermutlich eine Folge des vermehrten meridionalen und vertikalen Einströmens erwärmter Luftmassen gegenüber der Referenzsimulation. Insgesamt ist damit der in den polaren Breiten auftretende Cold Bias des Modelles gegenüber der Referenzsimulation deutlich abgeschwächt, was *dort* eine Verbesserung der Modellierung durch die interaktive Chemie-Dynamik-Rückkopplung bedeutet. Allerdings sind jetzt gegenüber den Beobachtungen und dem in den Tropen mit diesen übereinstimmenden Referenzlauf Abweichungen der Mitteltemperaturen in der Größenordnung von  $-10\text{ K}$  oberhalb der tropischen Tropopause und  $+10\text{ K}$  in der darüberliegenden oberen tropischen Stratosphäre und unteren tropischen Mesosphäre gegeben (Abbildung 5.26 b). Das Problem des Cold Bias wird also auch durch die interaktive Chemie-Dynamik-Rückkopplung nicht gelöst, sondern lediglich verlagert.

Analog zur Referenzsimulation wurden neben den Zonalmitteln auch für die gekoppelte Simulation die speziell bezüglich der troposphärischen Temperaturverteilung und der troposphärischen Wellen aussagekräftigen Längen-Breiten-Schnitte der geopotentiellen Höhe auf der 500- und der 200 hPa-Druckfläche ausgewertet (Abbildungen 5.27 und 5.28). In beiden Höhen weisen die Differenzen zwischen den Ergebnissen des gekoppelten - und des Referenzlaufes signifikante Unterschiede in den Tropen auf, mit höheren Schichtdicken und damit höheren Temperaturen im gekoppelten Lauf. Die konkreten Abweichungen der geopotentiellen Höhe in der gekoppelten Simulation belaufen sich dabei im Mittel auf etwa 20 bis 25 gpm auf 500 hPa (Abbildung 5.27 b), bzw. 60 bis 70 gpm auf 200 hPa (Abbildung 5.28 b).

Gleichzeitig ist auch eine signifikante Geopotentialabsenkung der südsommerlichen Polargebiete im gekoppelten Lauf zu beobachten, wobei Differenzwerte von maximal ca.  $-15\text{ gpm}$  auf der 500 hPa-Druckfläche und bis  $-20\text{ gpm}$  auf der einige Kilometer höher liegenden 200 hPa-Druckfläche auftreten. Dies deutet eine antarktische Abkühlung vor allem in den untersten, bodennahen troposphärischen Schichten an, die aber aufgrund der Geopotentialdifferenzen geringer sein sollte, als die allgemeine Erwärmung in den

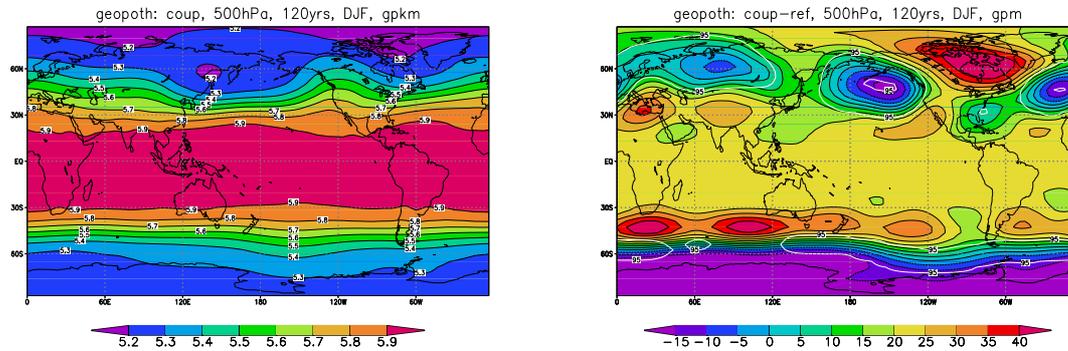


Abbildung 5.27: Mittlere geopotentielle Höhe  $\Phi$  auf 500 hPa in der gekoppelten Simulation (a) in [gpkm] und Differenz zur Referenzsimulation (b) in [gpm]. Simulationsjahre 31 – 150, DJF. Weiße Linien in der Abbildung der Differenzen zwischen den beiden Simulationen kennzeichnen Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber der saisonalen bis dekadischen Variabilität der Modelldaten mit mehr als 95% signifikant sind. Zur Abschätzung der Signifikanzen siehe Abschnitt 4.2.

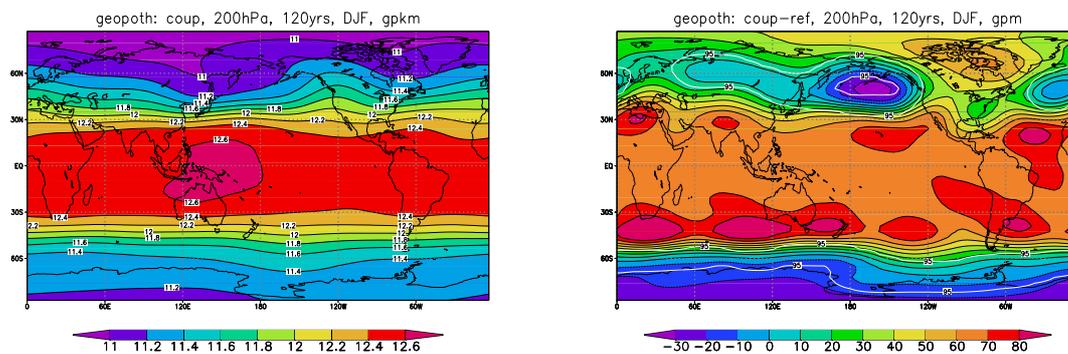


Abbildung 5.28: Mittlere geopotentielle Höhe  $\Phi$  auf 200 hPa in der gekoppelten Simulation (a) in [gpkm] und Differenz zur Referenzsimulation (b) in [gpm]. Simulationsjahre 31 – 150, DJF. Weiße Linien in der Abbildung der Differenzen zwischen den beiden Simulationen kennzeichnen Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber der saisonalen bis dekadischen Variabilität der Modelldaten mit mehr als 95% signifikant sind. Zur Abschätzung der Signifikanzen siehe Abschnitt 4.2.

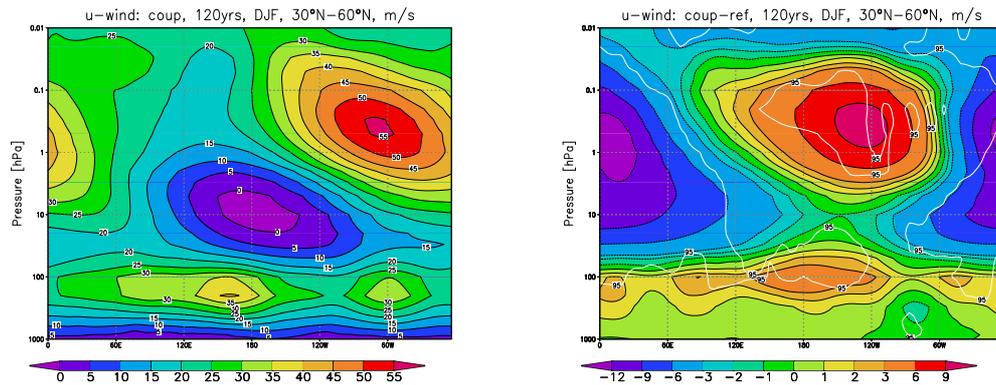


Abbildung 5.29: Meridionalmittel der Zonalwindkomponente  $u$  in der gekoppelten Simulation für  $30^{\circ}N$  bis  $60^{\circ}N$  (a) und Differenz zur Referenzsimulation (b) in  $[m/s]$ . Simulationsjahre 31 – 150, DJF. Weiße Linien in der Abbildung der Differenzen zwischen den beiden Simulationen kennzeichnen Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber der saisonalen bis dekadischen Variabilität der Modelldaten mit mehr als 95% signifikant sind. Zur Abschätzung der Signifikanzen siehe Abschnitt 4.2.

Tropen. Vermutlich handelt es sich dabei mit umgekehrtem Vorzeichen um den am Ende von Abschnitt 2.2.1.2 (S. 23) angesprochenen strahlungsbedingten gegenläufigen Temperatureffekt zwischen der im gekoppelten Lauf gegenüber der Referenzsimulation erwärmten Stratosphäre und der südpolaren Troposphäre. In den niedrigen Breiten beider Hemisphären wird dieser Effekt aber durch eine zusätzliche Erwärmung infolge höherer troposphärischer Ozonwerte überkompensiert.

In den polaren Breiten der Winterhemisphäre sind die troposphärischen Ozonkonzentrationen zwar auch sehr niedrig, allerdings zeigen hier sowohl die Differenzen auf der 500 hPa-Druckfläche (Abbildung 5.27 b), als auch auf der 200 hPa-Fläche (Abbildung 5.28 b) eine ebenfalls signifikante Erhöhung der Schichtdicke um bis zu 40 gpm (500 hPa), bzw. 60 gpm (200 hPa) mit Schwerpunkt über Nordamerika, was eine entsprechende, wohl dynamisch bedingte Erwärmung dieser Gebiete im gekoppelten Lauf im Vergleich zum Referenzlauf impliziert. Im Gegensatz dazu zeigt sich in den mittleren Breiten vor allem über dem Nordatlantik und Nordpazifik eine Geopotentialabsenkung und damit Abkühlung im gekoppelten Lauf. Der Übergangsbereich zwischen dieser Abkühlung in mittleren Breiten und der anfangs angesprochenen tropischen Erwärmung ist durch eine wellenartige Struktur gekennzeichnet, die etwa eine Wellenzahl von 4 zeigt. Das ist zugleich ein Hinweis auf eine Änderung des in diesem Bereich liegenden subtropischen Jets, der ebenfalls charakteristische Wellenzahlen von 4 bis 5 aufweist. Damit verbunden ist auch von einem entsprechenden Einfluß auf die barokline Instabilität der mittleren Breiten auszugehen.

Im Zusammenhang mit den atmosphärischen Wellen ist auch für den gekoppelten Lauf das Meridionalmittel der horizontalen Windkomponenten für die mittleren Breiten ( $30^{\circ}$ – $60^{\circ}N$ ) interessant (Abbildungen 5.29 und 5.30). Dabei zeigt sich vor allem in der gemittelten Meridionalwindkomponente in Abbildung 5.30 a wieder sehr eindrucksvoll die unterschiedliche Wellencharakteristik in der Troposphäre (mittlere Wellenzahl 4) und in der mittleren Atmosphäre (Wellenzahl 1), sowie die dortige Phasenverschiebung mit der Höhe, die nach der entsprechenden Diskussion in Abschnitt 5.2.1 mit der Schrägstellung

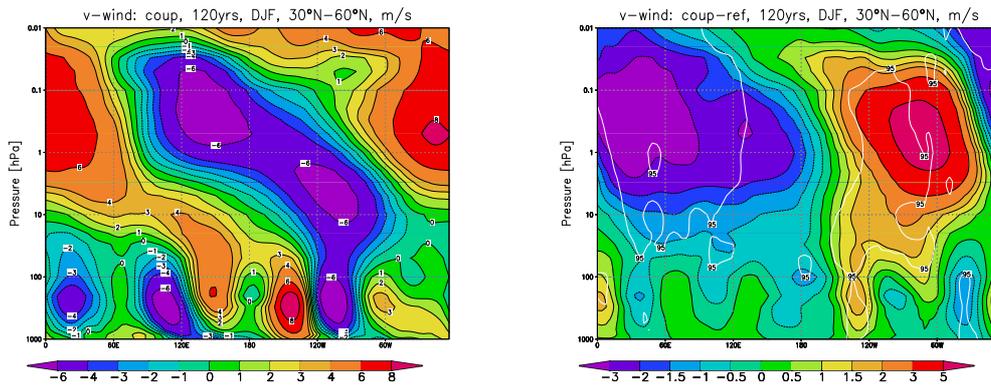


Abbildung 5.30: Meridionalmittel der Meridionalwindkomponente  $v$  in der gekoppelten Simulation für  $30^\circ N$  bis  $60^\circ N$  (a) und Differenz zur Referenzsimulation (b) in  $[m/s]$ . Simulationsjahre 31 – 150, DJF. Weiße Linien in der Abbildung der Differenzen zwischen den beiden Simulationen kennzeichnen Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber der saisonalen bis dekadischen Variabilität der Modelldaten mit mehr als 95% signifikant sind. Zur Abschätzung der Signifikanzen siehe Abschnitt 4.2.

der Polarwirbelachse assoziiert ist. Die zugehörige Differenz zwischen gekoppeltem und Referenzlauf in Abbildung 5.30 b belegt sogar eine signifikante Änderung dieses Musters, wobei die Phasenverschiebung von der unteren Stratosphäre bis in den Stratopausenbereich, wo etwa das Windmaximum des Polarwirbels liegt, zunimmt.

Dies erkennt man, neben der unmittelbar ins Auge fallenden Verstärkung des Subtropenjets in der Troposphäre, auch aus den beiden Abbildungen für den meridional gemittelten Zonalwind (5.29). In der unteren Stratosphäre zeigen diese eine signifikante Abschwächung des auch dort gegebenen Wellenzahl 1-Musters. In der oberen Stratosphäre und Mesosphäre gibt es aber zudem eine Verlagerung des Maximums, welches die Richtung kennzeichnet, in die der Polarwirbel vom Pol aus verschoben ist. Im Referenzlauf war dies etwa  $30^\circ W$  (Grönland), im gekoppelten Lauf ist es ungefähr  $70^\circ W$  (nordöstliches Kanada), während der Wirbel in der unteren Stratosphäre in Richtung Skandinavien ( $20^\circ O$ ) verschoben war und verschoben bleibt. Im Falle des gekoppelten Laufes, der wie bereits diskutiert gegenüber dem Referenzlauf mehr die negative, wärmere und gestörtere Phase der AO bevorzugt, steht somit die Polarwirbelachse schräger, als in der Referenzsimulation, wo der Wirbel im Mittel stärker ausgebildet ist. Eine ähnliche Beobachtung kann man auch bei der Präzession eines Kreisels machen, der sich ebenfalls mit abnehmender Energie immer weiter neigt.

Weiterhin fehlt im Vergleich zur klimatologischen Diskussion des Referenzlaufes noch ein Blick auf die mittleren meridionalen Verhältnisse in den Tropen ( $20^\circ S$  bis  $20^\circ N$ ). Dabei ist zu sagen, daß für den Zonalwind (Abbildung 5.31) vor allem die schon im entsprechenden Zonalmittel (Abbildung 5.23 auf Seite 82) detektierten mittelatmosphärischen Änderungen vom Referenzlauf zum gekoppelten Lauf zu erkennen sind. Speziell sind dies eine Abschwächung der tropischen Ostwinde in der Stratosphäre, bei gleichzeitiger Verstärkung dieser Ostwinde in der unteren Mesosphäre, sowie eine Verstärkung der Westwindkomponenten in der oberen tropischen Mesosphäre.

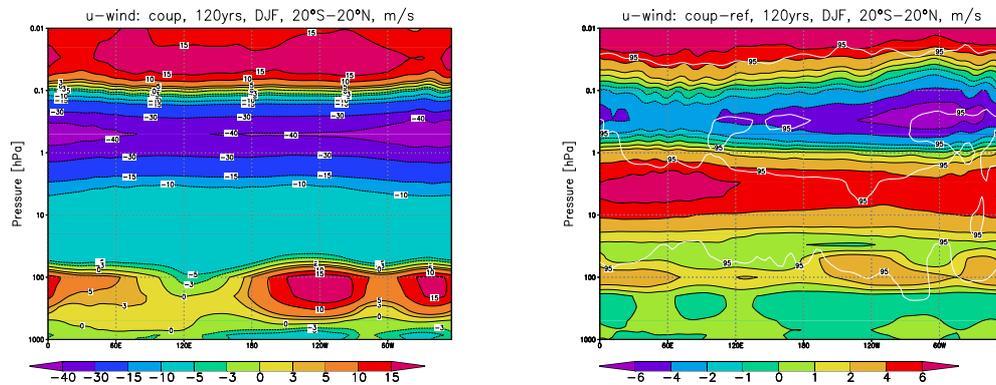


Abbildung 5.31: Meridionalmittel der Zonalwindkomponente  $u$  in der gekoppelten Simulation für  $20^{\circ}S$  bis  $20^{\circ}N$  (a) und Differenz zur Referenzsimulation (b) in  $[m/s]$ . Simulationsjahre 31 – 150, DJF. Weiße Linien in der Abbildung der Differenzen zwischen den beiden Simulationen kennzeichnen Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber der saisonalen bis dekadischen Variabilität der Modelldaten mit mehr als 95% signifikant sind. Zur Abschätzung der Signifikanzen siehe Abschnitt 4.2.

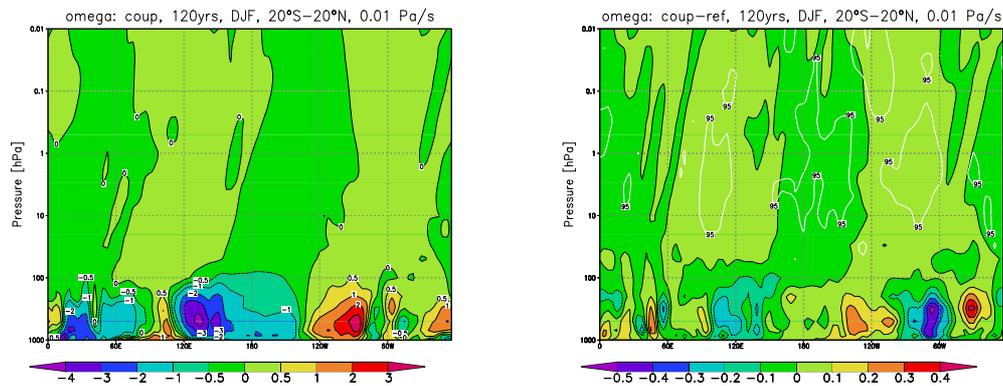


Abbildung 5.32: Meridionalmittel der Vertikalwindkomponente  $\omega$  in der gekoppelten Simulation für  $20^{\circ}S$  bis  $20^{\circ}N$  (a) und Differenz zur Referenzsimulation (b) in  $[0.01 Pa/s]$ . Simulationsjahre 31 – 150, DJF. Weiße Linien in der Abbildung der Differenzen zwischen den beiden Simulationen kennzeichnen Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber der saisonalen bis dekadischen Variabilität der Modelldaten mit mehr als 95% signifikant sind. Zur Abschätzung der Signifikanzen siehe Abschnitt 4.2.

In der oberen Troposphäre ist wegen der relativ breit gewählten meridionalen Ausdehnung des Mittelungsbereiches (innerhalb  $20^\circ$ ) in Abbildung 5.31 b noch die Verstärkung der Subtropen-Jets als teilweise signifikantes Muster gekennzeichnet, während in den tieferen troposphärischen Luftschichten kein signifikantes Signal mehr auftritt. Im Bereich der Walker-Zirkulation, also zwischen etwa  $180^\circ W$  und  $90^\circ W$  ist aber eine leichte Verstärkung der bodennahen Ostwinde zu erkennen. Dies paßt tendenziell auch zu den bei den meridional gemittelten Vertikalgeschwindigkeiten (Abbildung 5.32) auftretenden Differenzen der beiden Simulationen, die eine allerdings gleichfalls nicht signifikante Verstärkung der Werte im pazifischen Raum zeigen (Abbildung 5.32 b). Insgesamt läßt dies auf eine im gekoppelten Lauf verstärkte Walker-Zirkulation schließen, während die weiteren troposphärischen Signale in Abbildung 5.32 b verwaschen erscheinen. Vor allem in der Stratosphäre gibt es jedoch Hinweise auf eine signifikante Verstärkung der dortigen tropischen Vertikalgeschwindigkeiten, was aus Kontinuitätsgründen auch einen Einfluß auf die troposphärischen Vertikalgeschwindigkeiten haben muß.

### 5.3.2 Chemische Spezies

Der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit liegt auf der Untersuchung des Einflusses der stratosphärischen Chemie-Dynamik-Rückkopplung auf die Klimavariabilität der Tropo- und Stratosphäre. Entscheidend hierfür ist der Strahlungsantrieb der Atmosphäre, insbesondere durch Ozon, welches wiederum sowohl durch chemische, als auch dynamische Prozesse gesteuert wird. Insofern ist hinsichtlich der chemischen Konstituenten im Vergleich von Referenzsimulation und gekoppelter Simulation vor allem die Diskussion der Ozonverteilungen wesentlich für das Verständnis der auftretenden Kopplungseffekte, während die weiteren chemischen Spezies innerhalb der verwendeten vereinfachten Stratosphärenchemie nur indirekten Einfluß darauf nehmen. Daher erscheint an dieser Stelle eine Beschränkung auf die Auswertung der Ozonklimatologie des gekoppelten Laufes sinnvoll.

Für die in Abbildung 5.33 a gezeigten mittleren Ozonkonzentrationen der gekoppelten Simulation ergeben sich Maximalwerte von unter 9 ppmv, im Gegensatz zur Referenzsimulation mit etwa 9.5 ppmv (Abbildung 5.16 a auf Seite 74). Die absolute Differenz der Werte ist in Abbildung 5.33 b aufgetragen, wobei sich oberhalb des Maximums Abweichungen von bis zu  $-1.2$  ppmv, unterhalb des Maximums jedoch von bis zu  $+0.6$  ppmv zeigen. Damit beläuft sich die eigentliche Abschwächung der Mittelwerte lediglich auf etwa 0.6 ppmv, gleichzeitig verschiebt sich aber auch die vertikale Lage des Maximums gegenüber dem Referenzlauf. Während dieses im Referenzlauf bei etwa 8 hPa liegt, ist es im gekoppelten Lauf bei ungefähr 10 hPa zu finden, d.h. in niedrigerer Höhe. Da das Maximum des Ozons im Referenzlauf, d.h. ohne Chemie-Dynamik-Rückkopplung, im Vergleich zu Beobachtungen (10 hPa) zu hoch lag (s. Seite 75), ist die Chemie-Dynamik-Rückkopplung somit entscheidend für eine realistische vertikale Ozonverteilung.

Neben der Verringerung der stratosphärischen Maximalwerte des Ozons gibt es gleichzeitig in der Mesosphäre erhöhte Ozonwerte im gekoppelten Lauf, wie Abbildung 5.34 a zeigt, in der anders als zuvor die relative Differenz der Ozonwerte (bezüglich der Werte des Referenzlaufes) zwischen den beiden Simulationen angegeben ist. Dabei treten prozentuale Abweichungen von bis zu 25 %, in polaren Breiten auch bis zu 30 % auf, was ungefähr der Zunahme in der unteren Stratosphäre entspricht, während die Abnahme in der mittleren und oberen Stratosphäre maximal 10 – 15 % der Ozonwerte

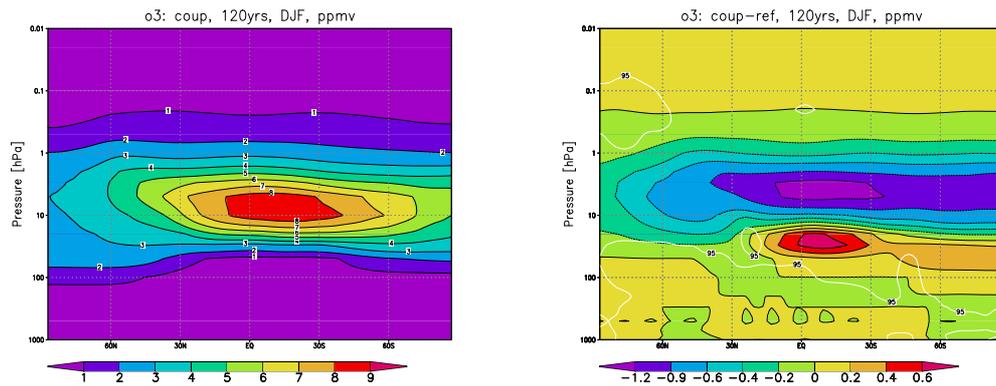


Abbildung 5.33: Zonalmittel des Ozonmischungsverhältnisses in der gekoppelten Simulation (a) und Differenz zur Referenzsimulation (b) in [ppmv]. Simulationsjahre 31 – 150, DJF. Weiße Linien in der Abbildung der Differenzen zwischen den beiden Simulationen kennzeichnen Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber der saisonalen bis dekadischen Variabilität der Modelldaten mit mehr als 95% signifikant sind. Zur Abschätzung der Signifikanzen siehe Abschnitt 4.2.

des Referenzlaufes beträgt. Dieses vertikale Muster der modellierten Ozonänderungen zwischen den beiden Läufen ist insgesamt mit abgeschwächten vertikalen Gradienten der Ozonverteilung in der mittleren Atmosphäre der gekoppelten Simulation verbunden. In der Troposphäre ist die Ozonverteilung zwar in den Läufen der vorliegenden Arbeit aus technischen Gründen (Beschränkung auf eine vereinfachte Stratosphärenchemie) überwiegend fest vorgegeben, man kann aber davon ausgehen, daß bei einer auch dort interaktiven Chemie derselbe Kopplungseffekt auftritt. Entsprechend muß auch die Troposphäre-Stratosphäre-Kopplung, die grundsätzlich einen Einfluß auf das Polarwirbelregime ausübt [s. z.B. *Perlwitz und Graf, 2001*], unter Berücksichtigung der Chemie-Dynamik-Rückkopplung eher verstärkt sein, da es dann bessere Bedingungen für die vertikale Ausbreitung troposphärischer planetarer Wellen gibt, die wiederum die Stärke des stratosphärischen Polarwirbels direkt beeinflussen.

Hinsichtlich des direkten Strahlungsantriebes der gekoppelten Simulation durch das modellierte Ozon besteht, anders als bezüglich der Ozonverteilung selbst, der zu diskutierende Effekt nicht im Unterschied dieses modellierten Ozons zwischen dem gekoppelten und dem Referenzlauf. Maßgeblich ist hier vielmehr die Differenz des modellierten Ozons im gekoppelten Lauf zum für die Strahlungsroutine des Modelles parameterisierten Ozon des Referenzlaufes (s. Abschnitt 3.2.1, Seite 34). Es ist wichtig, sich dabei den wesentlichen Unterschied zwischen dem parameterisierten und dem modellierten Ozon im Referenzlauf klarzumachen. Im Prinzip ist gerade hierin der entscheidende qualitative Fortschritt der gekoppelten Simulation gegenüber der Referenzsimulation zu sehen, da anders als in der Referenzsimulation das modellierte Ozon hier auch wirklich den Strahlungsantrieb der Atmosphäre steuert.

Abbildung 5.34 b zeigt die sich ergebenden absoluten Änderungen der Ozonmischungsverhältnisse zwischen dem Ozon des gekoppelten Laufes und dem parameterisierten Ozon des Referenzlaufes, wobei vor allem eine deutliche Asymmetrie im Vergleich der beiden Hemisphären zu erkennen ist. Auf der Nordhemisphäre nehmen die Ozonwerte insbesondere im Bereich des vertikalen Maximums (um 10 hPa) 3 – 4 ppmv ab, auf der

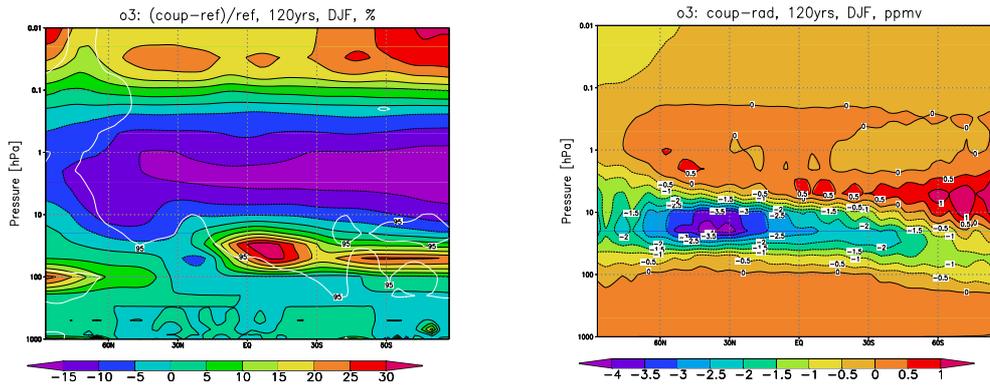


Abbildung 5.34: Zonalmittel der relativen Abweichung des Ozonmischungsverhältnisses der gekoppelten Simulation zur Referenzsimulation (a) in [%] bezüglich der Werte der Referenzsimulation, und Zonalmittel der absoluten Differenz des Ozonmischungsverhältnisses der gekoppelten Simulation zur Ozonparameterisierung (b) in [ppmv]. Simulationsjahre 31 – 150, DJF. Die weißen Linien in der Abbildung der relativen Differenzen zwischen den beiden Simulationen kennzeichnen Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber der saisonalen bis dekadischen Variabilität der Modelldaten mit mehr als 95% signifikant sind. Zur Abschätzung der Signifikanzen siehe Abschnitt 4.2.

Südhemisphäre hingegen überwiegend zu (0.5 – 1 ppmv). Dies hat mit dem Jahresgang des Ozons zu tun, der in der Ozonparameterisierung des Referenzlaufes zwar global bedacht, aber nicht meridional differenziert ist, so daß für DJF gerade die beschriebene Abweichung bezüglich einer realistischen Ozonverteilung folgt. Zudem gibt es wiederum aber auch eine vertikale Verschiebung des Ozons, das im gekoppelten Lauf sein Maximum höher ausbildet, als in der Parameterisierung des Referenzlaufes vorgegeben. Insgesamt ergibt sich aus dem in Abbildung 5.34 b gezeigten Muster des infolge Ozon veränderten Strahlungsantriebes zwischen dem Referenzlauf und dem gekoppelten Lauf der initiale Effekt der Chemie-Dynamik-Rückkopplung, der auch in der Temperaturdifferenz der beiden Läufe (Abbildung 5.26 b, Seite 84) zu Tage tritt.

## 5.4 Die Arktische Oszillation in den Modellläufen

Zur näheren Untersuchung der internen Variabilität im gekoppelten Lauf und im Referenzlauf wurde zunächst eine EOF - Analyse (s. Abschnitt 4.3) durchgeführt. Diese erfolgte für dieselben 120 Modelljahre jedes Laufes, die auch zuvor bereits für die Klimatologien benutzt wurden (Abschnitte 5.2 und 5.3). Die für die 500 hPa-Druckfläche berechnete erste Empirische Orthogonale Funktion (EOF1) ist für beide Simulationen in Abbildung 5.35 wiedergegeben. Dabei zeigt sich, wie schon für die in Abschnitt 5.3 diskutierten mslp- und troposphärischen Geopotentialdifferenzen zwischen den Simulationen (Abbildungen 5.22 a und 5.22 b auf Seite 81), jeweils ein klares AO-Muster (*Thompson und Wallace [1998]*). Entsprechend können die positiven und negativen Phasen der zugehörigen Principal Component (*PC1*, Abbildung 5.36), d.h. der Zeitreihe der statistischen Gewichte für *EOF1*, direkt als die entsprechenden Phasen der AO interpretiert werden, wodurch in der Konsequenz anhand der Unterscheidung der Modellergebnisse bezüglich der jeweiligen Ausprägung der *PC1* / AO von vornherein eine mehr physi-

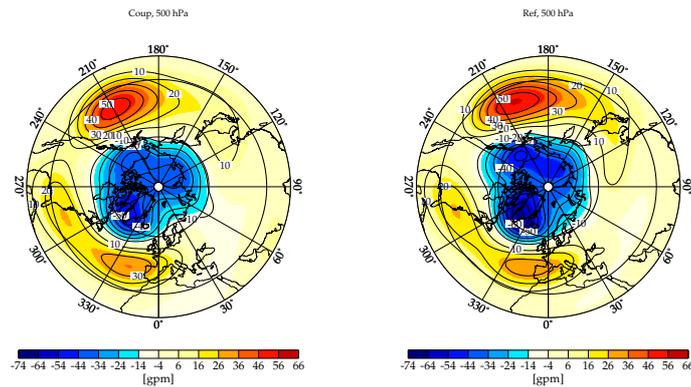


Abbildung 5.35: 1.EOF des Geopotentialfeldes auf 500 hPa in der gekoppelten Simulation (a) und in der Referenzsimulation (b) in [gpm]. Simulationsjahre 31 – 150, DJF. Zur EOF-Analyse siehe Abschnitt 4.3. Die Auswertung bezieht sich auf die Nordhemisphäre nördlich  $20^{\circ}N$ .

kalische Diskussion möglich wird (*Christiansen* [2002b]). Dabei ist die (AO+)-Phase, wie bereits mehrfach angesprochen, durch eine relativ kalte Stratosphäre mit einem vergleichsweise starken polaren stratosphärischen Wirbel, wie auch relativ starken troposphärischen Gradienten in mittleren Breiten gekennzeichnet. Die (AO-)-Phase weist währenddessen eine wärmere Stratosphäre mit einem schwachen Polarwirbel, sowie abgeschwächte troposphärische Gradienten in mittleren Breiten auf.

Die in Abbildung 5.36 aufgetragenen PC1 stehen bezüglich ihrer Varianz für beide Simulationen in guter Übereinstimmung, allerdings erklären sie unterschiedliche Varianzanteile hinsichtlich der ausgewerteten Daten. Der gekoppelte Lauf liegt dabei mit 17% deutlich unterhalb des Wertes von 20% für den Referenzlauf, was auf eine abgeschwächte AO im gekoppelten Lauf hindeutet. Die Zeitreihen selbst zeigen darüberhinaus aber in beiden Läufen klare interannuale, wie auch dekadische Variabilität. Eine Analyse der zugehörigen Wavelet-Spektren (Abbildung 5.37) verdeutlicht dies auch aus statistischer Sicht, wobei beide Simulationen eine ähnliche Variabilität auf allen detektierten Zeitskalen zeigen. Wie bereits bei der entsprechenden Analyse des mslp in den Abschnitten 5.2.1 und 5.3.1 (Abbildungen 5.8 b und 5.21 b) gibt es auch hier zwar Hinweise auf vergleichsweise langskalige Zyklen (um 20 Jahre), jedoch ohne hinreichende statistische Signifikanz. Darüber hinaus lassen die PC1 im Vergleich zu den mslp-Anomalien insgesamt eine stärkere Variabilität auf etwas längeren Zeitskalen (um 5 Jahre) erkennen. Dies ist insofern verständlich, da hier durch die Betrachtung nur des führenden Variabilitätsmoders (EOF1) de facto bereits eine Glättung und Filterung der Daten vorgeschaltet wurde, was allgemein das Signal-Rausch-Verhältnis verbessert.

Um das klimatologische Verhalten der gekoppelten- und der Referenzsimulation, sowie die wesentlichen Unterschiede zwischen den beiden Läufen näher zu untersuchen, bietet sich insbesondere ein Vergleich der jeweiligen internen Differenzen zwischen positiver und negativer Phase der AO an. Dadurch werden die in Abschnitt 5.3 bereits erörterten direkten klimatologischen Unterschiede zwischen den beiden Läufen zugunsten einer verstärkten Fokussierung auf die Diskussion der klimatologischen Mechanismen und Prozesse innerhalb der Simulationen weitgehend ausgeklammert. Konkret wurden auf Grundlage der 500 hPa-PC's die auch in Abbildung 5.36 markierten 8-Jahr-Perioden zur Analyse ausgewählt, jeweils eine Periode pro AO-Phase und Simulation (Tabelle 5.2).

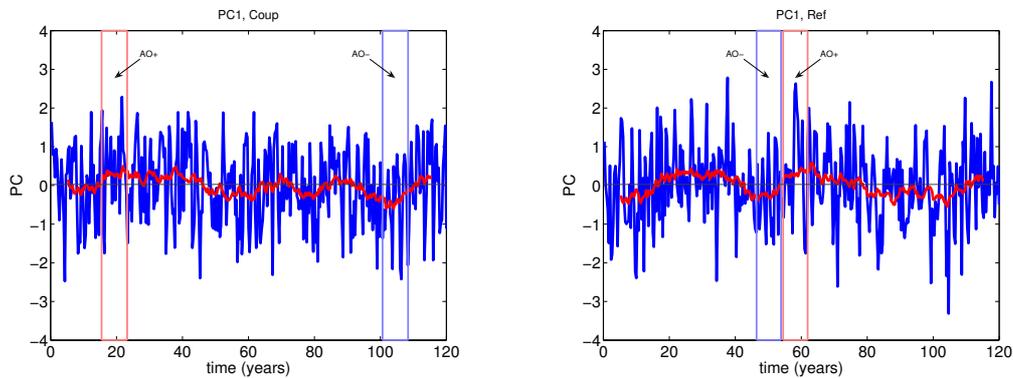


Abbildung 5.36: 1.PC des Geopotentialfeldes auf 500 hPa in der gekoppelten Simulation (a) und in der Referenzsimulation (b) [*dimensionslos*]. Simulationsjahre 31 – 150, DJF. Zur EOF-Analyse siehe Abschnitt 4.3. Die Auswertung bezieht sich auf die Nordhemisphäre nördlich  $20^{\circ}N$ . Die rot unterlegte Kurve ist das zugehörige gleitende Mittel der 1.PC. Zudem sind die Intervalle von jeweils 8 Simulationsjahren markiert (siehe Seite 94), die in der vorliegenden Arbeit stellvertretend für die beiden Phasen der Arktischen Oszillation (AO) in den Simulationen untersucht wurden (siehe Text).

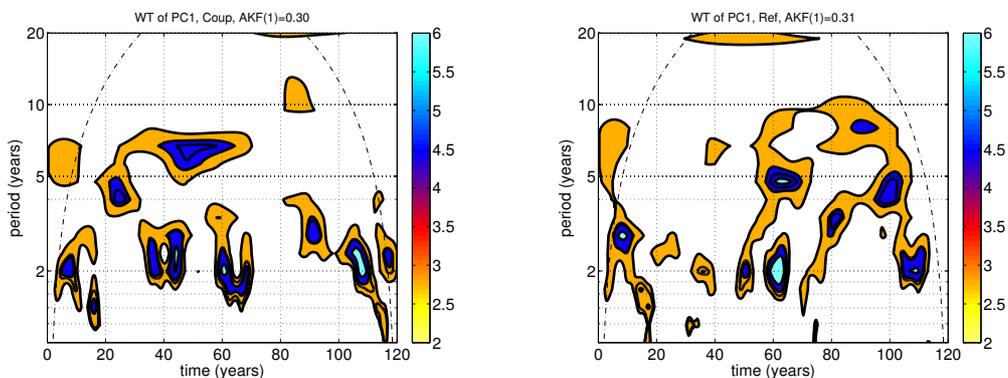


Abbildung 5.37: Wavelet-Spektrum der 1.PC des Geopotentialfeldes auf 500 hPa in der gekoppelten Simulation (a) und in der Referenzsimulation (b) [*dimensionslos*]. Simulationsjahre 31 – 150, DJF. Die 1.PC beider Simulationen ist in Abbildung 5.36 dargestellt. Zur Berechnung der Wavelet-Spektren siehe Abschnitt 4.4. Als Wavelet-Funktion wurde eine Morlet-Funktion verwendet. Die strich-gepunkteten Linien trennen Regionen ab, in denen Randeffekte wichtig werden. Die dicken schwarzen Konturen markieren Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber einem entsprechenden roten Rausch-Prozess (gleiche Autokorrelation, AKF) mit mehr als 95% signifikant sind.

-	positive AO-Phase	negative AO-Phase
Referenzsimulation	Sim. - Jahre: 55 – 62	Sim. - Jahre: 47 – 54
gekoppelte Simulation	Sim. - Jahre: 16 – 23	Sim. - Jahre: 101 – 108

Tabelle 5.2: Auswahl 8-jähriger Intervalle der Referenzsimulation und der gekoppelten Simulation für die positive und die negative AO-Phase. Die angegebenen Simulationsjahre beziehen sich auf die jeweilige Simulation.

In den zonalen Mitteln des Zonalwindes tritt in der Troposphäre ein ähnliches Muster wie für die Differenzen zwischen den beiden Läufen (Abbildung 5.23 b, Seite 82) auch im Vergleich der AO-Phasen zutage (Abbildung 5.38), allerdings mit entgegengesetztem Vorzeichen. Die Subtropen-Jets schwächen sich also in der positiven AO-Phase (stärkerer Polarwirbel) ab, ebenso die tropischen Ostwinde, während die westlichen Winde der mittleren und polaren Breiten auf der winterlichen Nordhemisphäre verstärkt werden. Auf der Südhemisphäre ist dies unklar, weil einerseits das entsprechende Signal im Vergleich der Läufe unterschiedlich ausfällt, und andererseits auch allgemein schwächer ist, als auf der Nordhalbkugel. Dies gilt insbesondere für den Referenzlauf, der im Vergleich zum gekoppelten Lauf in der Troposphäre zudem insgesamt weniger Variabilität zwischen den beiden Phasen der AO zeigt. Aber auch im gekoppelten Lauf ist die ‐AO-Variabilität‐ sowohl in der Troposphäre, als auch in der Stratosphäre und Mesosphäre vor allem auf der Nordhemisphäre ausgeprägt. Dies folgt daraus, daß die AO erstens ein nordhemisphärisches Phänomen ist, und zweitens auf der Südhemisphäre die Variabilität auch dadurch verringert ist, daß dort im DJF Sommer ist.

In der mittleren Atmosphäre ist im Gegensatz zur Troposphäre wiederum die Variabilität im Referenzlauf deutlich stärker als im gekoppelten Lauf, wobei hier (Abbildung 5.38 b) mit der Verstärkung des Polarwirbels in der positiven AO-Phase das einzige statistisch signifikante Signal auftritt (auf dem 95% -Signifikanzniveau). Die geringe statistische Signifikanz hat viel mit der Verringerung der jeweils zugrunde liegenden Datenumfänge von 120 Simulationsjahren für die bisherigen Auswertungen (Abschnitte 5.2 und 5.3) auf nur noch 8 Simulationsjahre pro AO-Phase zu tun. Die absoluten Unterschiede hinsichtlich der Stärke des stratosphärischen polaren Wirbels zwischen den beiden AO-Phasen belaufen sich für den Referenzlauf (Abbildung 5.38 b) auf maximal 12 – 16 m/s gegenüber lediglich 2 – 4 m/s bei der gekoppelten Simulation (Abbildung 5.38 a). Auch dies zeigt, daß die AO des Referenzlaufes wesentlich stärker ist, als die AO des gekoppelten Laufes. Da in bisherigen Klimasimulationen insbesondere die Stärke der positiven Phase der AO, und damit auch der AO insgesamt, allgemein deutlich überschätzt wurde, stellt das Ergebnis des gekoppelten Laufes somit eine wesentliche qualitative Verbesserung dar. Ursache dieser Verbesserung ist dabei offenbar gerade die Berücksichtigung der interaktiven Chemie-Dynamik-Rückkopplung.

Weiterhin ist in der gekoppelten Simulation (Abbildung 5.38 a) auch der bei der Besprechung von Abbildung 5.23 b (Seite 82) erwähnte ‐Verformungs‐-Effekt des stratosphärischen Ostwindmaximums zu erkennen, der in der negativen, wärmeren Phase der AO zu einer zusätzlichen Stabilisierung in der mittleren Atmosphäre führt. Für den Referenzlauf (Abbildung 5.38 b) ist dieser Effekt hingegen nicht ersichtlich, so daß hier folglich ein mit der Chemie-Dynamik-Rückkopplung verknüpfter Mechanismus zugrunde liegen muß. Dieser kann z.B. in einer vertikalen Verlagerung des Ozonmaximums mit den

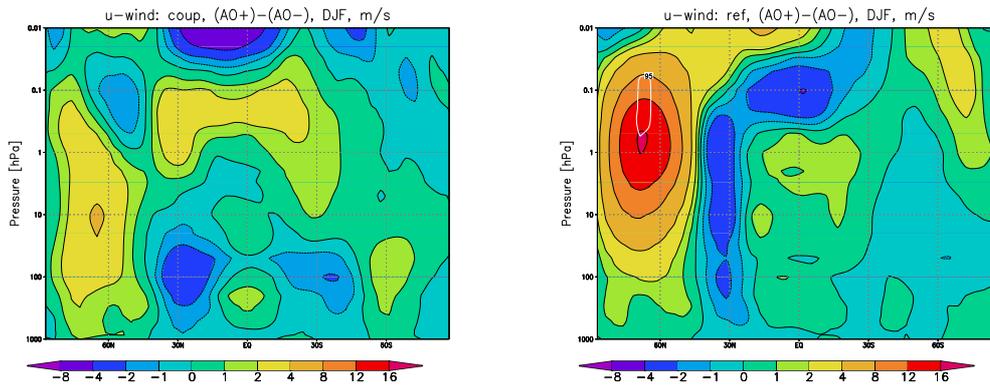


Abbildung 5.38: Zonalmittel der Differenzen zwischen den AO-Phasen für die Zonalwindkomponente  $u$  in der gekoppelten Simulation (a) und in der Referenzsimulation (b) in  $[m/s]$ . 8 Simulationsjahre pro AO-Phase jeder Simulation (siehe Seite 94, sowie Abbildung 5.36 auf Seite 93), DJF. Die Differenzen beziehen sich jeweils auf  $(AO+)-(AO-)$ . Weiße Linien in den Abbildungen kennzeichnen Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber der saisonalen bis interannualen Variabilität der Modelldaten mit mehr als 95% signifikant sind. Zur Abschätzung der Signifikanzen siehe Abschnitt 4.2.

Phasen der AO (Abbildung 5.42 a), und damit einer Verschiebung des daraus resultierenden Strahlungsantriebes im gekoppelten Lauf bestehen. Bei fehlender Rückkopplung, d.h. bei fest vorgegebener Ozonklimatologie (Referenzsimulation), ist demgegenüber eine solche Anpassung des Strahlungsantriebes an die jeweiligen dynamischen Bedingungen nicht möglich.

Anders als für den Zonalwind zeigen die Zonalmittel der Differenzen zwischen AO+ und AO- für den Meridionalwind (Abbildung 5.39) und für die Vertikalgeschwindigkeit (Abbildung 5.40) in beiden Simulationen kaum interpretierbare Signale. Allerdings ist auch hier zu bemerken, daß die Variabilität zwischen den AO-Phasen für beide Variablen auf der Nordhemisphäre größer ist. Zudem scheinen sich die im Mittel südlichen stratosphärischen Meridionalwindkomponenten innerhalb des Polarwirbels in der positiven Phase abzuschwächen (Abbildung 5.39), d.h. mit Verstärkung des Wirbels nimmt gleichzeitig die Zirkulation in seinem Inneren ab. Dabei ist auch hier der Betrag dieser Abnahme zwischen den AO-Phasen mit bis zu 0.6 m/s für den Referenzlauf (Abbildung 5.39 b) gegenüber etwa 0.3 m/s im gekoppelten Lauf (Abbildung 5.39 a) merklich erhöht, was wieder auf eine insgesamt größere mittelatmosphärische Variabilität in der Referenzsimulation hindeutet. Weiterhin zeigen die Ergebnisse für den Referenzlauf eine deutliche Zunahme der nördlichen Winde oberhalb des Polarwirbels in der positiven AO-Phase (Zunahme der BDC), die für den gekoppelten Lauf so nicht zu beobachten ist.

Bezüglich der mittleren Vertikalgeschwindigkeiten (Abbildung 5.40) sieht es in der Troposphäre so aus, daß sich die nordhemisphärische polare Zelle bei positiver AO infolge verringerten vertikalen Luftmassentransportes abschwächt. Dies ist folgerichtig, da ein verstärkter stratosphärischer Polarwirbel, wie bereits diskutiert, auch in der Troposphäre mit verstärkten Westwinden in mittleren Breiten einhergeht, was wiederum zu einer Behinderung des meridionalen Austausches führt. Mit einer solchen Abschwächung der winterlichen polaren Zelle der Troposphäre erfolgt dann auch eine Abschwächung

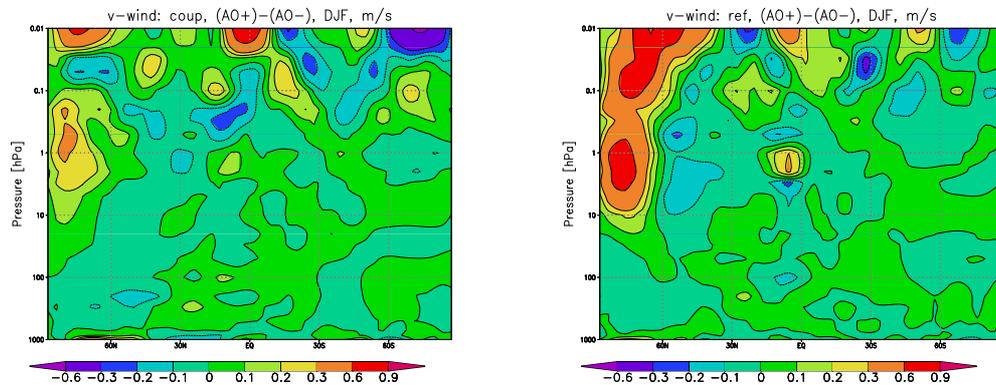


Abbildung 5.39: Zonalmittel der Differenzen zwischen den AO-Phasen für die Meridionalwindkomponente  $v$  in der gekoppelten Simulation (a) und in der Referenzsimulation (b) in  $[m/s]$ . 8 Simulationsjahre pro AO-Phase jeder Simulation (siehe Seite 94, sowie Abbildung 5.36 auf Seite 93), DJF. Die Differenzen beziehen sich jeweils auf  $(AO+)-(AO-)$ . Weiße Linien in den Abbildungen kennzeichnen Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber der saisonalen bis interannualen Variabilität der Modelldaten mit mehr als 95% signifikant sind. Zur Abschätzung der Signifikanzen siehe Abschnitt 4.2.

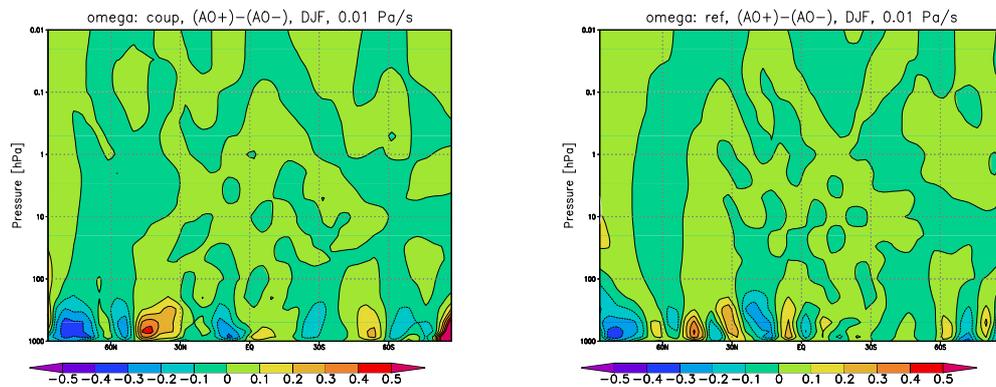


Abbildung 5.40: Zonalmittel der Differenzen zwischen den AO-Phasen für die Vertikalwindkomponente  $\omega$  in der gekoppelten Simulation (a) und in der Referenzsimulation (b) in  $[0.01 Pa/s]$ . 8 Simulationsjahre pro AO-Phase jeder Simulation (siehe Seite 94, sowie Abbildung 5.36 auf Seite 93), DJF. Die Differenzen beziehen sich jeweils auf  $(AO+)-(AO-)$ . Weiße Linien in den Abbildungen kennzeichnen Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber der saisonalen bis interannualen Variabilität der Modelldaten mit mehr als 95% signifikant sind. Zur Abschätzung der Signifikanzen siehe Abschnitt 4.2.

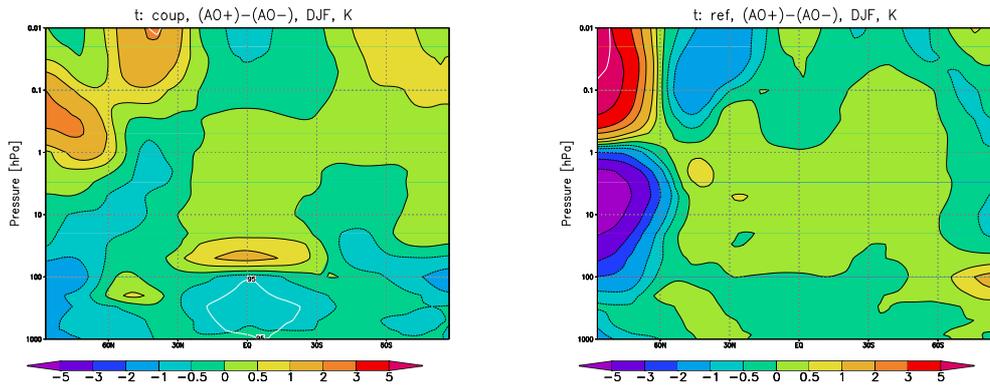


Abbildung 5.41: Zonalmittel der Differenzen zwischen den AO-Phasen für die Temperatur  $T$  in der gekoppelten Simulation (a) und in der Referenzsimulation (b) in  $[K]$ . 8 Simulationsjahre pro AO-Phase jeder Simulation (siehe Seite 94, sowie Abbildung 5.36 auf Seite 93), DJF. Die Differenzen beziehen sich jeweils auf  $(AO+) - (AO-)$ . Weiße Linien in den Abbildungen kennzeichnen Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber der saisonalen bis interannualen Variabilität der Modelldaten mit mehr als 95% signifikant sind. Zur Abschätzung der Signifikanzen siehe Abschnitt 4.2.

der übrigen troposphärischen Zellen, speziell aber der nordhemisphärischen Ferrel-Zelle, was in Abbildung 5.40 a für den gekoppelten Lauf auch gegeben ist, während die Variabilität zwischen den AO-Phasen im Referenzlauf (Abbildung 5.40 b) kein eindeutiges Signal zeigt.

Besonders interessant hinsichtlich möglicher Chemie-Dynamik-Rückkopplungen ist wegen ihrer direkten Verbindung zum Strahlungsantrieb, aber auch wegen ihrer im Vergleich zu anderen Variablen größeren räumlichen Kontinuität die Temperatur. Die Zonalmittel der “AO-Variabilitäten” (Abbildung 5.41) zeigen dabei für beide Simulationen z.T. sehr klare Signale, wobei auch hier die größeren mittelatmosphärischen Schwankungen im Referenzlauf, die größeren troposphärischen Differenzen hingegen im gekoppelten Lauf auftreten. Die Muster dieser Abweichungen weisen im Vergleich beider Simulationen eine Reihe grundlegender Gemeinsamkeiten, aber auch einige Diskrepanzen, insbesondere auf der Südhemisphäre, auf.

Im Referenzlauf (Abbildung 5.41 b) fallen für die positive Phase der AO deutlich niedrigere Mitteltemperaturen (bis zu  $-5K$ ) innerhalb des dann stärker ausgeprägten, und damit abgeschlosseneren Polarwirbels auf. Oberhalb des Wirbels, in der polaren Mesosphäre der Nordhalbkugel, zeigt sich ein entsprechender kompensatorischer Effekt mit bis zu  $+5K$ . Dies kann die Folge einer verstärkten BDC, und somit verstärkten Absinkens oberhalb des Polarwirbels bei positiver AO sein, einhergehend mit einer adiabatischen Erwärmung der absinkenden Luftmassen. Aufgrund des Aufsteigens im Inneren des Polarwirbels kann diese Luft aber nicht direkt in den Wirbelkern unterhalb etwa 1 hPa einfließen, sondern nur über den Wirbelrand (s. Abschnitt 5.2.1, Erörterungen zum Polarwirbel) nach unten gelangen, wozu sie erst wieder nach Süden transportiert werden muß.

Dieser Transport ist unter  $(AO+)$ -Bedingungen jedoch abgeschwächt (Abbildung 5.39 b), so daß relativ kalte Luft der unteren Mesosphäre, ebenfalls mit der verstärkten BDC von Süden kommend, direkt in den Randbereich des Wirbels einfließt. Die gegenüber der

negativen AO-Phase im Mittel 0.5 bis 1 K kältere Luft der Mesosphäre resultiert dabei ihrerseits wiederum aus adiabatischer Abkühlung beim Aufsteigen über dem Sommerpol, was an Abbildung 5.41 b abgelesen werden kann. In der unteren Stratosphäre der Südhalbkugel akkumuliert sich hingegen aufgrund verstärkten meridionalen Einfließens relativ warme Luft aus mittleren Breiten, womit das Temperaturverhalten des Referenzlaufes zwischen den beiden AO-Phasen für die mittlere Atmosphäre insgesamt geklärt ist.

In der Troposphäre hängt die deutliche Abkühlung der polaren Breiten auf der Nordhemisphäre in Abbildung 5.41 b direkt mit dem kälteren Polarwirbel und der größeren Abgeschlossenheit dieses Bereiches (abgeschwächte polare Zelle, s.o.) in der negativen Phase der AO zusammen. Gleichzeitig gibt es auch eine leichte Abkühlung in den Tropen und Subtropen, die vermutlich über die Strahlungsbilanz die leichte Erwärmung in der darüberliegenden Stratosphäre aufgrund des geringeren meridionalen Luftmassenaustausches nach Norden hin ausgleicht. Derselbe Effekt, also eine Verschiebung der Strahlungsbilanz zwischen Stratosphäre und Troposphäre, ist es offenbar auch, der die troposphärische Variabilität der Temperatur zwischen den AO-Phasen im gekoppelten Lauf (Abbildung 5.41 a) dominiert.

Dieser zeigt für AO+ eine deutliche Abkühlung auf beiden Hemisphären, mit Schwerpunkt an den Polen und in den Tropen. Dabei ist die Abkühlung von ca. 0.5 bis 1 K in den Tropen trotz des relativ geringen Stichprobenumfanges von nur 8 Simulationsjahren pro AO-Phase signifikant, zudem ist in der darüberliegenden tropischen unteren Stratosphäre ein damit assoziiertes Erwärmungssignal (bis 1 K) zu erkennen. Darüber hinaus zeigen die strato-mesosphärischen Differenzen zwischen den AO-Phasen in Abbildung 5.41 a im Vergleich zum Referenzlauf aber kein eindeutiges Verhalten.

Zwar existiert in den polaren Breiten der Nordhemisphäre auch in der gekoppelten Simulation ein dipolartiges Signal, mit tendenzieller Abkühlung innerhalb des Polarwirbels und Erwärmung darüber für die positive AO-Phase, jedoch ist dieses Signal vergleichsweise schwach und verrauscht. Insofern ist es auch verständlich, daß auf der Südhemisphäre keine aus der Verstärkung der BDC bei positiver AO resultierende Abkühlung in polaren Breiten und in der Mesosphäre erkennbar ist. Wenn es ein solches Signal auch für die gekoppelte Simulation gibt, wovon auszugehen ist, so ist dieses Signal vermutlich einfach zu schwach, um sich in Abbildung 5.41 a durchzuprägen.

Sowohl die wesentlichen Unterschiede im internen Temperaturverhalten der beiden Simulationen, als auch bezüglich des oben diskutierten "Verformungs"-Effektes des mittelatmosphärischen Ostwindmaximums zwischen den AO-Phasen, können, wie bereits erläutert wurde, durch Verschiebungen im Strahlungsantrieb zwischen den beiden Phasen der AO im Falle des gekoppelten Laufes erklärt werden. Als Ursache dieser bisher nur vermuteten Verschiebungen kommt dabei in erster Linie eine je nach Phase der AO unterschiedliche dynamische Beeinflussung der Ozonkonzentrationen, bzw. -verteilungen in Frage. In dieser Hinsicht ist die Auswertung der Variabilität zwischen den AO-Phasen für das modellierte Ozon von wesentlicher Bedeutung, deren Ergebnisse in Abbildung 5.42 zonal gemittelt dargestellt sind.

Dabei zeigt sich für beide Simulationen insbesondere in den Tropen im Bereich des Ozonmaximums in der (AO+)-Phase eine Abschwächung der Mittelwerte um etwa 100 ppbv, während darunter, in der unteren tropischen Stratosphäre, ein leichter Anstieg der Werte bis maximal ca. 50 ppbv zu erkennen ist. Relativ zu den dortigen mittleren

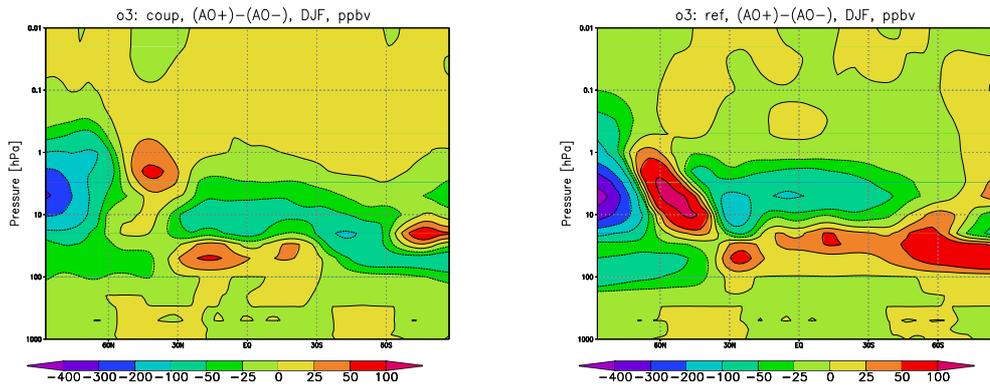


Abbildung 5.42: Zonalmittel der Differenzen zwischen den AO-Phasen für das Ozonmischungsverhältnis in der gekoppelten Simulation (a) und in der Referenzsimulation (b) in [ppbv]. 8 Simulationsjahre pro AO-Phase jeder Simulation (siehe Seite 94, sowie Abbildung 5.36 auf Seite 93), DJF. Die Differenzen beziehen sich jeweils auf  $(AO+) - (AO-)$ . Weiße Linien in den Abbildungen kennzeichnen Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber der saisonalen bis interannualen Variabilität der Modelldaten mit mehr als 95% signifikant sind. Zur Abschätzung der Signifikanzen siehe Abschnitt 4.2.

Ozonwerten ist aber gerade dieser Anstieg substantiell, so daß daraus bei interaktiver Chemie-Dynamik-Kopplung, d.h. für den gekoppelten Lauf, die dort auch festgestellte deutliche Erwärmung bei positiver AO-Phase resultiert. Im Referenzlauf, wo es keine Rückwirkung des modellierten Ozons auf die Dynamik gibt, ist hingegen auch kein entsprechender Effekt auszumachen. Somit kann es in dieser Simulation, anders als in der gekoppelten Simulation, zudem kein zugehöriges Abkühlungssignal in der Troposphäre geben.

Aber auch die relativ gesehen geringe Abschwächung der Ozonwerte im Ozonmaximum bei positiver AO, was gleichzeitig eine leichte vertikale Absenkung der Ozonverteilung bedeutet, ist insofern wesentlich, da sie den Effekt bezüglich der mittelatmosphärischen Ostwinde bedingt. In diesem Fall (AO+) würde es aufgrund des verringerten stratosphärischen Ozons eine leichte Abkühlung, und damit tendenziell eine Destabilisierung der vertikalen Schichtung der mittleren Atmosphäre geben, in Übereinstimmung mit den obigen Resultaten zum Zonalwind. Auch hier kann dieser Mechanismus jedoch nur bei interaktiver Chemie-Dynamik-Kopplung greifen, während er für den Referenzlauf bei fest vorgegebenem Strahlungsantrieb keine Rolle spielt.

Neben der unterschiedlichen Strahlungswirkung des Modellozons in den beiden AO-Phasen sind die dynamisch bedingten Ozonänderungen selbst ebenfalls interessant. Dabei gibt es für den Referenzlauf in der polaren Stratosphäre eine Differenz von bis zu  $-400$  ppbv (Abbildung 5.42 b) unter (AO+)-Bedingungen gegenüber der negativen Phase der AO. Dies entspricht ca. 10% der Mittelwerte in diesem Bereich, und kann damit begründet werden, daß bei starkem polarem stratosphärischen Wirbel, wie er mit der positiven AO-Phase in der Troposphäre verknüpft ist, einfach weniger Ozon meridional in Richtung des Winterpols transportiert werden kann. Stattdessen akkumuliert sich dieses Ozon, aber vor allem auch das mit der für AO+ verstärkten BDC herantransportierte Ozon im Randbereich des Polarwirbels. Auch auf der sommerlichen Südhemisphäre kommt es in der Referenzsimulation aufgrund der verstärkten BDC in

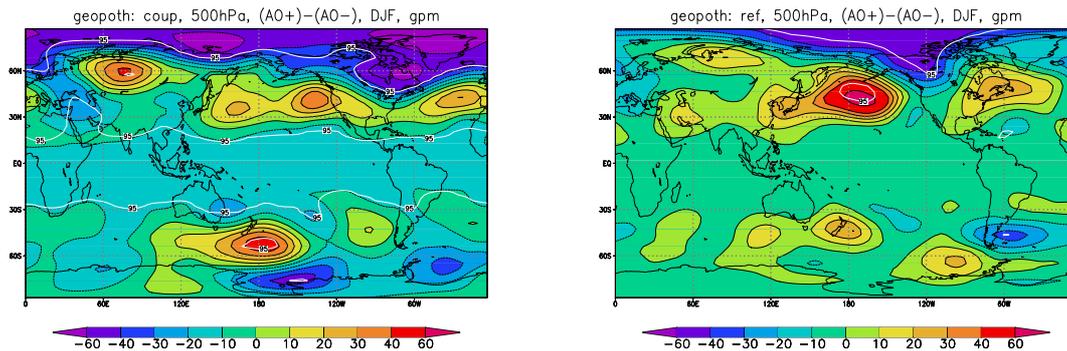


Abbildung 5.43: Differenzen zwischen den AO-Phasen für die mittlere geopotentielle Höhe  $\Phi$  auf 500 hPa in der gekoppelten Simulation (a) und in der Referenzsimulation (b) in [gpm]. 8 Simulationsjahre pro AO-Phase jeder Simulation (siehe Seite 94, sowie Abbildung 5.36 auf Seite 93), DJF. Die Differenzen beziehen sich jeweils auf (AO+)–(AO–). Weiße Linien in den Abbildungen kennzeichnen Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber der saisonalen bis interannualen Variabilität der Modelldaten mit mehr als 95% signifikant sind. Zur Abschätzung der Signifikanzen siehe Abschnitt 4.2.

der positiven AO-Phase zu einer Akkumulation relativ hoher Ozonwerte, hier jedoch direkt in der unteren polaren Stratosphäre (kein “störender” Polarwirbel). In den Tropen bleiben dann entsprechend etwas geringere Ozonwerte in der mittleren und oberen Stratosphäre zurück.

In der gekoppelten Simulation laufen, wenn auch im Vergleich zum Referenzlauf wiederum etwas abgeschwächt, prinzipiell dieselben dynamischen Mechanismen ab, jedoch gibt es einen entscheidenden Unterschied auf der Südhalbkugel, wie Abbildung 5.42 a zeigt. Dort etablieren sich nämlich bei positiver AO nicht wie im Referenzlauf höhere Ozonwerte in der unteren polaren Stratosphäre, sondern niedrigere. Auch dies ist ein Effekt der Chemie-Dynamik-Rückkopplung, die hier zu einer zusätzlichen Ozonsenke führt. Rein dynamisch würde sich dabei auch im gekoppelten Lauf bei AO+ zunächst ozonreiche Luft aus den mittleren und niedrigen Breiten in der südpolaren unteren Stratosphäre ansammeln. Anders als in der Referenzsimulation zieht dies aber eine Erwärmung, und damit einen verstärkten Ozonabbau nach sich. Ist das herantransportierte zusätzliche Ozon jedoch erst einmal abgebaut, so kommt es wieder zu einer Abkühlung, und außerdem strömt dann bereits deutlich ozonärmere Luft von Norden nach.

Die bisherigen Ergebnisse werden auch durch die Längen-Breiten-Schnitte der geopotentiellen Höhe auf dem 500- und dem 200 hPa-Druckniveau bestätigt (Abbildungen 5.43 und 5.44). Speziell im gekoppelten Lauf ist zwischen den AO-Phasen ein deutliches Signal in der tropischen Troposphäre zu erkennen, welches wiederum eine Abkühlung bei positiver AO-Phase andeutet. Dabei zeigen sich signifikante Unterschiede von etwa 20 gpm auf 500 hPa und 40 gpm auf 200 hPa zwischen den beiden AO-Phasen (Abbildungen 5.43 a und 5.44 a). Für den Referenzlauf ist dieser tropische “Setoff” mit nur etwa 10 gpm auf beiden gezeigten Druckflächen hingegen nicht signifikant (Abbildungen 5.43 b und 5.44 b).

Für beide Simulationen tritt bei positiver AO eine Verringerung des Geopotentials in der polaren Winterhemisphäre (NH) gegenüber (AO–)-Bedingungen auf, was im Zusam-

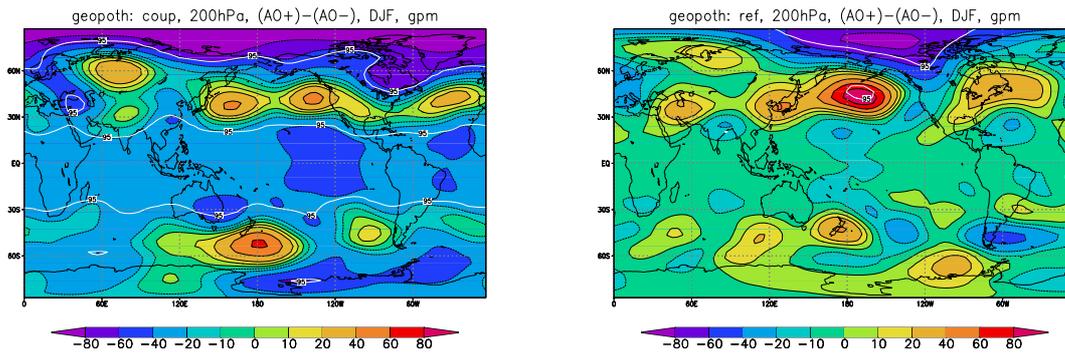


Abbildung 5.44: Differenzen zwischen den AO-Phasen für die mittlere geopotentielle Höhe  $\Phi$  auf 200 hPa in der gekoppelten Simulation (a) und in der Referenzsimulation (b) in [gpm]. 8 Simulationsjahre pro AO-Phase jeder Simulation (siehe Seite 94, sowie Abbildung 5.36 auf Seite 93), DJF. Die Differenzen beziehen sich jeweils auf  $(AO+) - (AO-)$ . Weiße Linien in den Abbildungen kennzeichnen Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber der saisonalen bis interannualen Variabilität der Modelldaten mit mehr als 95% signifikant sind. Zur Abschätzung der Signifikanzen siehe Abschnitt 4.2.

menhang mit der entsprechenden polaren Abkühlung für diese AO-Phase steht. Dies kommt am stärksten über den nordwestlichen Teilen Nordamerikas und nordwärts in Richtung Pol zum Ausdruck. Im gekoppelten Lauf ist dieser Effekt im Vergleich zum Referenzlauf allerdings zonalsymmetrischer, wenn auch nach wie vor mit Schwerpunkt über Nordamerika (z.B. Abbildungen 5.43 a und 5.43 b). Dabei liegt die zugehörige Signifikanz in beiden Simulationen über 95%, während die verschiedenen Abweichungen in mittleren Breiten, die tendenziell eine Erwärmung in der positiven AO-Phase nahelegen, aus statistischer Sicht nicht hinreichend belegt sind.

Es ist aber trotzdem zu bemerken, daß das Muster der Abweichungen im Geopotential zwischen den beiden Phasen der AO gerade dem Muster der Abweichungen zwischen gekoppeltem Lauf und Referenzlauf (Abbildungen 5.27 b und 5.28 b, Seite 85) entspricht, nur mit entgegengesetztem Vorzeichen. Auch dies zeigt erneut die grundsätzliche Neigung der gekoppelten Simulation in Richtung der negativen AO-Phase, d.h. in Richtung eines abgeschwächten, gestörteren Polarwirbels bei gleichzeitig verstärkter troposphärischer Meridionalzirkulation (inklusive eines dadurch verstärkten Subtropen-Jets). Insgesamt muß hier zudem festgehalten werden, daß die konkrete Lage der Maxima in den Differenzen der geopotentiellen Höhe zwischen  $AO+$  und  $AO-$  für den gekoppelten- und den Referenzlauf zum Einen sehr barotrop erscheint (Abbildungen 5.43 a und 5.44 a, bzw. 5.43 b und 5.44 b), und zum Anderen auch zwischen den beiden Simulationen erstaunlich gut übereinstimmt (v.a. für 200 hPa).

Andererseits differieren die Absolutwerte der verschiedenen Maxima deutlich zwischen den beiden Läufen, was auf starke regionale Rückkopplungen im gekoppelten Lauf aufgrund der interaktiven Chemie-Dynamik-Kopplung hindeutet. Weiterhin kann das allgemeine Muster der AO-Differenzen innerhalb der beiden Simulationen, mit Abkühlung, Erwärmung und Abkühlung in der positiven Phase der AO (gegenüber  $AO-$ ), als Indiz für eine Verstärkung auch der baroklinen Wellen in dieser Phase aufgefaßt werden. Ein solches Verhalten würde jedenfalls mit den physikalischen Erwartungen übereinstimmen, da die Stärke des troposphärischen zonalen Grundstromes direkt mit dem polaren

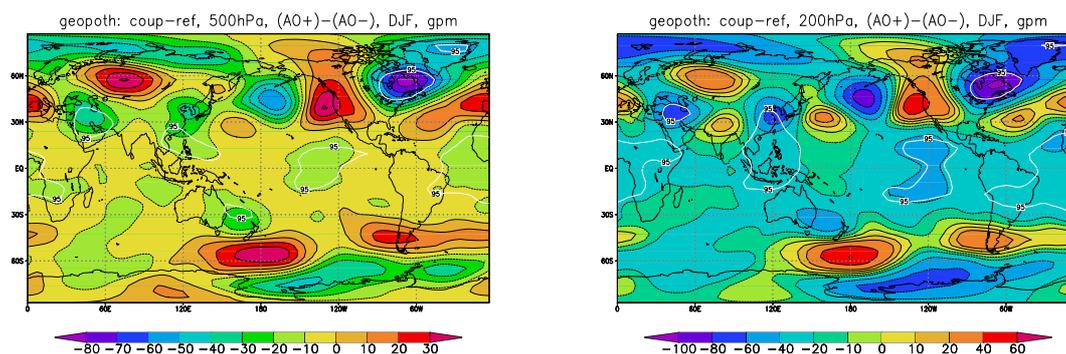


Abbildung 5.45: Differenzen der AO-internen Variabilität der mittleren geopotentiellen Höhe  $\Phi$  auf 500 hPa (a) und auf 200 hPa (b) zwischen der gekoppelten Simulation und der Referenzsimulation in [gpm]. 8 Simulationsjahre pro AO-Phase jeder Simulation (siehe Seite 94, sowie Abbildung 5.36 auf Seite 93), DJF. Die Differenzen entsprechen Abb. 5.43 a–Abb. 5.43 b (Seite 100) und Abb. 5.44 a–Abb. 5.44 b (Seite 101). Weiße Linien in den Abbildungen kennzeichnen Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber der saisonalen bis interannualen Variabilität der Modelldaten mit mehr als 95% signifikant sind. Zur Abschätzung der Signifikanzen siehe Abschnitt 4.2.

stratosphärischen Wirbel verknüpft ist (s.o.), der in der (AO+)-Phase ebenfalls stärker ausgeprägt ist.

Gleichzeitig erzeugt der zonale Grundstrom auch die Kopplung zur troposphärischen Meridionalzirkulation, und damit zum Subtropen-Jet. In dieser Hinsicht sind die Abbildungen 5.45 a und 5.45 b aufschlußreich, die einfach die Differenzen zwischen den zuvor diskutierten internen Variabilitäten der beiden einzelnen Läufe zeigen. Insbesondere auf der 200 hPa-Druckfläche (Abbildung 5.45 b), also im Strahlstromniveau, ist dort ein deutliches Wellenmuster zu erkennen. Dieses Wellenmuster weist auf eine im Vergleich der beiden Simulationen verschiedene Abhängigkeit des Subtropen-Jets von der Phase der AO hin, und belegt damit gleichzeitig auch, daß eine derartige Abhängigkeit prinzipiell besteht.

Dadurch ist von vornherein auch bei der Analyse der meridionalen Variabilität zwischen den AO-Phasen für die mittleren Breiten mit interessanten Ergebnissen zu rechnen. Dies bestätigt sich auch, wie die entsprechenden Abbildungen 5.46 für den Zonalwind und 5.47 für den Meridionalwind zeigen. Dabei sind die internen Abweichungen zwischen den AO-Phasen in der mittleren Atmosphäre für den Zonalwind (Abbildung 5.46) in beiden Simulationen, allerdings deutlicher ausgeprägt im gekoppelten Lauf, wiederum durch ein Wellenzahl 1-Muster gekennzeichnet, was allgemein auf eine Verschiebung des Polarwirbels zwischen den AO-Phasen hindeutet. Die Höhenabhängigkeit der Phase dieses Welle 1-Musters ist zudem geringer als die entsprechende Höhenabhängigkeit des mittleren Zonalwindes der mittleren Breiten selbst (siehe z.B. Abbildung 5.29 a auf Seite 86 im Vergleich zu Abbildung 5.46 a). Daraus folgt, daß der Wirbel sich bei positiver Phase der AO aufrichtet, während sich bei negativer Phase seine Achsenneigung vergrößert. Dies steht im Einklang mit der entsprechenden Diskussion der Unterschiede zwischen den beiden Simulationen, die die größere Neigung des Polarwirbels im mit der negativen Phase der AO assoziierten gekoppelten Lauf zeigte.

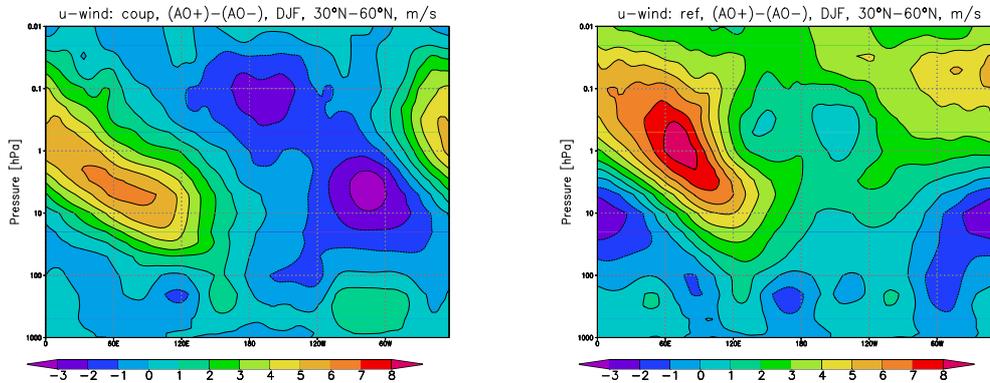


Abbildung 5.46: Meridionalmittel der Differenzen zwischen den AO-Phasen für die Zonalwindkomponente  $u$  in der gekoppelten Simulation (a) und in der Referenzsimulation (b) für  $30^\circ N$  bis  $60^\circ N$  in  $[m/s]$ . 8 Simulationsjahre pro AO-Phase jeder Simulation (siehe Seite 94, sowie Abbildung 5.36 auf Seite 93), DJF. Die Differenzen beziehen sich jeweils auf  $(AO+) - (AO-)$ . Weiße Linien in den Abbildungen kennzeichnen Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber der saisonalen bis interannualen Variabilität der Modelldaten mit mehr als 95% signifikant sind. Zur Abschätzung der Signifikanzen siehe Abschnitt 4.2.

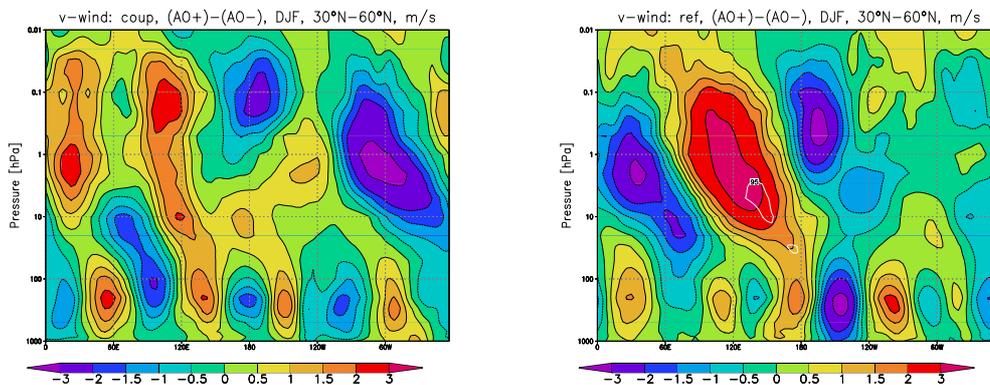


Abbildung 5.47: Meridionalmittel der Differenzen zwischen den AO-Phasen für die Meridionalwindkomponente  $v$  in der gekoppelten Simulation (a) und in der Referenzsimulation (b) für  $30^\circ N$  bis  $60^\circ N$  in  $[m/s]$ . 8 Simulationsjahre pro AO-Phase jeder Simulation (siehe Seite 94, sowie Abbildung 5.36 auf Seite 93), DJF. Die Differenzen beziehen sich jeweils auf  $(AO+) - (AO-)$ . Weiße Linien in den Abbildungen kennzeichnen Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber der saisonalen bis interannualen Variabilität der Modelldaten mit mehr als 95% signifikant sind. Zur Abschätzung der Signifikanzen siehe Abschnitt 4.2.

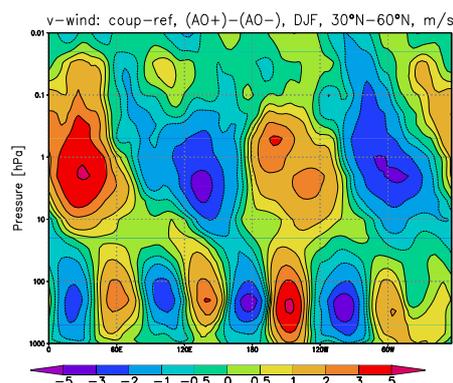


Abbildung 5.48: Meridionalmittel der Differenzen der AO-internen Variabilität für die Meridionalwindkomponente  $v$  zwischen der gekoppelten Simulation und der Referenzsimulation für  $30^\circ N$  bis  $60^\circ N$  in  $[m/s]$ . 8 Simulationsjahre pro AO-Phase jeder Simulation (siehe Seite 94, sowie Abbildung 5.36 auf Seite 93), DJF. Die Differenzen entsprechen Abb. 5.47 a–Abb. 5.47 b (Seite 103). Weiße Linien in den Abbildungen kennzeichnen Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber der saisonalen bis interannualen Variabilität der Modelldaten mit mehr als 95% signifikant sind. Zur Abschätzung der Signifikanzen siehe Abschnitt 4.2.

Die Variabilität des Meridionalwindes (Abbildungen 5.47) zwischen AO+ und AO– zeigt in der mittleren Atmosphäre für beide Simulationen, insbesondere aber für die gekoppelte Simulation (Abbildung 5.47 a), kein eindeutiges Signal. Aufschlußreich ist aber die daraus resultierende Differenz zwischen den beiden Läufen, die in Abbildung 5.48 aufgetragen ist und sehr deutlich ein Wellenzahl 2-Muster vor allem in der Stratosphäre wiedergibt. Folglich ist zu vermuten, daß die Unterschiede zwischen den Läufen, aber auch bezüglich der AO-Phasen innerhalb der Läufe u.a. mit dem unterschiedlichen Einfluß planetarer Wellen auf den Polarwirbel zu tun haben müssen. Dies wiederum impliziert eine veränderte Kopplung zwischen Troposphäre und Stratosphäre im Vergleich von gekoppelter- und Referenzsimulation, da der Ursprung der den Polarwirbel antreibenden planetaren Wellen in der Troposphäre liegt.

Auch dort (in der Troposphäre) ist im Übrigen in Abbildung 5.48 ein sehr ausgeprägtes Signal, diesmal aber mit einer Wellenzahl von 5 bis 6, zu erkennen, welche eine typische Wellenzahl der baroklinen Wellen, aber auch des Subtropen-Jets ist. Veränderungen des letzteren im Vergleich beider Simulationen sind dabei höchstwahrscheinlich ausschlaggebend für das Auftreten dieses Musters, da die instationären baroklinen Wellen sich im klimatologischen Mittel herausmitteln. Allerdings ist natürlich auch von einer gegenseitigen Beeinflussung des Subtropen-Jets und der baroklinen Wellen auszugehen, so daß indirekt auch eine Veränderung im Verhalten der baroklinen Wellen zwischen den beiden Simulationen, und auch im internen Vergleich der beiden AO-Phasen anzunehmen ist.

Betrachtet man das Verhalten der troposphärischen Zonalwinde (Abbildung 5.46) und Meridionalwinde (Abbildung 5.47) der mittleren Breiten zwischen den beiden Phasen der AO noch einmal näher, so lassen sich interessante Unterschiede zwischen den Ergebnissen der beiden Simulationen feststellen. Während nämlich die klimatologischen Maxima des Zonalwindes bei etwa  $160^\circ O$  und  $60^\circ W$  (vgl. z.B. Abbildung 5.13 a auf Seite 70) für den Referenzlauf im Falle von AO+ abgeschwächt, die Minima hingegen verstärkt werden (Abbildung 5.46 b), ist es beim gekoppelten Lauf (Abbildung 5.46 a)

-	$u_{mer,max} > 0$	$u_{mer,min} > 0$	$ v_{mer} $	$u_{zon} > 0$
Ref	AO+ < AO-	AO+ > AO-	AO+ < AO-	AO+ < AO-
Coup	AO+ > AO-	AO+ < AO-	AO+ > AO-	AO+ < AO-

Tabelle 5.3: Verhalten der mittleren troposphärischen Zonal- und Meridionalwindkomponenten  $u$  und  $v$  der mittleren Breiten im Vergleich für die Phasen der AO.  $u_{mer,max}$  sind die klimatologischen Maxima des Zonalwindes,  $u_{mer,min}$  die klimatologischen Minima. Die mittleren Windbeiträge sind aber jeweils positiv (Westwinde).  $v_{mer}$  bezeichnet die klimatologischen Maxima und Minima des Meridionalwindes,  $|v_{mer}|$  deren Beträge.  $u_{zon}$  ist der klimatologische Zonalwind, in mittleren Breiten ein Westwind. *Ref* bezeichnet die Referenzsimulation, *Coup* die gekoppelte Simulation. AO+ ist die positive, AO- die negative Phase der AO, wobei z.B. die Angabe AO+ > AO- eine Verstärkung in der positiven AO-Phase bedeutet. 8 Simulationsjahre pro AO-Phase jeder Simulation (siehe Seite 94, sowie Abbildung 5.36 auf Seite 93), DJF.

gerade entgegengesetzt. Bei den Meridionalwinden erscheinen die troposphärischen Maxima und Minima (siehe Abbildung 5.13 b, Seite 70) in der positiven AO-Phase für den Referenzlauf (Abbildung 5.47 b) allgemein abgeschwächt, für den gekoppelten Lauf (Abbildung 5.47 a) aber verstärkt. Die Übersicht in Tabelle 5.3 stellt die Ergebnisse der beiden Läufe einmal insgesamt gegenüber, wobei noch das bereits zuvor diskutierte entsprechende Verhalten des zonalgemittelten Zonalwindes ergänzt wurde.

In jedem Fall schwächt sich also im zonalen Mittel der troposphärische Subtropen-Jet bei positiver Phase der AO, d.h. bei relativ starkem stratosphärischen Polarwirbel, ab. Beim Referenzlauf deuten aber die Ergebnisse in dieser AO-Phase eine Fokussierung, beim gekoppelten Lauf hingegen eine Amplifizierung des Jets in meridionaler Richtung an. Dabei ist aber noch zu bedenken, daß der gekoppelte Lauf nach den bisherigen Erkenntnissen im Vergleich zum Referenzlauf allgemein zur positiven Phase der AO tendiert. Hinsichtlich der absoluten Stärke des Subtropen-Jets läßt sich somit in etwa folgende Relation aufstellen:

$$Ref_{AO+} < Ref_{AO-} = Coup_{AO+} < Coup_{AO-}$$

Dabei bezeichnet *Ref* die Referenzsimulation, *Coup* die gekoppelte Simulation, die Indizes AO+ und AO- beziehen sich auf die jeweilige AO-Phase. Insgesamt sieht es damit so aus, daß sich der Subtropen-Jet, solange er relativ schwach ist (Referenzlauf), bei Verstärkung zunächst meridional amplifiziert. Erreicht er jedoch eine gewisse absolute Stärke, so kommt es bei weiterer Verstärkung wiederum zu einer meridionalen Fokussierung des Jets (gekoppelter Lauf).

## 5.5 Eliassen-Palm-Flüsse in den Modellläufen

In Ergänzung der in den vorangegangenen Abschnitten dargestellten Analysen der beiden im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Langzeitsimulationen wurden zudem die in diesen Läufen auftretenden Eliassen-Palm-Flüsse (EP-Flüsse) untersucht. Dabei handelt es sich um eine kombinierte Auswertung der atmosphärischen Wärme- und Impulsflüsse, deren Methodik in Abschnitt 4.5 näher erläutert ist. Als Datenbasis hierfür dienten diesselben 8-jährigen Abschnitte des Referenzlaufes und des gekoppelten Laufes, die bereits zur Diskussion der AO in den Modellläufen (Abschnitt 5.4) genutzt wurden, d.h. auch hier wird jeweils eine Unterscheidung bezüglich der beiden Phasen

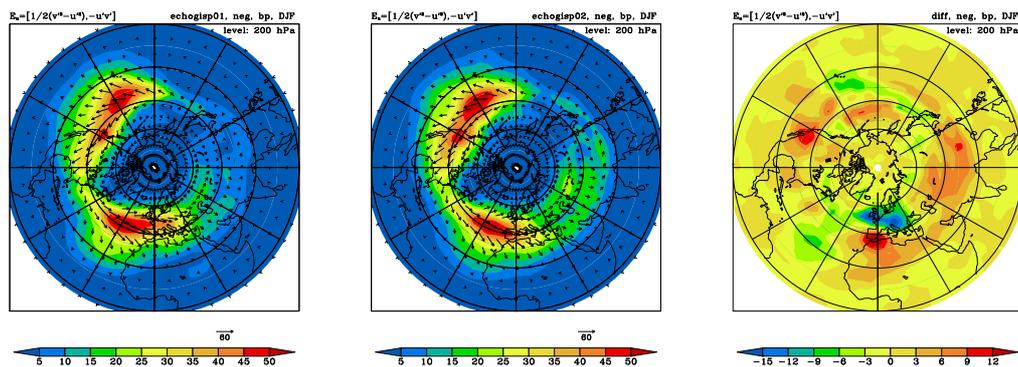


Abbildung 5.49: Horizontaler Eliassen-Palm-Fluß der Nordhemisphäre auf 200 hPa für die negative Phase der AO in  $[m^2/s^2]$ . Zeitlich gefiltert für 2–6 Tage. Referenzsimulation (a), gekoppelte Simulation (b) und Differenz gekoppelte Simulation – Referenzsimulation (c). 8 Simulationsjahre pro AO-Phase jeder Simulation (siehe Seite 94, sowie Abbildung 5.36 auf Seite 93), DJF. Zur Berechnung der Eliassen-Palm-Flüsse siehe Abschnitt 4.5.

der AO vorgenommen. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit kann dabei lediglich ein kurzer Abriss ausgewählter Ergebnisse dieser Analysen gegeben werden, eine ausführlichere Darstellung findet sich bei *Otto* [2007].

Für die Darstellung des horizontalen Eliassen-Palm-Flusses in der Troposphäre ist hier insbesondere das 200 hPa-Druckniveau interessant, welches in etwa auf der Höhe des troposphärischen Windmaximums liegt. Bandpassgefiltert (Zeitskala 2–6 Tage) entspricht dies einer Betrachtung der sogenannten Stormtracks, d.h. der mittleren Zugbahnen synoptischer Störungen des zonalen Grundstromes. Bei diesen Störungen handelt es sich hauptsächlich um die baroklinen Wellen der mittleren Breiten, aber auch um Variationen des troposphärischen Subtropen-Jets. In jedem Fall werden dadurch Wärme und Impuls transportiert, was durch die Eliassen-Palm-Flüsse quantifiziert werden kann. Abbildung 5.49 zeigt die horizontalen EP-Flüsse in der negativen Phase der AO für den Referenzlauf, den gekoppelten Lauf und die Differenz zwischen beiden, in Abbildung 5.50 folgt die analoge Darstellung bezüglich der positiven AO-Phase.

Abbildung 5.49 läßt für beide Simulationen eine ringförmige Struktur der EP-Flüsse mit Schwerpunkt in den mittleren Breiten erkennen, wobei sich 2 deutliche Maxima zeigen. Eines liegt im Bereich des östlichen Nordpazifik bis über Nordamerika, und eines über dem Nordatlantik, wobei es sich bis nach West- und Mitteleuropa erstreckt. Dies sind gerade die nordhemisphärischen Zentren der synoptischen Aktivität, die sich vor allem im Winter durch starke Baroklinität auszeichnen. Im Vergleich der Ergebnisse der beiden Läufe (Abbildung 5.49 c) zeigt sich insbesondere über Westeuropa eine klare Dipolstruktur, die auf eine südwärts gerichtete Verschiebung des atlantischen Stormtracks in der gekoppelten Simulation hindeutet. Zugleich gibt es aber noch einen zweiten, deutlich schwächeren Dipol über dem Nordpazifik, der die gegenteilige Tendenz aufweist, d.h. eine Verschiebung des pazifisch-nordamerikanischen Stormtracks nach Norden. Hier prägt sich einmal mehr die mit der Struktur der AO zusammenhängende Asymmetrie der atlantischen und der pazifischen Zirkulationsmuster durch.

Ein weiterer Unterschied des gekoppelten Laufes zur Referenzsimulation in Abbildung 5.49 c ist die Verstärkung der EP-Flüsse direkt über Nordamerika, sowie über dem asia-

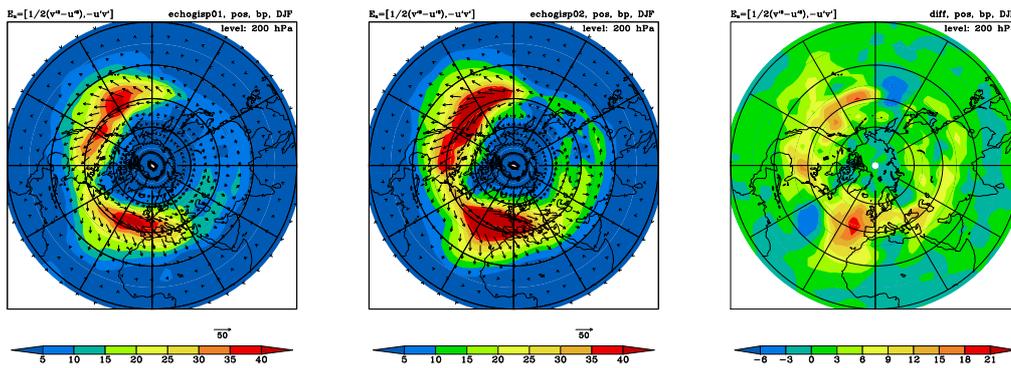


Abbildung 5.50: Horizontaler Eliassen-Palm-Fluß der Nordhemisphäre auf 200 hPa für die positive Phase der AO in  $[m^2/s^2]$ . Zeitlich gefiltert für 2–6 Tage. Referenzsimulation (a), gekoppelte Simulation (b) und Differenz gekoppelte Simulation – Referenzsimulation (c). 8 Simulationsjahre pro AO-Phase jeder Simulation (siehe Seite 94, sowie Abbildung 5.36 auf Seite 93), DJF. Zur Berechnung der Eliassen-Palm-Flüsse siehe Abschnitt 4.5.

tischen Kontinent, was insgesamt auf eine Verstärkung der Stormtracks für den gekoppelten Lauf bei negativer AO hinweist. Bei positiver AO-Phase (Abbildung 5.50), also in Verbindung mit einem starken stratosphärischen Polarwirbel, fällt diese Verstärkung der Stormtracks im Vergleich der beiden Simulationen (Abbildung 5.50 c) sogar noch stärker auf. Die Zentren der Wellenanregung liegen immer noch über dem östlichen Nordpazifik und Nordamerika, sowie über dem nördlichen Atlantik und Europa, wobei in dieser Phase der AO aber auch über Zentralasien ein deutliches Signal zu erkennen ist. Insgesamt zeigt die (AO+)-Phase des gekoppelten Laufes damit die stärksten Stormtracks, d.h. den größten Einfluß der synoptischskaligen Störungen auf den troposphärischen zonalen Grundstrom. Die Berücksichtigung der stratosphärischen interaktiven Chemie-Dynamik-Rückkopplung verbessert somit also indirekt die troposphärischen Wellenausbreitungsbedingungen.

Neben der Diskussion der horizontalen EP-Flüsse ist auch eine entsprechende Auftragung im Breiten-Höhen-Schnitt aufschlußreich. Dies ist vor allem im Hinblick auf die dynamische Kopplung zwischen Troposphäre und mittlerer Atmosphäre durch die vertikalen, an aufsteigende planetare Wellen gebundenen Wärme- und Impulstransporte zu sehen. In den Abbildungen 5.51 und 5.52 sind die für den Referenzlauf und den gekoppelten Lauf aufgetragenen zonalgemittelten EP-Flüsse in der negativen Phase der AO dargestellt, wobei zusätzlich noch in stationäre (Abbildung 5.51) und transiente Flüsse (Abbildung 5.52) unterschieden wird. Diese Differenzierung resultiert formal aus dem Ansatz der Divergenzfreiheit des meridional-vertikalen Anteiles der dreidimensionalen EP-Flüsse bei linearen, stetigen und konservativen Wellen auf einer reinen Zonalströmung, und entspricht einer Trennung der EP-Flüsse infolge quasistatischer, stehender -, bzw. veränderlicher, wandernder Wellen. In der Troposphäre schließt der transiente Anteil der EP-Flüsse auch den Beitrag der synoptischskaligen baroklinen Wellen der Troposphäre ein.

Das auffälligste Charakteristikum beim Vergleich der beiden Simulationen für die negative AO-Phase (Abbildungen 5.51 und 5.52) ist eine Antikorrelation der stationären und der transienten EP-Flüsse, wobei in der Referenzsimulation der stationäre, in der

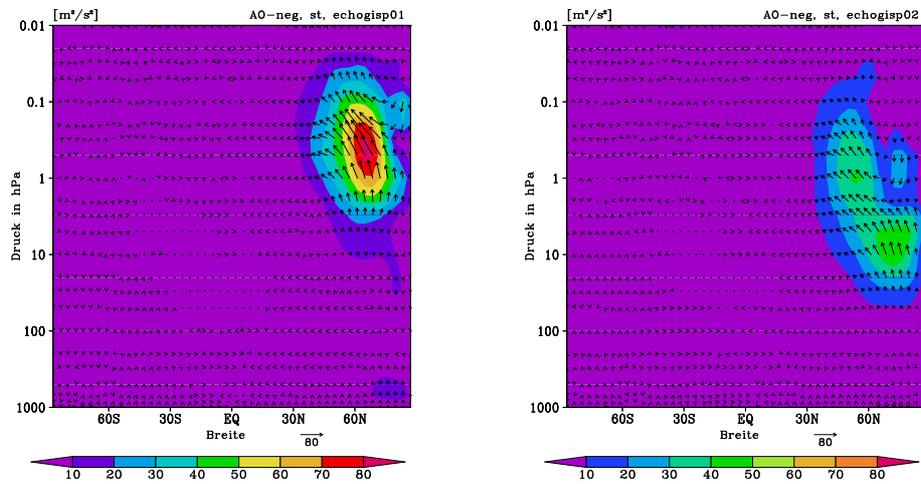


Abbildung 5.51: Zonalmittel des stationären Anteiles des vertikalen Eliassen-Palm-Flusses für die negative Phase der AO in der Referenzsimulation (a) und in der gekoppelten Simulation (b) in  $[m^2/s^2]$ . 8 Simulationsjahre pro AO-Phase jeder Simulation (siehe Seite 94, sowie Abbildung 5.36 auf Seite 93), DJF. Zur Berechnung der Eliassen-Palm-Flüsse siehe Abschnitt 4.5.

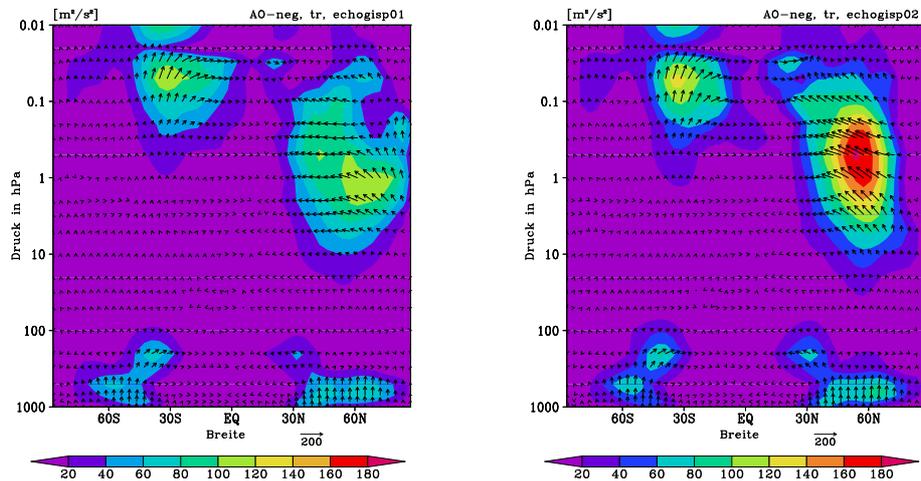


Abbildung 5.52: Zonalmittel des transienten Anteiles des vertikalen Eliassen-Palm-Flusses für die negative Phase der AO in der Referenzsimulation (a) und in der gekoppelten Simulation (b) in  $[m^2/s^2]$ . 8 Simulationsjahre pro AO-Phase jeder Simulation (siehe Seite 94, sowie Abbildung 5.36 auf Seite 93), DJF. Zur Berechnung der Eliassen-Palm-Flüsse siehe Abschnitt 4.5.

gekoppelten Simulation hingegen der transiente EP-Fluß größer ist. Dies kann dahingehend interpretiert werden, daß sich offenbar auch die Bedingungen für die vertikale Wellenausbreitung in den beiden Läufen wesentlich unterscheiden, und im gekoppelten Lauf das Gleichgewicht zwischen den stationären und transienten EP-Flüssen zugunsten letzterer verschoben ist. Auch relativ gesehen gibt es daher im gekoppelten Lauf mehr Anregung infolge transienter Wellen. Die stratosphärischen Maximalwerte der transienten EP-Flüsse liegen im Referenzlauf bei etwa  $120 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$  gegenüber  $80 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$  bei den stationären EP-Flüssen (Abbildungen 5.52 a und 5.51 a), und im gekoppelten Lauf bei etwa  $180 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$  gegenüber  $60 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$  (Abbildungen 5.52 b und 5.51 b). Im Verhältnis gesehen entspricht dies etwa 3 : 2 für die transienten Flüsse im Referenzlauf und etwa 3 : 1 im gekoppelten Lauf.

Diese beiden Quotienten zeigen aber auch, daß schon im Referenzlauf von vornherein eine stärkere Wellenanregung des Polarwirbels durch die transienten Wellen erfolgt, dieser Effekt verstärkt sich im gekoppelten Lauf lediglich. Unabhängig davon ist jedoch zu bemerken, daß es in der absoluten Summe der auftretenden EP-Flüsse eine stärkere stratosphärische Wellenanregung für den gekoppelten Lauf gibt (s.o., sowie Abbildungen 5.51 und 5.52). Da dieser Lauf allgemein einen abgeschwächten Polarwirbel beinhaltet, deutet sich hier ein stabilisierendes Kompensationsprinzip an, das bei Abschwächung des stratosphärischen Wirbels zu mehr troposphärischer Wellenaktivität, und damit verbunden zu mehr Wellenanregung in der mittleren Atmosphäre führt, was den Polarwirbel tendenziell wieder verstärkt. Bei initialer Verstärkung des stratosphärischen Wirbels würde hingegen gerade die umgekehrte Kaskade in Gang gesetzt, die dann letztlich der Verstärkung des Wirbels entgegenwirkt.

In Abbildung 5.52 für die transienten EP-Flüsse ist außer in der polaren Stratosphäre und Mesosphäre auch in der Troposphäre beider Hemisphären eine Anregung der Zirkulation durch Wärme- und Impulsübertrag der synoptischskaligen, baroklinen Wellen zu erkennen. Dies gilt sowohl für den zonalen Grundstrom der mittleren Breiten, als auch für die Subtropen-Jets. Die Anregung der Subtropen-Jets antikorreliert aber wiederum mit der Anregung des Polarwirbels, sie ist nämlich auf der Sommerhemisphäre (ohne Polarwirbel) stärker. Hinsichtlich der in Abbildung 5.52 auftretenden Signale in der Mesosphäre (oberhalb 0.1 hPa) ist von Randeffekten der Modellierung auszugehen, die durch Reflektion von Wellen an der Modellobergrenze entstehen. Diese Effekte können daher nicht physikalisch interpretiert werden.

Die bisher für die negative Phase der AO dargestellten Ergebnisse zur vertikalen Wellenausbreitung und Wellenanregung lassen sich ebenso für die positive AO-Phase, d.h. bei vergleichsweise starkem Polarwirbel verifizieren (Abbildungen 5.53 und 5.54). Auch hier favorisiert insbesondere der gekoppelte Lauf die Anregung durch transiente EP-Flüsse, wobei aber in beiden Läufen von vornherein eine stärkere Anregung über transiente Wellen gegeben ist. Die absolute Wellenanregung für den gekoppelten Lauf ist auch in dieser AO-Phase stärker, als für den Referenzlauf. Zudem zeigen sich in der Troposphäre für beide Läufe die schon für die negative Phase der AO angesprochenen troposphärischen Muster der transienten EP-Flüsse.

Ein wesentlicher Unterschied zwischen den Phasen der AO besteht darin, daß in der positiven Phase sowohl für den Referenzlauf, als auch für den gekoppelten Lauf die transienten EP-Flüsse noch einmal deutlich verstärkt, die stationären EP-Flüsse hingegen abgeschwächt werden (Abbildungen 5.53 und 5.54 gegenüber 5.51 und 5.52). Hier liegen

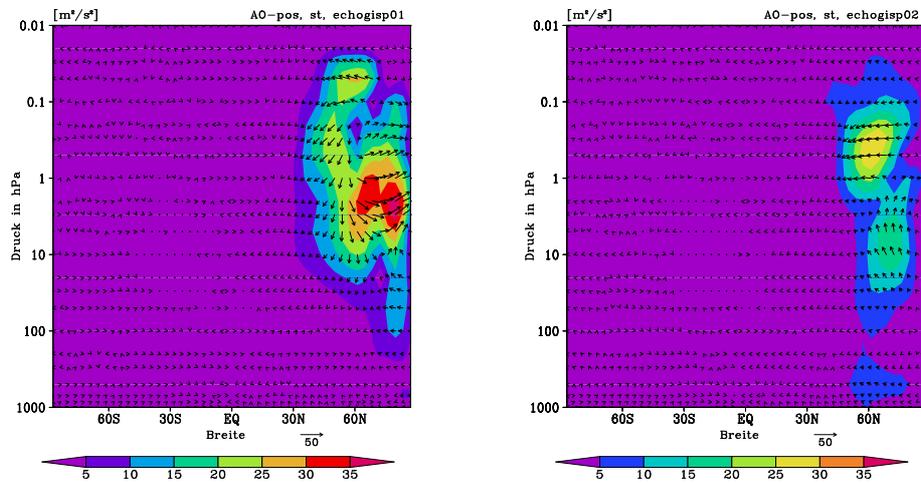


Abbildung 5.53: Zonalmittel des stationären Anteiles des vertikalen Eliassen-Palm-Flusses für die positive Phase der AO in der Referenzsimulation (a) und in der gekoppelten Simulation (b) in  $[m^2/s^2]$ . 8 Simulationsjahre pro AO-Phase jeder Simulation (siehe Seite 94, sowie Abbildung 5.36 auf Seite 93), DJF. Zur Berechnung der Eliassen-Palm-Flüsse siehe Abschnitt 4.5.

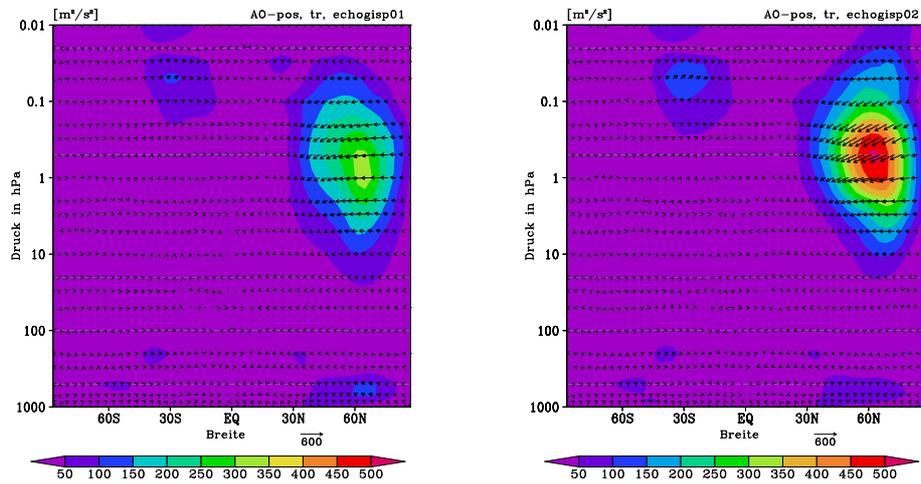


Abbildung 5.54: Zonalmittel des transienten Anteiles des vertikalen Eliassen-Palm-Flusses für die positive Phase der AO in der Referenzsimulation (a) und in der gekoppelten Simulation (b) in  $[m^2/s^2]$ . 8 Simulationsjahre pro AO-Phase jeder Simulation (siehe Seite 94, sowie Abbildung 5.36 auf Seite 93), DJF. Zur Berechnung der Eliassen-Palm-Flüsse siehe Abschnitt 4.5.

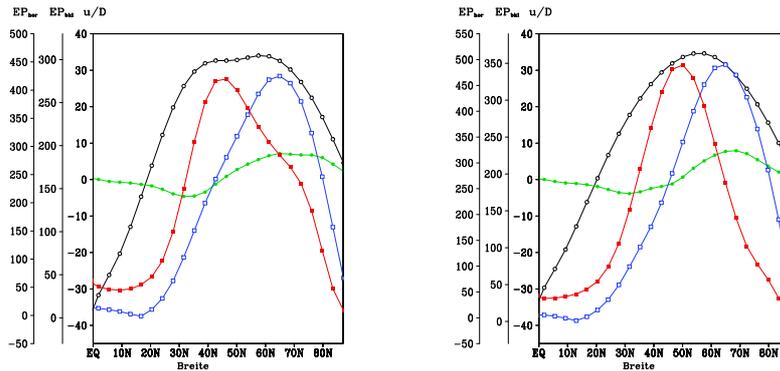


Abbildung 5.55: Zonalgemittelter stratosphärischer Schnitt des Zonalwindes  $u$  (schwarz) in  $[m/s]$ , des baroklinen Eliassen-Palm-Flusses  $EP_{bkl}$  (blau) in  $[m^2/s^2]$ , des barotropen Eliassen-Palm-Flusses  $EP_{hor}$  (rot) in  $[m^2/s^2]$  und der Divergenz  $D$  des Eliassen-Palm-Flusses (grün) in  $[10^{-5}m/s^2]$  auf 1 hPa für die negative Phase der AO in der Referenzsimulation (a) und in der gekoppelten Simulation (b). 8 Simulationsjahre pro AO-Phase jeder Simulation (siehe Seite 94, sowie Abbildung 5.36 auf Seite 93), DJF. Zur Berechnung der Eliassen-Palm-Flüsse siehe Abschnitt 4.5.

die stratosphärischen Maximalwerte der transienten EP-Flüsse im Referenzlauf bei etwa  $350 m^2s^{-2}$  gegenüber  $35 m^2s^{-2}$  für die stationären EP-Flüsse (Abbildungen 5.54 a und 5.53 a), und im gekoppelten Lauf bei etwa  $500 m^2s^{-2}$  gegenüber  $30 m^2s^{-2}$  (Abbildungen 5.54 b und 5.53 b). Dies führt zu relativen Verhältnissen der maximalen strato-mesosphärischen Wellenanregung des Polarwirbels von etwa 10 : 1 für die transienten Flüsse im Referenzlauf und sogar rund 15 : 1 im gekoppelten Lauf. Eine Erklärung hierfür ist darin zu sehen, daß bei positiver AO-Phase, also bei starkem stratosphärischen Polarwirbel, auch die Aktivität der troposphärischen Wellen deutlich erhöht ist, was wiederum zu verstärkter Anregung des Polarwirbels durch transiente EP-Flüsse führt. Bei negativer AO, also bei schwachem stratosphärischen Polarwirbel, kommt hingegen die Anregung durch die klimatologischen, stationären planetaren Wellen der Troposphäre stärker zur Geltung.

Zusätzlich zur in beiden Fällen zweidimensional aufgelösten Analyse der horizontalen und der vertikalen EP-Flüsse erweist sich auch eine eindimensionale, nur meridional differenzierte Betrachtung als instruktiv, da sich hier die gegenseitige Abhängigkeit der EP-Flüsse und des stratosphärischen Wirbels besser überblicken läßt. Dazu sind in Abbildung 5.55 für die negative, und in Abbildung 5.56 für die positive Phase der AO jeweils der Zonalwind und die EP-Flüsse in der Stratosphäre bei 1 hPa aufgetragen, weiterhin die zugehörige Divergenz des EP-Flusses. Die Unterscheidung der EP-Flüsse bezieht sich hier explizit auf durch barotrope oder durch barokline Prozesse angeregte Wärme- und Impulstransporte, was bis zu einem gewissen Grade wieder mit der Aufspaltung der Anregung durch stationäre oder durch transiente Wellenanteile korreliert.

Abbildung 5.55 dokumentiert zunächst die deutliche Erhöhung der EP-Flüsse im gekoppelten Lauf gegenüber dem Referenzlauf in der negativen AO-Phase. Dabei ist zu beachten, daß die jeweiligen Achseneinteilungen für die beiden Läufe nicht konsistent gewählt wurden, um dadurch eines anderen interessanten Detail besser zur Geltung zu bringen. Es zeigt sich nämlich eine direkte Abhängigkeit des Maximums des mittleren

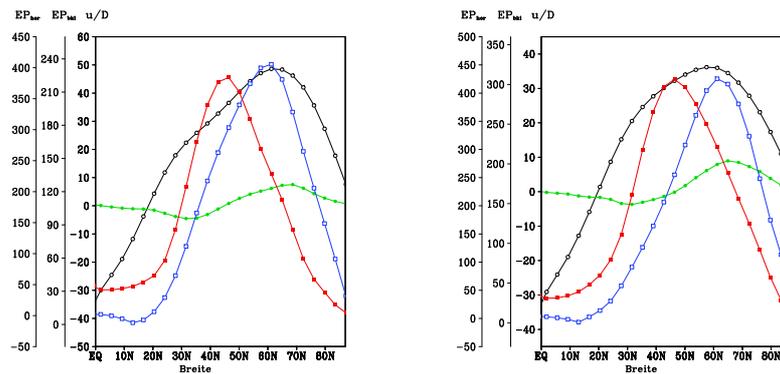


Abbildung 5.56: Zonalgemittelter stratosphärischer Schnitt des Zonalwindes  $u$  (schwarz) in  $[m/s]$ , des baroklinen Eliassen-Palm-Flusses  $EP_{bkl}$  (blau) in  $[m^2/s^2]$ , des barotropen Eliassen-Palm-Flusses  $EP_{hor}$  (rot) in  $[m^2/s^2]$  und der Divergenz  $D$  des Eliassen-Palm-Flusses (grün) in  $[10^{-5}m/s^2]$  auf 1 hPa für die positive Phase der AO in der Referenzsimulation (a) und in der gekoppelten Simulation (b). 8 Simulationsjahre pro AO-Phase jeder Simulation (siehe Seite 94, sowie Abbildung 5.36 auf Seite 93), DJF. Zur Berechnung der Eliassen-Palm-Flüsse siehe Abschnitt 4.5.

Zonalwindes und der Maxima der EP-Flüsse. Diese treten gerade dort auf, wo auch der Polarwirbel am stärksten ist, bzw. der Polarwirbel bildet sich dort am stärksten aus, wo er durch die EP-Flüsse auch am stärksten angeregt wird. Daß es tatsächlich auch eine Anregung des Polarwirbels durch die EP-Flüsse gibt, zeigt die Divergenz des EP-Flusses (grüne Kurve in Abbildung 5.55), die ab etwa  $40^\circ N$  positiv wird. Weiter südlich liegt hingegen eine Konvergenz vor, so daß dort umgekehrt eher eine Anregung von Wellen durch den Polarwirbel erfolgt. Meridional ist eine Verschiebung der EP-Fluß-Maxima gegeneinander festzustellen, wobei das barotrope Maximum jeweils südlicher liegt, also mehr im Außenbereich des stratosphärischen Wirbels. Im gekoppelten Lauf schieben sich diese beiden Maxima allerdings stärker zusammen, was mit einer Fokussierung des Zonalwindmaximums, und somit mit der Abschwächung des Polarwirbels zusammenhängt.

Das gleiche Gesamtbild zeigt sich auch für die positive Phase der AO (Abbildung 5.56), wobei aber die EP-Flüsse insgesamt etwas abgeschwächt sind. Dies entspricht wieder dem bereits im Zusammenhang mit den vertikalen EP-Flüssen festgestellten Kompensationsprinzip, nach dem ein relativ starker stratosphärischer Wirbel (bei AO+) eine insgesamt geringere, ein relativ schwacher Wirbel (AO-) aber eine insgesamt erhöhte troposphärische Wellenanregung bedingt. Darüberhinaus zeigt Abbildung 5.56 noch ein unterschiedliches Verhalten des Zonalwindes für die beiden Simulationen in der positiven Phase der AO. Beim Referenzlauf erhöht sich dessen Maximalbetrag gegenüber der negativen AO-Phase, und außerdem kommt es zu einer meridionalen Fokussierung dieses Maximums. Beim gekoppelten Lauf entfällt die Erhöhung der Maximalwerte, es kommt lediglich zu der meridionalen Fokussierung des Polarwirbels. Dies unterstreicht noch einmal, daß sich der gekoppelte Lauf, der allgemein eher die negative Phase der AO (schwacher Polarwirbel) bevorzugt, somit vor allem bezüglich der Ausprägung der positiven Phase der AO deutlich vom Referenzlauf unterscheidet.

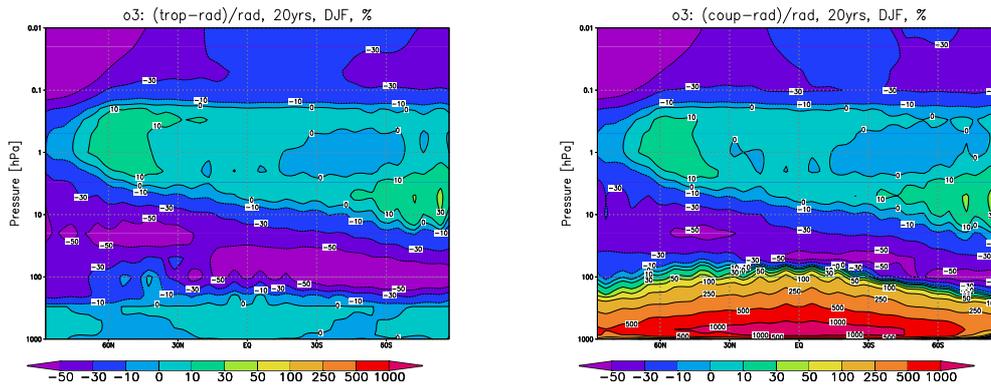


Abbildung 5.57: Zonalmittel der relativen Abweichung des Ozonmischungsverhältnisses der troposphärischen Simulation (a), bzw. der gekoppelten Simulation (b) zur Ozonparameterisierung in [%] bezüglich der Werte der Ozonparameterisierung. Simulationsjahre 6 – 25, DJF.

## 5.6 Der Einfluß des troposphärischen Ozons

Der grundlegende Gedanke bei der vergleichenden Diskussion der beiden durchgeführten Langzeitsimulationen besteht darin, daß in der Referenzsimulation über die Parameterisierung des Ozons für den Strahlungsantrieb ein ganz bestimmter chemisch-dynamischer Zustand des Modelles erzwungen wird, während es in der gekoppelten Simulation seinen chemisch-dynamischen Gleichgewichtszustand frei einnehmen kann. Dadurch läßt sich der gegenseitige Einfluß chemischer und dynamischer Prozesse aufeinander, d.h. die Chemie-Dynamik-Rückkopplung, näher untersuchen. Eine Problematik bei der praktischen Umsetzung dieser Konzeption innerhalb eines globalen, voll gekoppelten Klimamodelles, in der vorliegenden Arbeit innerhalb ECHO-GiSP, besteht nun darin, daß man (heutzutage) im Hinblick auf lange Klimäläufe infolge technischer Limitierungen kaum umhin kommt, sich mit einer vereinfachten, stratosphärischen Chemie zu begnügen. Damit verbunden müssen dann zumindest die troposphärischen Randbedingungen der modellierten chemischen Konstituenten, insbesondere für Ozon, letztlich doch festgelegt werden, was wiederum eine hier eigentlich unerwünschte direkte Einflußnahme auf die Resultate der Modellierung nach sich zieht.

Solange dieser Einfluß gering ausfällt muß er nicht explizit beachtet werden, es zeigt sich jedoch, daß dem trotz der vergleichsweise geringen Strahlungswirkung des troposphärischen Ozons nicht so ist. Hierin liegt auch der Grund für die Durchführung einer dritten, kürzeren ECHO-GiSP-Simulation (25 Simualtionsjahre) mit deutlich veränderten troposphärischen Randbedingungen für das in der oberen Troposphäre und in der mittleren Atmosphäre interaktiv modellierte Ozon (Verringerung des troposphärischen Ozons mit einem Faktor von ca. 2 – 10 mit Schwerpunkt auf der unteren tropischen Troposphäre, s.u.). Diese hier als troposphärischer Lauf bezeichnete Simulaton stellt somit einen Sensitivitätstest der im Vergleich von gekoppeltem Lauf und Referenzlauf diskutierten Ergebnisse der vorliegenden Arbeit hinsichtlich des Einflusses der troposphärischen Chemie dar. Dabei soll hier noch einmal explizit darauf hingewiesen werden, daß die für den gekoppelten Lauf verwendeten Randbedingungen des troposphärischen Ozons bewußt realistisch gewählt wurden, um so bezüglich der Ergebnisse einer auch in der Troposphäre voll interaktiven Chemie-Dynamik-Rückkopplung möglichst nahe zu kommen.

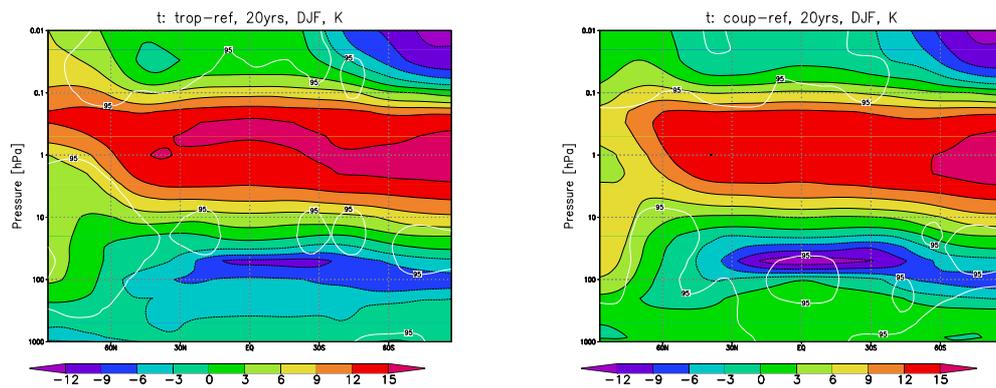


Abbildung 5.58: Zonalmittel der Differenz der Temperatur  $T$  der troposphärischen Simulation (a), bzw. der gekoppelten Simulation (b) zur Referenzsimulation in  $[K]$ . Simulationsjahre 6 – 25, DJF. Weiße Linien in den Abbildungen kennzeichnen Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber der saisonalen bis dekadischen Variabilität der Modelldaten mit mehr als 95% signifikant sind. Zur Abschätzung der Signifikanzen siehe Abschnitt 4.2.

Abbildung 5.57 b, die die bereits aus Abbildung 5.34 b (Seite 91) bekannte Differenz zwischen dem Ozon der gekoppelten Simulation und dem in der Referenzsimulation parameterisierten Ozon zeigt, diesmal jedoch in relativer Auftragung, weist in der Troposphäre allgemein deutlich erhöhte Werte für den gekoppelten Lauf aus (vgl. Abschnitt 3.4.2). Dies gilt insbesondere für die untere tropische Troposphäre, wo die Ozonwerte um etwa eine Größenordnung von dem für die Strahlung parameterisierten Ozon abweichen. Ursache dieser Abweichung ist gerade die Tatsache, daß für den gekoppelten Lauf *realistische* troposphärische Randbedingungen des Ozons gewählt wurden, da die Ozon-Parameterisierung (nach Gleichung 3.21, Seite 34) in der Troposphäre deutlich zu niedrige Mischungsverhältnisse generiert. Für die troposphärische Simulation wurden die festzulegenden Ozonrandbedingungen aber gerade so angesetzt, daß sie im Wesentlichen dem im Referenzlauf parameterisierten Ozon entsprechen (Abbildung 5.57 a, Troposphäre). Tendenziell ist dadurch bereits mit einer troposphärischen Abkühlung der Zusatzsimulation gegenüber dem gekoppelten Lauf zu rechnen, wobei aber zu klären bleibt, wie stark sich dies letztlich durchprägt und wie homogen dieser Effekt ausfällt.

In dieser Hinsicht ist insbesondere ein Blick auf die sich ergebenden zonal gemittelten Temperaturen, bzw. auf die jeweiligen Differenzen zum Referenzlauf im Vergleich der troposphärischen Simulation (Abbildung 5.58 a) zur gekoppelten Simulation (Abbildung 5.58 b) aufschlußreich. Dabei ist zuvor noch zu bemerken, daß wegen der aus technischen Gründen insgesamt nur 25 Simulationsjahre umfassenden troposphärischen Simulation lediglich relativ kurze zeitliche Abschnitte von 20 Simulationsjahren verglichen werden können. Die ersten 5 Simulationsjahre müssen auch hier als Einschwingphase des Modelles gewertet werden. Die restlichen Jahre fallen zwar ebenfalls in die für die beiden langen Simulationen angenommene Einschwingphase von 30 Simulationsjahren, zum Zwecke des qualitativen Abgleiches der drei Simulationen erscheint dies aber unbedenklich. Eine Folge des mit 20 Jahren gegenüber zuvor 120 Jahren deutlich verkürzten Vergleichszeitraumes ist aber, daß z.T. auch die zu den jeweiligen Differenzen gehörigen Signifikanzen geringer werden.

Für die Stratosphäre und Mesosphäre unterscheiden sich die Mitteltemperaturen des troposphärischen und des gekoppelten Laufes erwartungsgemäß kaum. Im Vergleich zum Referenzlauf ist allerdings der troposphärische Lauf (Abbildung 5.58 a) dort insgesamt etwas wärmer als der gekoppelte Lauf (Abbildung 5.58 b), d.h. sowohl bei den positiven Differenzen im Bereich der Stratopause (1 hPa), als auch bei der Abkühlung in der unteren tropischen Stratosphäre. Diese fällt daher gegenüber dem gekoppelten Lauf beim troposphärischen Lauf etwas geringer aus, obwohl gleichzeitig die troposphärischen Temperaturen ein deutliches Abkühlungssignal zeigen. Dabei sind die Temperaturen nicht nur im relativen Vergleich zur gekoppelten Simulation im troposphärischen Lauf erniedrigt, sondern zeigen auch in der absoluten Differenz zum Referenzlauf eine Umkehrung des Vorzeichens. Während die Troposphäre im gekoppelten Lauf gegenüber dem Referenzlauf allgemein erwärmt ist (Abbildung 5.58 b), ist sie im troposphärischen Lauf überwiegend kälter als der Referenzlauf (Abbildung 5.58 a). Die absolute Differenz der troposphärischen Temperaturen im gekoppelten und im troposphärischen Lauf (hier keine Abbildung) beläuft sich auf etwa 2 bis 3 K.

Neben der allgemeinen troposphärischen Abkühlung ist aber in Abbildung 5.58 a in den polaren Breiten der Nordhemisphäre ab der mittleren Troposphäre auch wie beim gekoppelten Lauf eine Erwärmung im Vergleich zum Referenzlauf zu erkennen. Diese ist absolut gesehen gegenüber der Erwärmung des gekoppelten Laufes (Abbildung 5.58 b) zwar etwas verringert, weist aber die gleiche Struktur auf. Ursache dieser Erwärmung im Vergleich zum Referenzlauf ist offenbar in beiden Fällen die aus der Chemie-Dynamik-Rückkopplung resultierende Abschwächung des stratosphärischen Polarwirbels in den interaktiven Läufen, die zu stärkerer meridionaler Durchmischung in der Stratosphäre und zu verringertem Aufsteigen im Inneren des Wirbels führt. Beide dynamischen Effekte kontrollieren indirekt auch die Temperaturen bis in die obere Troposphäre, d.h. unterhalb des eigentlichen Polarwirbels, während die sonstigen troposphärischen Mitteltemperaturen hauptsächlich über die Strahlungsbilanz gesteuert werden.

Die bis in die untere Stratosphäre reichende Abkühlung des troposphärischen Laufes gegenüber dem Referenzlauf (Abbildung 5.58 a) kompensiert dabei im Wesentlichen die Erwärmung der darüberliegenden Luftschichten (und umgekehrt), da sich der solare Energieeintrag praktisch nicht ändert. Beim gekoppelten Lauf ist dies grundsätzlich ebenso (Abbildung 5.58 b), es gibt aber aufgrund des im Vergleich zum Referenzlauf erhöhten troposphärischen Ozons zusätzlich eine überlagerte Erwärmung in der Troposphäre. Diese wird durch die bereits angesprochene etwas geringere Erwärmung in der mittleren Stratosphäre bis Mesosphäre, sowie die stärkere Abkühlung in der unteren tropischen Stratosphäre ausgeglichen.

Im Anschluß an die Diskussion der zonalen Mitteltemperaturen im Vergleich von troposphärischer und gekoppelter Simulation ist das sich ergebende Bild hinsichtlich der geopotentiellen Höhen der 500 hPa- und der 200 hPa-Druckfläche ebenfalls konsistent. Die Differenzen des troposphärischen Laufes zum Referenzlauf (Abbildungen 5.59 a und 5.60 a) weisen bis in die mittleren Breiten der winterlichen Nordhemisphäre gerade die umgekehrte Charakteristik auf, wie die Differenzen des gekoppelten Laufes zum Referenzlauf (Abbildungen 5.59 b und 5.60 b). Dabei vergrößert sich entsprechend der erhöhten troposphärischen Temperaturen die Schichtdicke im gekoppelten Lauf gegenüber dem Referenzlauf eher, während sie sich im troposphärischen Lauf wegen der Abkühlung im Bezug auf den Referenzlauf verringert. In der sommerlichen Antarktis ist dieses Verhalten aber in beiden interaktiven Simulationen zumindest abgeschwächt, was

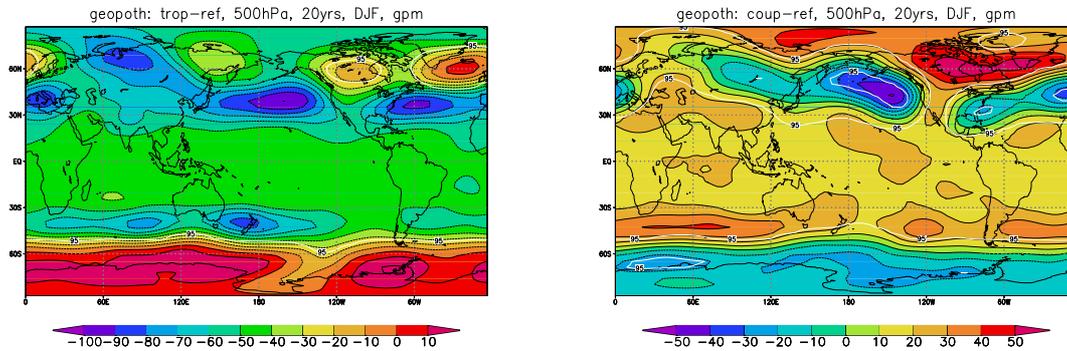


Abbildung 5.59: Differenz der mittleren geopotentiellen Höhe  $\Phi$  auf 500 hPa zwischen der troposphärischen Simulation (a), bzw. der gekoppelten Simulation (b) und der Referenzsimulation in [gpm]. Simulationsjahre 6 – 25, DJF. Weiße Linien in den Abbildungen kennzeichnen Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber der saisonalen bis dekadischen Variabilität der Modelldaten mit mehr als 95% signifikant sind. Zur Abschätzung der Signifikanzen siehe Abschnitt 4.2.

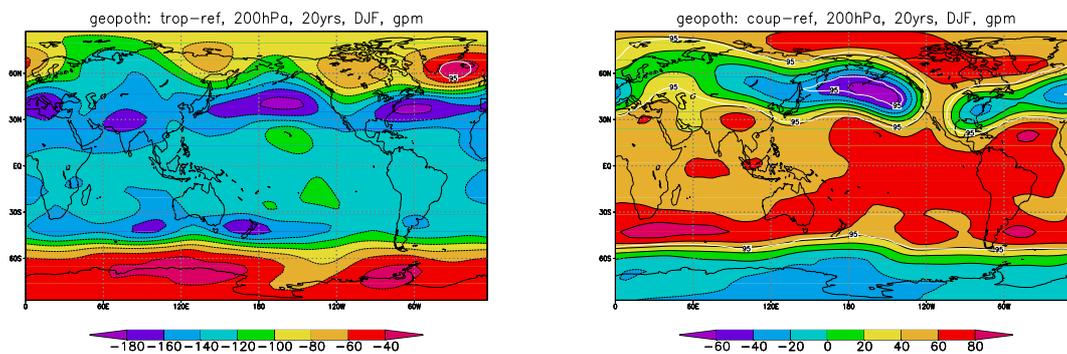


Abbildung 5.60: Differenz der mittleren geopotentiellen Höhe  $\Phi$  auf 200 hPa zwischen der troposphärischen Simulation (a), bzw. der gekoppelten Simulation (b) und der Referenzsimulation in [gpm]. Simulationsjahre 6 – 25, DJF. Weiße Linien in den Abbildungen kennzeichnen Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber der saisonalen bis dekadischen Variabilität der Modelldaten mit mehr als 95% signifikant sind. Zur Abschätzung der Signifikanzen siehe Abschnitt 4.2.

bereits zeigt, daß es sich hier nicht allein um einen reinen Strahlungseffekt infolge der meridionalen troposphärischen Ozonverteilung handeln kann.

Wäre dies der Fall, so müßte aufgrund des relativ geringen antarktischen troposphärischen Ozons sowohl für den gekoppelten Lauf, als auch für den troposphärischen Lauf die Antarktis gegenüber dem Referenzlauf besonders kalt erscheinen, mit verringerter Schichtdicke für 500 hPa und für 200 hPa. Zwar tendiert in der Tat die absolute Differenz zum Referenzlauf für beide interaktiven Simulationen in Richtung negativer Werte, jedoch ist beim troposphärischen Lauf die Differenz vergleichsweise geringer, als in den Tropen. Ausschlaggebend ist also offenbar eine Kombination aus gegenüber dem Referenzlauf abkühlender Strahlungskompensation nebst verringerter Schichtdicken, und einem gegenüber dem jeweiligen tropischen Signal ebenfalls kompensatorischen Effekt in den interaktiven Läufen. Dieser meridionale Kompensationseffekt steht dabei im Zusammenhang mit der troposphärischen Meridionalzirkulation der Südhemisphaere (s. Seite 120).

Auf der Nordhemisphäre zeigt sich etwa ab den mittleren Breiten nordwärts im Vergleich der Geopotentialdifferenzen zwischen dem troposphärischen Lauf und dem Referenzlauf einerseits (Abbildungen 5.59 a und 5.60 a), und dem gekoppelten Lauf und dem Referenzlauf andererseits (Abbildungen 5.59 b und 5.60 b) eine Parallelität des auftretenden Musters, die aus der Wechselwirkung der troposphärischen Zirkulation mit dem stratosphärischen Polarwirbel resultiert. In beiden interaktiven Simulationen sind die Schichtdicken gegenüber dem Referenzlauf in den polaren Breiten erhöht, weiter südlich erniedrigt, was auf eine verringerte Baroklinität nebst abgeschwächten zonalen Grundstromes hindeutet. Die Aktionszentren, d.h. die Gebiete der größten auftretenden Differenzen zum Referenzlauf, stimmen dabei vor allem im amerikanisch-pazifischen Raum, aber auch über dem eurasischen Kontinent im Vergleich von troposphärischem Lauf und gekoppeltem Lauf gut überein. Abweichungen ergeben sich hauptsächlich über dem Nordatlantik, eine aus dem räumlichen Muster der AO resultierende Asymmetrie der nordhemisphärischen Zirkulation, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit bereits wiederholt festgestellt werden konnte.

Infolge der Abschwächung des nordhemisphärischen zonalen Grundstromes gegenüber dem Referenzlauf nicht nur in der gekoppelten Simulation, sondern auch in der troposphärischen Simulation sind in der Troposphäre aus dynamischer Sicht ähnliche Effekte für beide interaktiven Simulationen zu erwarten. Abbildung 5.61 zeigt jeweils den Vergleich der mittleren zonalen Winddifferenzen zum Referenzlauf, wo insbesondere der gekoppelte Lauf eine signifikante Verstärkung der beiden Subtropen-Jets nahelegt (Abbildung 5.61 b). Für den troposphärischen Lauf erscheint hingegen nur der nördliche Subtropen-Jet verstärkt (Abbildung 5.61 a), und auch dies in geringerem Maße, als beim gekoppelten Lauf. Folglich ist die Verstärkung des südhemisphärischen Subtropen-Jets und ein Teil der Verstärkung des nordhemisphärischen Subtropen-Jets im gekoppelten Lauf nicht auf dynamische, sondern auf thermische Ursachen zurückzuführen.

Da sich die Erwärmung in diesem Lauf gegenüber dem Referenzlauf besonders stark in den Tropen durchprägt (Abbildung 5.58 b) verstärkt sich insgesamt der meridionale Temperaturgradient in der oberen Troposphäre, was vor allem im Bereich der beiden subtropischen Strahlströme einen zusätzlichen thermischen Wind induziert. Dieser ist aufgrund der allgemeinen Temperaturverteilung (wärmer am Äquator, kälter in höheren Breiten) nach Osten gerichtet, führt also zu einer Erhöhung der Windgeschwindigkeiten

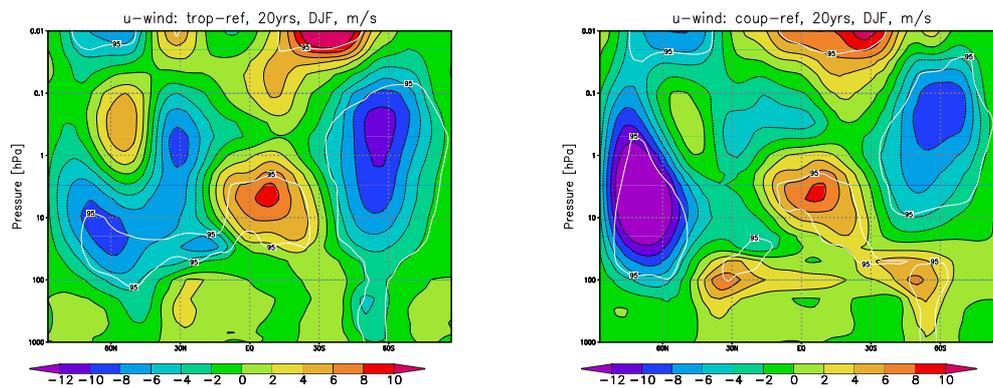


Abbildung 5.61: Zonalmittel der Differenz der Zonalwindkomponente  $u$  der troposphärischen Simulation (a), bzw. der gekoppelten Simulation (b) zur Referenzsimulation in  $[m/s]$ . Simulationsjahre 6 – 25, DJF. Weiße Linien in den Abbildungen kennzeichnen Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber der saisonalen bis dekadischen Variabilität der Modelldaten mit mehr als 95% signifikant sind. Zur Abschätzung der Signifikanzen siehe Abschnitt 4.2.

der Subtropen-Jets. Im troposphärischen Lauf ändert sich der meridionale Temperaturgradient der oberen Troposphäre gegenüber dem Referenzlauf jedoch kaum (Abbildung 5.58 a), so daß es hier keinen zusätzlichen thermischen Wind gibt. Übrig bleibt nur der dynamische Effekt in Abbildung 5.61 a, der hauptsächlich auf der Winterhemisphäre (NH) zu wirken scheint. Im Hinblick auf den zur Erklärung dieses Effektes vorgeschlagenen Mechanismus der Abschwächung des stratosphärischen Polarwirbels und des troposphärischen Grundstromes der mittleren Breiten als Anlass zur Verstärkung der troposphärischen Meridionalzirkulation und damit auch des subtropischen Jets [vgl. auch *Boville*, 1984], ist diese Beschränkung des festzustellenden Signals auf die Winterhemisphäre auch verständlich.

Auf der Sommerhemisphäre ist die letztlich aus der winterlichen Stratosphäre gesteuerte dynamische Anfachung der Meridionalzirkulation im Mittel einfach viel geringer. Zudem ist in Abbildung 5.61 a auch eine etwa auf der Breite des südlichen Subtropen-Jets liegende signifikante Beeinflussung der troposphärischen Zirkulation aus der Stratosphäre zu erkennen, die eine mögliche dynamische Verstärkung dieses Jets in jedem Fall überlagert. Darüberhinaus bleibt noch festzustellen, daß die mittelatmosphärischen Änderungen des mittleren Zonalwindes gegenüber der Referenzsimulation für beide interaktiven Läufe ähnlich ausfallen (Abbildungen 5.61 a und 5.61 b). Insbesondere zeigt sich dabei jeweils die Abschwächung des stratosphärischen Wirbels und die Stabilisierung der vertikalen Schichtung (‘‘Verformung’’ des stratosphärischen Ostwindmaximums, s.o.) im Vergleich zum Referenzlauf.

Die Abweichungen der mittleren Meridionalwinde zwischen dem troposphärischen Lauf und dem Referenzlauf (Abbildung 5.62 a), bzw. zwischen dem gekoppelten Lauf und dem Referenzlauf (Abbildung 5.62 b) zeigen kaum wesentliche Unterschiede im Vergleich der beiden interaktiven Simulationen. In der Troposphäre gibt es insbesondere auf der Nordhemisphäre Hinweise auf eine etwas verstärkte meridionale Zirkulation im Falle des troposphärischen Laufes, was aber aus den zur Verfügung stehenden Daten nicht eindeutig belegt werden kann. Aussagekräftiger sind in dieser Beziehung die Differenzen der zonalgemittelten Vertikalgeschwindigkeiten zum Referenzlauf (Abbildung 5.63).

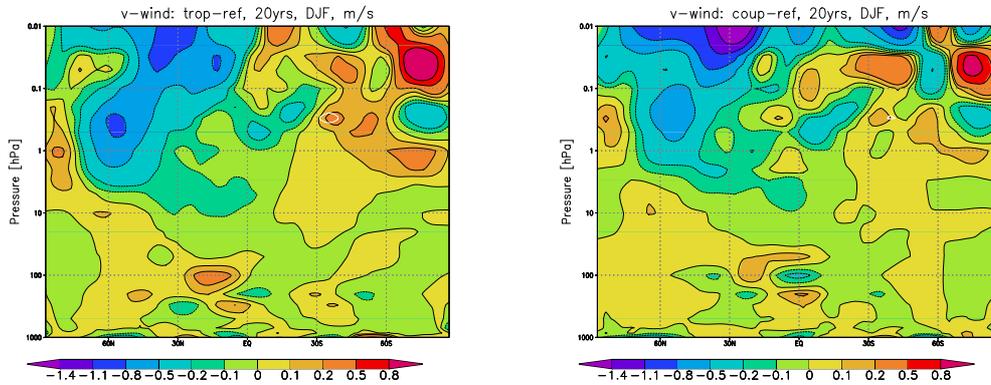


Abbildung 5.62: Zonalmittel der Differenz der Meridionalwindkomponente  $v$  der troposphärischen Simulation (a), bzw. der gekoppelten Simulation (b) zur Referenzsimulation in  $[m/s]$ . Simulationsjahre 6 – 25, DJF. Weiße Linien in den Abbildungen kennzeichnen Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber der saisonalen bis dekadischen Variabilität der Modelldaten mit mehr als 95% signifikant sind. Zur Abschätzung der Signifikanzen siehe Abschnitt 4.2.

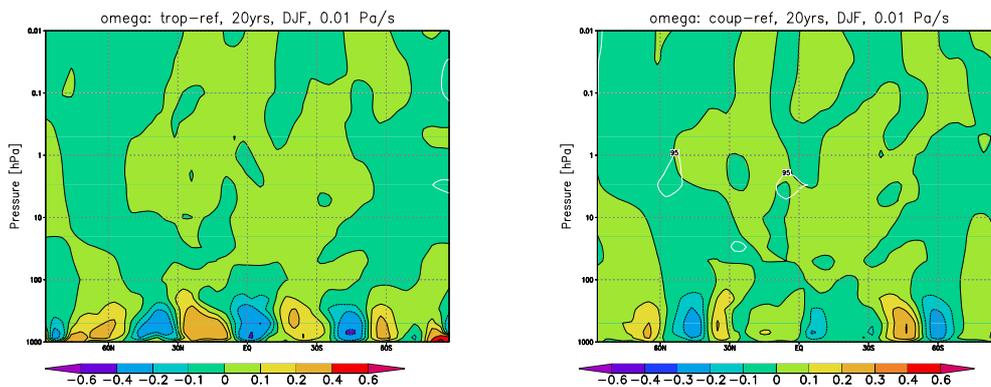


Abbildung 5.63: Zonalmittel der Differenz der Vertikalwindkomponente  $\omega$  der troposphärischen Simulation (a), bzw. der gekoppelten Simulation (b) zur Referenzsimulation in  $[0.01 Pa/s]$ . Simulationsjahre 6 – 25, DJF. Weiße Linien in den Abbildungen kennzeichnen Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber der saisonalen bis dekadischen Variabilität der Modelldaten mit mehr als 95% signifikant sind. Zur Abschätzung der Signifikanzen siehe Abschnitt 4.2.

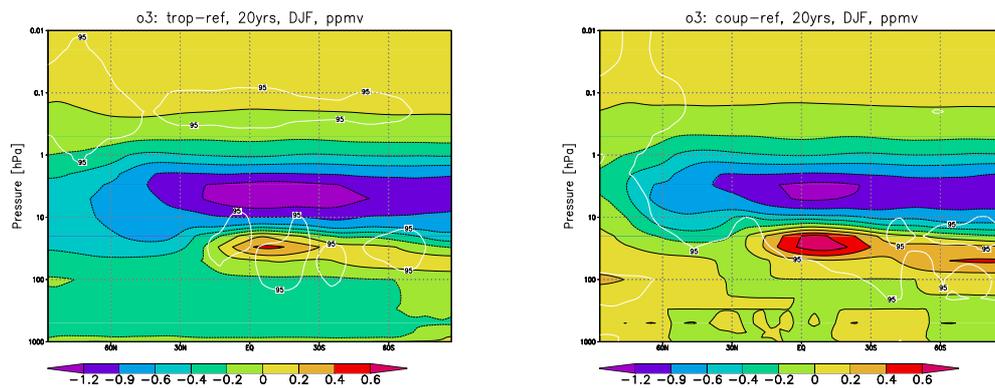


Abbildung 5.64: Zonalmittel der Differenz des Ozonmischungsverhältnisses der troposphärischen Simulation (a), bzw. der gekoppelten Simulation (b) zur Referenzsimulation in [ppmv]. Simulationsjahre 6–25, DJF. Weiße Linien in den Abbildungen kennzeichnen Bereiche, in denen die detektierten Signale gegenüber der saisonalen bis dekadischen Variabilität der Modelldaten mit mehr als 95% signifikant sind. Zur Abschätzung der Signifikanzen siehe Abschnitt 4.2.

Dort zeigt sich, wenn auch ebenfalls nicht statistisch signifikant, daß in der Tat die Vertikalgeschwindigkeiten des troposphärischen Laufes gegenüber dem Referenzlauf (Abbildung 5.63 a) allgemein mehr verstärkt sind, als die Vertikalgeschwindigkeiten des gekoppelten Laufes (Abbildung 5.63 b). Grundsätzlich ergibt sich damit zwar in beiden interaktiven Läufen eine Verstärkung der troposphärischen Meridionalzirkulation, für den gekoppelten Lauf ist diese aber überwiegend auf die Nordhemisphäre beschränkt, während auf der Südhemisphäre lediglich eine Verstärkung der Ferrel-Zelle angedeutet ist (Abbildung 5.63 b). Diese hängt vermutlich mit dem in der gekoppelten Simulation thermisch verstärkten südlichen Subtropen-Jet zusammen. Darüberhinaus ist aber für diese Simulation hauptsächlich von einer dynamisch angetriebenen Verstärkung der troposphärischen Meridionalzirkulation infolge des gegenüber der Referenzsimulation abgeschwächten stratosphärischen Wirbels und der damit verbundenen Abschwächung des zonalen Grundstromes der mittleren Breiten auszugehen.

Für die troposphärische Simulation kommt dazu im Vergleich mit der Referenzsimulation noch eine allgemeine, globale Verstärkung der Vertikalgeschwindigkeiten (und damit der troposphärischen Meridionalzirkulation) aufgrund der troposphärischen Abkühlung (Abbildung 5.63 a), die stärkere vertikale Gradienten gegenüber der energetisch nur wenig veränderten Erdoberfläche nach sich zieht. Durch die vor allem auf der Südhemisphäre daraus resultierende deutliche Verstärkung der troposphärischen meridionalen Zirkulation im Vergleich des troposphärischen Laufes mit dem gekoppelten Lauf kommt es zudem zu einem stärkeren meridionalen Temperatenausgleich. Dies ist auch der Grund für die im troposphärischen Lauf gegenüber den Tropen eher verringerte polare Abkühlung relativ zum Referenzlauf, die sich insbesondere in den Differenzen der geopotentiellen Höhen (Abbildungen 5.59 a und 5.60 a) bemerkbar macht.

Die zonal gemittelten Differenzen des in ECHO-GiSP modellierten Ozons zeigen für den troposphärischen Lauf (Abbildung 5.64 a) wie schon für den gekoppelten Lauf (Abbildung 5.64 b) gegenüber dem Referenzlauf eine betragsmäßige Abschwächung und vertikale Absenkung der Maximalwerte. Die Abschwächung fällt aber stärker aus, die Absenkung geringer, als im Vergleich von gekoppeltem Lauf und Referenzlauf. Damit

wird die simulierte Ozonverteilung im troposphärischen Lauf bei unrealistisch erniedrigten troposphärischen Ozonwerten auch in der mittleren Atmosphäre tendenziell unrealistischer, was prinzipiell für die im Rahmen der gekoppelten Simulation gewählten troposphärischen Randbedingungen des Ozons spricht.

Gleichzeitig ist aber auch festzustellen, daß die Unterschiede zwischen dem gekoppelten und dem troposphärischen Lauf allgemein als Hinweis zu werten sind, daß das gekoppelte System Troposphäre-Stratosphäre auch hinsichtlich der Chemie vollständig berücksichtigt werden muß. In späteren Arbeiten zur interaktiven Chemie-Dynamik-Kopplung sollte daher nach Möglichkeit versucht werden, die mit der Festlegung der troposphärischen Randbedingungen der Chemie, insbesondere des Ozons, verbundene Problematik von vornherein zu vermeiden, indem die interaktive Modellierung der atmosphärischen Chemie auch auf die Troposphäre ausgeweitet wird. Dies ist letztlich eine Frage der zur Verfügung stehenden technischen Ressourcen, wird aber aufgrund der rasanten Entwicklung in diesem Bereich in näherer Zukunft sicherlich machbar werden.

## Kapitel 6

# Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit stand die Untersuchung der atmosphärischen Klimavariabilität in einem voll gekoppelten globalen Atmosphäre-Ozean-Meereis-Modell (AOGCM) mit vereinfachter stratosphärischer Chemie und einer Modellobergrenze von etwa 80 km im Vordergrund. Dabei wurde insbesondere die interaktive Rückkopplung zwischen der modellierten Chemie und der Dynamik des gekoppelten Modelles berücksichtigt. Diese entsteht einerseits über den atmosphärischen Spurenstofftransport und die Abhängigkeit der chemischen Reaktionsraten von Temperatur und Druck, und andererseits über die Steuerung des Strahlungsantriebes durch die chemischen Konstituenten. Hinsichtlich der Klimavariabilität auf interannualen bis dekadischen Skalen ist dabei vor allem Ozon entscheidend, welches die Kopplung zwischen Troposphäre und Stratosphäre wesentlich beeinflusst.

Um diesen Themenkomplex näher zu untersuchen, wurden mit Hilfe des neuentwickelten AOGCM ECHO-GiSP mit vereinfachter stratosphärischer Chemie 2 Langzeitsimulationen von jeweils 150 Jahren durchgeführt. Für die Referenzsimulation wurde das Chemiemodul dabei lediglich einseitig durch das dynamische Modell angetrieben, ohne selbst aktiv in dieses einzugreifen. In der gekoppelten oder interaktiven Simulation wurde hingegen der Strahlungsantrieb des Modelles direkt an die Modellchemie gekoppelt, d.h. anstelle fest vorgegebener, parameterisierter Standardklimatologien, namentlich für Ozon, wurden nun die intern berechneten Mischungsverhältnisse zur Bestimmung der Erwärmungsraten verwendet. Dies ist die erste mit einer interaktiven Chemie-Dynamik-Rückkopplung durchgeführte Langzeitsimulation innerhalb eines voll gekoppelten globalen AOGCM.

In den ersten Jahrzehnten der Simulationen gibt es hauptsächlich für den Referenzlauf, aber auch für den gekoppelten Lauf eine leichte Drift hinsichtlich der globalen Massenbilanzen einzelner wichtiger chemischer Spezies. Beim Referenzlauf handelt es sich dabei um  $NO_x$  und  $O_3$ , beim gekoppelten Lauf (in geringerem Maße) um  $ClO$  und  $BrO$ . Spätestens nach 30 Simulationsjahren zeigen sich die Massenbilanzen aber weitgehend stabil, so daß auf dieser Basis von einer Spin-Up-Phase der beiden ECHO-GiSP-Simulationen von jeweils 30 Jahren ausgegangen wurde. Für die restlichen 120 Jahre jedes Laufes wurden Klimatologien erstellt und analysiert, wobei zunächst für den Referenzlauf festgestellt werden konnte, daß sowohl die dynamischen Modellvariablen, als auch die räumlichen Verteilungen und Mischungsverhältnisse der chemischen Spurenstoffe ein sinnvolles Verhalten zeigen.

Bei den dynamischen Variablen wurden die mittlere troposphärische und die mittlere strato-mesosphärische Meridionalzirkulation, die Ausprägung und das dynamische Verhalten des modellierten stratosphärischen Polarwirbels, sowie die damit zusammenhängende troposphärische Variabilität auf interannualen bis dekadischen Zeitskalen untersucht. Am Beispiel der pazifischen Walker-Zirkulation wurde aber auch auf die Repräsentation regionaler Muster im Modell eingegangen. Bei den chemischen Spezies wurde die Diskussion auf  $O_3$ ,  $NO$ ,  $NO_2$ ,  $ClO$  und  $BrO$  beschränkt, die im Rahmen der verwendeten vereinfachten stratosphärischen Chemie am wichtigsten sind. In der Stratosphäre, auf der hinsichtlich der Chemie-Dynamik-Rückkopplung der Fokus liegt, werden diese Spezies gegenüber Messdaten vom Modell insgesamt gut wiedergegeben.

Im direkten Vergleich der beiden Langzeitläufe für den Nordwinter zeigt sich in den Differenzen des Bodenluftdruckes (mslp) und der geopotentiellen Höhe verschiedener Druckflächen auf der Nordhemisphäre eine Struktur der Abweichungen, die auf eine Veränderung der atmosphärischen Mode der Arktischen Oszillation (AO) zwischen den Simulationen hinweist. Dabei tendiert der gekoppelte Lauf stärker in Richtung der negativen AO-Phase, welche in der Troposphäre durch eine Abschwächung des zonalen Grundstromes der mittleren Breiten aufgrund verringerter meridionaler Temperaturgradienten gekennzeichnet ist. Ursache hierfür ist eine Erwärmung in polaren - und eine Abkühlung in mittleren Breiten gegenüber dem mehr mit der positiven Phase der AO assoziierten Referenzlauf. Dabei gibt es allerdings entsprechend des räumlichen Musters der AO eine gewisse Asymmetrie zwischen den Abweichungen im pazifischen und im atlantischen Bereich. Auch in der Stratosphäre kommt es im gekoppelten Lauf insgesamt zu einer Erwärmung und Abschwächung des Polarwirbels im Vergleich zum Referenzlauf. Insbesondere die damit verbundene Abschwächung der (AO+)-Phase des gekoppelten Laufes infolge der Berücksichtigung der interaktiven Chemie-Dynamik-Rückkopplung stellt dabei eine wesentliche Verbesserung gegenüber früheren Klimasimulationen dar. Diese überschätzten meist die Stärke der AO, wodurch sich u.a. Schwierigkeiten bei der Modellierung des atmosphärischen Treibhauseffektes ergeben.

Im Gegensatz zur unterschiedlichen Ausprägung der AO ist die zeitliche Variabilität der beiden Simulationen auf interannualen bis dekadischen Skalen allgemein ähnlich. Zwischen dem Referenzlauf und dem gekoppelten Lauf ist darüberhinaus aber eine Abschwächung der mittleren strato-mesosphärischen Meridionalzirkulation (Brewer-Dobson-Zirkulation, BDC), sowie eine damit im Einklang stehende Stabilisierung der vertikalen thermischen Schichtung der Sommerhemisphäre festzustellen. Beides ist im Zusammenhang mit der Abschwächung des Polarwirbels zu sehen, was zu einem verringerten dynamischen Antrieb der BDC (Extratropical Pumping) führt. Gleichzeitig zeigt der gekoppelte Lauf im Vergleich zur Referenzsimulation zumindest auf der Nordhemisphäre eine Verstärkung der troposphärischen mittleren Meridionalzirkulation, zudem sind beide subtropischen Windmaxima der Troposphäre (Subtropen-Jets) deutlich verstärkt. Die Antikorrelation zur Abschwächung des stratosphärischen polaren Wirbels ist offensichtlich, und legt nahe, daß sich hier insgesamt das dynamische Gleichgewicht zwischen der troposphärischen und der stratosphärischen Zirkulation verschiebt.

Die für diese Modifizierung der Troposphäre-Stratosphäre-Kopplung ursächliche Veränderung des Strahlungsantriebes aufgrund der im gekoppelten Lauf aktivierten interaktiven Chemie-Dynamik-Rückkopplung führt aber u.a. auch zu einer Abschwächung und vertikalen Verschiebung des Ozonmaximums. Letzteres erscheint im Vergleich mit Messdaten in der gekoppelten Simulation realistischer als im Referenzlauf, ebenso die gleich-

zeitig verringerten vertikalen Gradienten der modellierten Ozonverteilung. Weitere mit der Chemie-Dynamik-Rückkopplung einhergehende Effekte bestehen z.B. in der Stratosphäre in der verstärkten Neigung der Polarwirbelachse, in der Troposphäre in der allerdings nicht signifikanten Verstärkung der Walker-Zirkulation im gekoppelten Lauf. Zudem wird durch die veränderte Baroklinität der mittleren und hohen Breiten der Troposphäre auch die Entstehung und Dynamik der davon abhängigen baroklinen und planetaren Wellen beeinflusst.

Zur näheren Untersuchung der internen Variabilität der beiden Langzeitsimulationen wurde jeweils eine EOF-Analyse (EOF=Empirische Orthogonale Funktionen) der geopotentiellen Höhe auf der 500 hPa-Druckfläche durchgeführt. Die erste EOF zeigt dabei die auch für die AO typische Struktur mit Aktionszentren positiver Anomalien über dem Nordpazifik und Nordatlantik, sowie negativer Anomalien über dem Pol, so daß sie für die weiteren Auswertungen mit der AO identifiziert wurde. Die zeitliche Variabilität des Musters ist hierbei für die Referenzsimulation und die gekoppelte Simulation sehr ähnlich, während hingegen die Ausprägung der AO für den gekoppelten Lauf grundsätzlich abgeschwächt ist. Auf der Basis der EOF-Analyse wurden für beide Simulationen 2 Abschnitte von jeweils 8 Jahren ausgewählt, die einerseits die positive, andererseits die negative Phase der AO innerhalb des zugehörigen Laufes kennzeichnen.

Ein Vergleich der internen Variabilität zwischen den Phasen der AO in beiden Simulationen zeigt eine erhöhte troposphärische Variabilität im gekoppelten Lauf, gleichzeitig aber auch eine Verringerung der strato-mesosphärischen Variabilität gegenüber dem Referenzlauf. Darüberhinaus ist das Verhalten der beiden Simulationen in Bezug auf die AO-Phasen weitgehend analog und entspricht demjenigen zwischen den Läufen, mit der Assoziierung des gekoppelten Laufes in Richtung der negativen Phase -, des Referenzlaufes in Richtung der positiven Phase der AO. Demzufolge ergibt sich für die positive AO-Phase des Nordwinters in der Troposphäre im Wesentlichen eine Vergrößerung des meridionalen Temperaturgradienten der Nordhemisphäre nebst Verstärkung des zonalen Grundstromes und der baroklinen Instabilität der mittleren Breiten, sowie eine damit zusammenhängende Abschwächung der meridionalen Zirkulation und der Subtropen-Jets. Gleichzeitig ist die positive Phase der AO in der mittleren Atmosphäre durch eine Verstärkung des Polarwirbels und der BDC gekennzeichnet. Die Temperaturen im Inneren des Polarwirbels, der sich sowohl verschiebt, als auch seine Achsenneigung verringert, nehmen im Vergleich zur negativen AO-Phase ab, ebenso die Ozonkonzentrationen, da der meridionale Luftmassenaustausch durch den verstärkten Wirbel beeinträchtigt wird.

Im Hinblick auf Ozon zeigen sich aber im gekoppelten Lauf auch grundsätzliche Effekte der Chemie-Dynamik-Rückkopplung, die sich prinzipiell von den Ergebnissen des Referenzlaufes unterscheiden. Beispielsweise gibt es in der positiven Phase der AO erhöhte Ozonwerte in der unteren tropischen Stratosphäre, die dort zu einer zusätzlichen Erwärmung führen. Durch die damit verbundene Verschiebung v.a. der kurzwelligen Strahlungsbilanz kommt es zudem zu einer Abkühlung in der darunter liegenden tropischen Troposphäre. Beide Signale sind im Referenzlauf nicht zu finden. Ein anderer Mechanismus betrifft die Ozon-Akkumulation in der unteren Stratosphäre der sommerlichen Südhalbkugel, die bei positiver AO im Referenzlauf verstärkt wird, sich in derselben Phase im gekoppelten Lauf aber abschwächt, da die Chemie-Dynamik-Rückkopplung über die interaktive Steuerung der Temperatur zu einer zusätzlichen Senke des Ozons führt. Weitere, nicht direkt mit den Ozonverteilungen verknüpfte Abweichungen in der internen Variabilität der beiden Simulationen liegen im Verhalten des Subtropen-Jets,

der sich im Referenzlauf in Richtung positiver AO amplifiziert, im gekoppelten Lauf hingegen fokussiert, aber auch in der unterschiedlichen Wellenanregung zwischen den AO-Phasen. Die Aktionszentren stimmen dabei zwar weitestgehend überein, sind aber sehr verschieden ausgeprägt, was auch auf starke regionale Kopplungen hindeutet.

Die Wellenanregung in der Troposphäre und in der Stratosphäre, bzw. die damit verbundenen Flüsse von Wärme und Impuls standen auch im Mittelpunkt einer ebenfalls für beide AO-Phasen beider Simulationen durchgeführten Untersuchung der Eliassen-Palm-Flüsse (EP-Flüsse). Dabei zeigte sich einerseits eine Verschiebung der Stormtracks in der negativen Phase der AO, insbesondere im atlantisch-europäischen Bereich. Andererseits ist der gekoppelte Lauf in beiden AO-Phasen insgesamt durch verstärkte Stormtracks gekennzeichnet. Hinsichtlich der vertikalen EP-Flüsse deutet sich ein Kompensationsprinzip an, das bei relativ schwachem stratosphärischen Polarwirbel, d.h. in der negativen AO-Phase, aber auch beim gekoppelten Lauf, zu verstärktem Wellenantrieb in der Stratosphäre führt. Gleichzeitig verschiebt sich auch der Anteil der Anregung durch aus der Troposphäre aufsteigende stationäre und transiente planetare Wellen mit der Phase der AO, wobei in der negativen Phase die Anregung durch stationäre Wellen verstärkt ist.

Dies erklärt sich mit einer allgemeinen Abschwächung der Aktivität transienter troposphärischer planetarer Wellen aufgrund des abgeschwächten zonalen Grundstromes in dieser AO-Phase, für die aber trotzdem der Antrieb des Wirbels durch transiente Wellen zu überwiegen scheint. Weiterhin zeigt der Vergleich der Simulationen, daß der gekoppelte Lauf offenbar auch insgesamt bessere Ausbreitungsbedingungen für die transienten Wellen bietet, während zum Beispiel die Anregung des stratosphärischen Polarwirbels und des troposphärischen Subtropen-Jets in beiden AO-Phasen beider Läufe antikorreliert bleibt. Gleiches gilt auch für die prinzipielle Kopplung der Maxima des Polarwirbels (Zonalwind) und der Wellenanregung, sowie für die Tatsache, daß die stationären planetaren Wellen ihre maximale Anregung im Mittel weiter im Außenbereich des Wirbels entfalten, als die transienten planetaren Wellen. In der positiven Phase der AO kommt es hier aber in beiden Simulationen zu einer Fokussierung dieser beiden Maxima und des Polarwirbels insgesamt.

Um den Einfluß der troposphärischen Randbedingungen der Chemie, insbesondere des Ozons, auf die Ergebnisse der Modellierung abzuschätzen, wurde zusätzlich zu den beiden Langzeitsimulationen noch ein dritter, mit nur 25 Simulationsjahren deutlich kürzerer Testlauf (als troposphärische Simulation bezeichnet) durchgeführt. Für diese Simulation wurden die im Rahmen der vereinfachten Stratosphärenchemie festgehaltenen troposphärischen Mischungsverhältnisse des Ozons stark verringert (bis zu einem Faktor 10 in der unteren tropischen Troposphäre), um anschließend die Modelldaten für die Simulationsjahre 6 bis 25 direkt mit denen des gekoppelten Laufes zu vergleichen. Trotz der gegenüber der Stratosphäre sehr viel niedrigeren troposphärischen Ozonmischungsverhältnisse kommt es dabei zu einer wesentlichen Verschiebung des troposphärischen Strahlungsantriebes, die an Stelle einer leichten Erwärmung der Troposphäre im gekoppelten Lauf sogar zu einer Abkühlung im troposphärischen Lauf führt. Gerade dadurch läßt sich aber der hauptsächlich über die jeweilige Ausprägung des stratosphärischen Polarwirbels gesteuerte dynamische Kopplungseffekt zwischen Troposphäre und Stratosphäre anhand des Vergleiches mit dem gekoppelten Lauf besser eingrenzen.

Dabei zeigt sich, daß das winterliche polare Erwärmungssignal, bei gleichzeitiger Abkühlung in den gemäßigten Breiten, auch im troposphärischen Lauf erhalten bleibt.

Gegenüber dem Referenzlauf ist dies mit einer Abschwächung des troposphärischen meridionalen Temperaturgradienten und damit des zonalen Grundstromes der mittleren Breiten verbunden. Neben dem Auftreten des polaren Erwärmungssignals kommt es zudem sowohl im gekoppelten, als auch im troposphärischen Lauf zu einer Verstärkung des nördlichen Subtropen-Jets. Beide Effekte können damit eindeutig mit der Umstellung der stratosphärischen Dynamik zwischen den Läufen mit interaktiver Chemie-Dynamik-Kopplung einerseits und dem Referenzlauf andererseits in Verbindung gebracht werden. Auch die Verstärkung der troposphärischen Meridionalzirkulation im Vergleich mit der Referenzsimulation ist in beiden interaktiven Läufen gegeben, allerdings homogener und deutlicher ausgeprägt für den troposphärischen Lauf. Dies erklärt sich dadurch, daß es in diesem Lauf zusätzlich zu der dynamischen, infolge der Abschwächung des zonalen Grundstromes von Norden her angeregten Verstärkung der troposphärischen Meridionalzirkulation auch eine thermische Anregung aufgrund der verringerten troposphärischen Temperaturen bei etwa gleichbleibenden Temperaturen an der Erdoberfläche gibt. Beim gekoppelten Lauf wirkt hingegen der thermische Effekt der dynamischen Verstärkung der Meridionalzirkulation entgegen.

Insgesamt bestätigt sich aber durch den troposphärischen Lauf das bei der Diskussion des Referenzlaufes und des gekoppelten Laufes gewonnene dynamische Bild. Eine Abschwächung des stratosphärischen Polarwirbels infolge der interaktiven Chemie-Dynamik-Rückkopplung induziert auch eine entsprechende Abschwächung des troposphärischen zonalen Grundstromes der mittleren Breiten, die wiederum zu einer dynamischen Verstärkung der troposphärischen Meridionalzirkulation nebst einer Verstärkung des Subtropen-Jets führt. Der troposphärische Lauf zeigt aber, daß sich dieser Effekt auf die jeweilige Winterhemisphäre beschränkt, während die Verstärkung auch des sommerlichen Subtropen-Jets in der gekoppelten Simulation infolge der troposphärischen Erwärmung in diesem Lauf offenbar eher thermisch bedingt war. Auch in der Winterhemisphäre ist die Verstärkung des Subtropen-Jets im gekoppelten Lauf wegen dieses überlagerten thermischen Effektes stärker, als im troposphärischen Lauf. Bei einem solch substantiellen Einfluß der troposphärischen Randbedingungen der Chemie auf die Ergebnisse der Modellierung wird gleichzeitig klar, daß bei späteren, ähnlichen Arbeiten zu Chemie-Dynamik-Rückkopplung, Troposphären-Stratosphären-Kopplung und dekadischer Variabilität des gekoppelten Klimasystems die interaktive Modellierung der atmosphärischen Chemie nach Möglichkeit auch auf die Troposphäre ausgeweitet werden muß.

## Anhang A

# Rosenbrock-Verfahren & Gleichungslöser ROS3

Die schrittweise Vorausberechnung der Mischungsverhältnisse der einzelnen chemischen Spezies innerhalb des Chemiemoduls erfordert jeweils die Lösung eines für die Simulationen der vorliegenden Arbeit aus etwa 40 Gleichungen bestehenden Systems gekoppelter Differentialgleichungen. Dieses ist zudem "steif", beinhaltet also Ableitungen stark differierender Größenordnungen. Die allgemeine, explizit zeitabhängige Form eines solchen gekoppelten Differentialgleichungssystems ist dabei:

$$\frac{d\vec{y}}{dt} = f(t, \vec{y}(t)), \quad \text{mit: } t > t_0, \quad \text{und: } \vec{y}(t_0) = \vec{y}_0 \quad (\text{A.1})$$

Ist keine explizite Zeitabhängigkeit vorhanden, so ergibt sich alternativ die sogenannte autonome Form:

$$\frac{d\vec{y}}{dt} = f(\vec{y}(t)), \quad \text{mit: } t > t_0, \quad \text{und: } \vec{y}(t_0) = \vec{y}_0 \quad (\text{A.2})$$

Interessanterweise kann ohne Beschränkung der Allgemeinheit (o.B.d.A.) diese autonome Form verwendet werden, da einerseits die allgemeine Form gegebenenfalls entsprechend umgeformt werden kann (Ergänzen von  $\dot{t} = 1$ ), und andererseits bei hinreichend kleinen Zeitschritten diese Abhängigkeit de facto entfällt.

Zur numerischen Lösung eines solchen Differentialgleichungssystems kann in erster Näherung ein linearer Tayloransatz gemacht werden, d.h. die gesuchten Werte  $\vec{y}(t_{n+1})$  zum Zeitpunkt  $t_{n+1}$  werden direkt aus den bekannten Werten und Ableitungen zum Ausgangszeitpunkt  $t_n$  bestimmt, mit der Zeitschrittlänge  $h$ :

$$\vec{y}(t_{n+1}) = \vec{y}(t_n + h) \approx \vec{y}(t_n) + h \cdot f(\vec{y}(t_n)) \quad (\text{A.3})$$

Die Bezeichnung von Gleichung A.3 als linearer Tayloransatz rührt dabei daher, daß rein mathematisch lediglich  $\vec{y}(t_{n+1})$  nach der Taylor'schen Formel in  $t_n$  entwickelt wurde, wobei die höheren, nichtlinearen Glieder vernachlässigt wurden. In der Numerik nennt man das hieraus resultierende Verfahren auch "Euler'sches Polygonzugverfahren", und benutzt die folgende abgekürzte Nomenklatur:

$$\vec{y}_{n+1} \approx \vec{y}_n + h \cdot f(\vec{y}_n) \quad (\text{A.4})$$

Das Euler'sche Polygonzugverfahren ist ein zeitlich explizites Verfahren, benötigt also zur Berechnung der Werte zum Zeitpunkt  $t_{n+1}$  ausschließlich bekannte Werte und Ableitungen zum jeweils vorhergehenden Zeitpunkt  $t_n$ . Dies ist jedoch insofern problematisch, da der Fehler der Interpolation im Prinzip für jeden weiteren zu berechnenden Zeitschritt exponentiell ansteigt, und damit zu numerischer Instabilität des Verfahrens führt. Aus diesem Grund wird für praktische Anwendungen anstelle von A.4 zumeist der folgende, zeitlich implizite Ansatz verwendet:

$$\vec{y}_{n+1} \approx \vec{y}_n + h \cdot f(\vec{y}_{n+1}) \quad (\text{A.5})$$

Hier sind die Werte zum Zeitpunkt  $t_{n+1}$  u.a. von den prinzipiell ebenfalls noch unbekanntem Ableitungen zum Zeitpunkt  $t_{n+1}$  abhängig, und lassen sich demzufolge nicht direkt (explizit) bestimmen. Die aus diesem Ansatz folgenden "Impliziten Eulerverfahren" haben dafür aber den Vorteil, daß sie unter bestimmten Bedingungen numerisch stabil sind, auftretende Fehler also nicht ständig anwachsen lassen.

Um den obigen impliziten Ansatz auflösen zu können, wird dieser Ansatz zunächst noch einmal in sich selbst eingesetzt:

$$\vec{y}_{n+1} \approx \vec{y}_n + h \cdot f(\vec{y}_n + h \cdot f(\vec{y}_{n+1})) \quad (\text{A.6})$$

Paradoxerweise führt diese Erweiterung des aufzulösenden Problems letztlich zu einer Vereinfachung, wenn noch definiert wird:

$$\vec{k} \equiv h \cdot f(\vec{y}_{n+1}) \quad (\text{A.7})$$

Damit ergibt sich praktisch ein neues Gleichungssystem, nun für  $\vec{y}_{n+1}$  und  $\vec{k}$ :

$$\vec{y}_{n+1} \approx \vec{y}_n + \vec{k} \quad (\text{A.8})$$

$$\vec{k} \approx h \cdot f(\vec{y}_n + \vec{k}) \quad (\text{A.9})$$

Der entscheidende Schritt zur Auflösung dieses Systems ist es jetzt, erneut eine Taylorentwicklung bis zum linearen Glied durchzuführen, diesmal jedoch für  $f(\vec{y}_n + \vec{k})$ :

$$\vec{y}_{n+1} \approx \vec{y}_n + \vec{k} \quad (\text{A.10})$$

$$\vec{k} \approx h \cdot f(\vec{y}_n) + h \cdot \bar{J} \cdot \vec{k} \quad (\text{A.11})$$

Dabei ist  $\bar{J}$  der zugehörige *Jacobi-Operator*, für den gilt:

$$J_{ij} = (\bar{J})_{ij} = \frac{\partial f_i(\vec{y}_n)}{\partial (\vec{y}_n)_j} \quad (\text{A.12})$$

Nach erfolgter Berechnung des Jacobi-Operators (Zeitpunkt  $t_n$ , d.h. quasi bekannt!) kann das nun wieder zeitlich explizite System aus den Gleichungen A.10 und A.11 leicht aufgelöst werden, wobei zuvor noch Gleichung A.11 nach  $\vec{k}$  umgestellt werden muß.

Zur Verbesserung der Genauigkeit und der numerischen Stabilität des Verfahrens kann statt eines einzelnen  $\vec{k}$  auch gleich ein ganzer Satz von  $\vec{k}_i$  eingeführt werden, was allgemein die folgenden  $i + 1$  Gleichungen ergibt:

$$\vec{y}_{n+1} \approx \vec{y}_n + \sum_{i=1}^s b_i \vec{k}_i \quad (\text{A.13})$$

$$\vec{k}_i \approx h \cdot f(\vec{y}_n + \sum_{j=1}^{i-1} \alpha_{ij} \vec{k}_j) + h \cdot \bar{J} \cdot \sum_{j=1}^i \gamma_{ij} \vec{k}_j \quad (\text{A.14})$$

Die sich hieraus ergebenden Verfahren werden dabei auch ‘‘Rosenbrock-Verfahren der Ordnung  $s$ ’’ oder ‘‘ $s$ -stufige Rosenbrock-Verfahren’’ genannt, mit der Faustregel, daß die Genauigkeit der Lösung mit der Anzahl der Stufen ansteigt. Allerdings sind die zusätzlich auftauchenden Parameter  $b_i$ ,  $\alpha_{ij}$  und  $\gamma_{ij}$  nicht beliebig wählbar, sondern müssen gleichzeitig bestimmte, in entsprechenden mathematischen-numerischen Abhandlungen nachzulesende, Stabilitätskriterien erfüllen.

Es bleiben aber trotzdem noch genügend Freiheitsgrade übrig, um solche Rosenbrock-Verfahren speziell auf bestimmte Anwendungen abzustimmen, z.B. unter dem Gesichtspunkt möglichst hoher numerischer Effizienz. Dies ist insbesondere bei großen Gleichungssystemen, bzw. bei häufiger Iteration des Verfahrens wichtig, da dann jeder unnötige, vielfach wiederholte Rechenschritt einen signifikanten Mehrverbrauch sowohl an Rechenkapazität, als auch an real aufzuwendender Rechenzeit nach sich zieht.

Eine zentrale Möglichkeit der Vereinfachung besteht beispielsweise darin, von vornherein die  $\gamma_{ij}$  auf Null zu setzen:

$$\vec{y}_{n+1} \approx \vec{y}_n + \sum_{i=1}^s b_i \vec{k}_i \quad (\text{A.15})$$

$$\vec{k}_i \approx h \cdot f(\vec{y}_n + \sum_{j=1}^{i-1} \alpha_{ij} \vec{k}_j) \quad (\text{A.16})$$

Die daraus resultierenden Verfahren heißen dann speziell ‘‘Runge-Kutta-Verfahren der Ordnung  $s$ ’’, sind aber anders als die allgemeinen Rosenbrock-Verfahren nicht automatisch implizit. Z.B. ergibt sich für  $s = 1$  einfach wieder das Euler’sche Polygonzugverfahren.

Für die Anwendung im Rahmen der Modellierung atmosphärischer Chemie hat sich nun erwiesen, daß allgemeine Rosenbrock-Verfahren zweiter und dritter Ordnung offenbar einen besonders guten Kompromiss zwischen Genauigkeit der Lösung, numerischer Stabilität und numerischer Effizienz bieten. In ECHO-GiSP wurde daher ein Rosenbrock-Gleichungslöser der 3. Ordnung, kurz auch ROS3 genannt, verwendet, der nun noch etwas detaillierter beleuchtet werden soll. Allgemein gilt für  $s = 3$ :

$$\vec{y}_{n+1} = \vec{y}_n + b_1 \vec{k}_1 + b_2 \vec{k}_2 + b_3 \vec{k}_3 \quad (\text{A.17})$$

$$\vec{k}_1 = h \cdot f(\vec{y}_n) + \gamma_{11} h \cdot \bar{J} \cdot \vec{k}_1 \quad (\text{A.18})$$

$$\vec{k}_2 = h \cdot f(\vec{y}_n + \alpha_{21} \vec{k}_1) + h \cdot \bar{J} \cdot (\gamma_{21} \vec{k}_1 + \gamma_{22} \vec{k}_2) \quad (\text{A.19})$$

$$\vec{k}_3 = h \cdot f(\vec{y}_n + \alpha_{31} \vec{k}_1 + \alpha_{32} \vec{k}_2) + h \cdot \bar{J} \cdot (\gamma_{31} \vec{k}_1 + \gamma_{32} \vec{k}_2 + \gamma_{33} \vec{k}_3) \quad (\text{A.20})$$

Konkret wird noch gewählt:

$$\gamma_{ii} = \gamma, \quad \alpha_{21} = \alpha_{31} = \gamma, \quad \alpha_{32} = 0 \quad (\text{A.21})$$

Einsetzen der Beziehungen aus A.21 in die Gleichungen A.17 bis A.20 ergibt zunächst:

$$\vec{y}_{n+1} = \vec{y}_n + b_1 \vec{k}_1 + b_2 \vec{k}_2 + b_3 \vec{k}_3 \quad (\text{A.22})$$

$$\vec{k}_1 = h \cdot f(\vec{y}_n) + \gamma h \cdot \bar{J} \cdot \vec{k}_1 \quad (\text{A.23})$$

$$\vec{k}_2 = h \cdot f(\vec{y}_n + \gamma \vec{k}_1) + h \cdot \bar{J} \cdot (\gamma_{21} \vec{k}_1 + \gamma \vec{k}_2) \quad (\text{A.24})$$

$$\vec{k}_3 = h \cdot f(\vec{y}_n + \gamma \vec{k}_1) + h \cdot \bar{J} \cdot (\gamma_{31} \vec{k}_1 + \gamma_{32} \vec{k}_2 + \gamma \vec{k}_3) \quad (\text{A.25})$$

Weiterhin wird definiert:

$$\vec{K}_i \equiv \gamma \vec{k}_i \quad (\text{A.26})$$

Setzt man dies wiederum in die Gleichungen A.22 bis A.25 ein, so folgt:

$$\vec{y}_{n+1} = \vec{y}_n + \frac{b_1}{\gamma} \vec{K}_1 + \frac{b_2}{\gamma} \vec{K}_2 + \frac{b_3}{\gamma} \vec{K}_3 \quad (\text{A.27})$$

$$\frac{\vec{K}_1}{\gamma h} = f(\vec{y}_n) + \gamma \cdot \bar{J} \cdot \vec{k}_1 \quad (\text{A.28})$$

$$\frac{\vec{K}_2}{\gamma h} = f(\vec{y}_n + \vec{K}_1) + \bar{J} \cdot \left( \frac{\gamma_{21}}{\gamma} \vec{K}_1 + \vec{K}_2 \right) \quad (\text{A.29})$$

$$\frac{\vec{K}_3}{\gamma h} = f(\vec{y}_n + \vec{K}_1) + \bar{J} \cdot \left( \frac{\gamma_{31}}{\gamma} \vec{K}_1 + \frac{\gamma_{32}}{\gamma} \vec{K}_2 + \vec{K}_3 \right) \quad (\text{A.30})$$

Die 3 Gleichungen für die  $K_i$  lassen sich außerdem noch so umschreiben, daß sie später iterativ, beginnend mit  $K_1$ , aufgelöst werden können:

$$\bar{J}^* \cdot \vec{K}_1 = f(\vec{y}_n) \quad (\text{A.31})$$

$$\bar{J}^* \cdot \vec{K}_2 = f(\vec{y}_n + \vec{K}_1) + \frac{\gamma_{21}}{\gamma} \bar{J} \cdot \vec{K}_1 \quad (\text{A.32})$$

$$\bar{J}^* \cdot \vec{K}_3 = f(\vec{y}_n + \vec{K}_1) + \bar{J} \cdot \left( \frac{\gamma_{31}}{\gamma} \vec{K}_1 + \frac{\gamma_{32}}{\gamma} \vec{K}_2 \right) \quad (\text{A.33})$$

Dabei wurde nebenbei noch der modifizierte Jacobi-Operator  $\bar{J}^*$  definiert, für den gilt:

$$\bar{J}^* \equiv \frac{\bar{I}}{\gamma h} - \bar{J} \quad \Leftrightarrow \quad \bar{J} = \frac{\bar{I}}{\gamma h} - \bar{J}^* \quad (\text{A.34})$$

Führt man  $\bar{J}^*$  zudem auch noch auf den rechten Seiten der Gleichungen A.31 bis A.33 ein, so erhält man:

$$\bar{J}^* \cdot \vec{K}_1 = f(\vec{y}_n) \quad (\text{A.35})$$

$$\bar{J}^* \cdot \vec{K}_2 = f(\vec{y}_n + \vec{K}_1) + \frac{\gamma_{21}}{\gamma^2 h} \vec{K}_1 - \frac{\gamma_{21}}{\gamma} \bar{J}^* \cdot \vec{K}_1 \quad (\text{A.36})$$

$$\bar{J}^* \cdot \vec{K}_3 = f(\vec{y}_n + \vec{K}_1) + \frac{\gamma_{31}}{\gamma^2 h} \vec{K}_1 - \frac{\gamma_{31}}{\gamma} \bar{J}^* \cdot \vec{K}_1 + \frac{\gamma_{32}}{\gamma^2 h} \vec{K}_2 - \frac{\gamma_{32}}{\gamma} \bar{J}^* \cdot \vec{K}_2 \quad (\text{A.37})$$

Als nächstes werden alle diejenigen Terme auf die linken Seiten der Gleichungen gebracht, die den modifizierten Jacobi-Operator  $\bar{J}^*$  enthalten. Anschließend lassen sich diese linken Seiten wiederum mit Hilfe neu definierter  $\vec{K}_i^*$  zusammenfassen:

$$\bar{J}^* \cdot \vec{K}_1^* = f(\vec{y}_n) \quad (\text{A.38})$$

$$\bar{J}^* \cdot \vec{K}_2^* = f(\vec{y}_n + \vec{K}_1) + \frac{\gamma_{21}}{\gamma^2 h} \vec{K}_1 \quad (\text{A.39})$$

$$\bar{J}^* \cdot \vec{K}_3^* = f(\vec{y}_n + \vec{K}_1) + \frac{\gamma_{31}}{\gamma^2 h} \vec{K}_1 + \frac{\gamma_{32}}{\gamma^2 h} \vec{K}_2 \quad (\text{A.40})$$

Die  $\vec{K}_i^*$  wurden dabei folgendermaßen festgelegt:

$$\vec{K}_1^* \equiv \vec{K}_1 \quad (\text{A.41})$$

$$\vec{K}_2^* \equiv \vec{K}_2 + \frac{\gamma_{21}}{\gamma} \vec{K}_1 \quad (\text{A.42})$$

$$\vec{K}_3^* \equiv \vec{K}_3 + \frac{\gamma_{31}}{\gamma} \vec{K}_1 + \frac{\gamma_{32}}{\gamma} \vec{K}_2 \quad (\text{A.43})$$

Einsetzen von A.41 bis A.43 in die Gleichungen A.38 bis A.40 führt schließlich zu:

$$\bar{J}^* \cdot \vec{K}_1^* = f(\vec{y}_n) \quad (\text{A.44})$$

$$\bar{J}^* \cdot \vec{K}_2^* = f(\vec{y}_n + \vec{K}_1^*) + \frac{\gamma_{21}}{\gamma^2 h} \vec{K}_1^* \quad (\text{A.45})$$

$$\bar{J}^* \cdot \vec{K}_3^* = f(\vec{y}_n + \vec{K}_1^*) + \frac{\gamma_{31}}{\gamma^2 h} \vec{K}_1^* + \frac{\gamma_{32}}{\gamma^2 h} (\vec{K}_2^* - \frac{\gamma_{21}}{\gamma} \vec{K}_1^*) \quad (\text{A.46})$$

Außerdem muß jetzt noch die Bestimmungsgleichung für  $\vec{y}_{n+1}$  (Gleichung A.27) entsprechend umgeformt, d.h. in den  $\vec{K}_i^*$  geschrieben werden:

$$\begin{aligned} \vec{y}_{n+1} = & \vec{y}_n + \frac{b_1}{\gamma} \vec{K}_1^* + \frac{b_2}{\gamma} (\vec{K}_2^* - \frac{\gamma_{21}}{\gamma} \vec{K}_1^*) + \\ & + \frac{b_3}{\gamma} (\vec{K}_3^* - \frac{\gamma_{31}}{\gamma} \vec{K}_1^* - \frac{\gamma_{32}}{\gamma} (\vec{K}_2^* - \frac{\gamma_{21}}{\gamma} \vec{K}_1^*)) \end{aligned} \quad (\text{A.47})$$

Schließlich können noch einige Kombinationen der auftauchenden Parameter “wegdefiniert” werden. Zum ersten:

$$c_{21} \equiv \frac{\gamma_{21}}{\gamma^2}, \quad c_{32} \equiv \frac{\gamma_{32}}{\gamma^2}, \quad c_{31} \equiv \frac{\gamma\gamma_{31} - \gamma_{21}\gamma_{32}}{\gamma^3} \quad (\text{A.48})$$

Und zum zweiten:

$$b_3^* \equiv \frac{b_3}{\gamma}, \quad b_2^* \equiv \frac{b_2}{\gamma} - c_{32}b_3, \quad b_1^* \equiv \frac{b_1}{\gamma} - c_{21}b_2 - c_{31}b_3 \quad (\text{A.49})$$

Damit bleibt am Ende das folgende Gleichungssystem zu lösen:

$$\bar{J}^* \cdot \vec{K}_1^* = f(\vec{y}_n) \quad (\text{A.50})$$

$$\bar{J}^* \cdot \vec{K}_2^* = f(\vec{y}_n + \vec{K}_1^*) + \frac{c_{21}}{h} \vec{K}_1^* \quad (\text{A.51})$$

$$\bar{J}^* \cdot \vec{K}_3^* = f(\vec{y}_n + \vec{K}_1^*) + \frac{c_{31}}{h} \vec{K}_1^* + \frac{c_{32}}{h} \vec{K}_2^* \quad (\text{A.52})$$

Diese Auflösung kann iterativ geschehen, also erst Berechnung von  $\vec{K}_1^*$  aus Gleichung A.50, dann Einsetzen dieser Partillösung in die beiden verbleibenden Gleichungen, und anschließende Berechnung von  $\vec{K}_2^*$ , bzw.  $\vec{K}_3^*$ . Schlußendlich fehlt dann nur noch die Berechnung von  $\vec{y}_{n+1}$  aus der modifizierten Bestimmungsgleichung A.47:

$$\vec{y}_{n+1} = \vec{y}_n + b_1^* \vec{K}_1^* + b_2^* \vec{K}_2^* + b_3^* \vec{K}_3^* \quad (\text{A.53})$$

Die Gleichungen A.50 bis A.53 stellen nach der jeweils am Anfang der Lösung erfolgten Berechnung des modifizierten Jacobi-Operators  $\bar{J}^*(t_n)$  und der  $f(\vec{y}_n)$ , bzw. nach der zwischenzeitlichen Berechnung der  $f(\vec{y}_n + \vec{K}_1^*)$  lediglich noch einfache lineare Gleichungssysteme dar, die mit einer entsprechenden Methodik vergleichsweise schnell und einfach aufgelöst werden können. Dazu wird innerhalb des ROS3 die sogenannte LU-Dekomposition verwendet, die zu einer sehr kompakten, Speicher- und Rechenkapazität sparenden numerischen Umsetzung des gesamten Lösungsverfahrens führt. Mehr dazu im nachfolgenden Abschnitt.

## Anhang B

# LU-Dekomposition

Ein nicht zu unterschätzendes Hilfsmittel zur Lösung umfangreicher linearer Gleichungssysteme ist die sogenannte LU-Dekomposition. Gegeben sei das folgende, in Matrizenform dargestellte Gleichungssystem:

$$\bar{J} \cdot \vec{x} = \vec{c} \quad (\text{B.1})$$

Die Matrix  $\bar{J}$  kann man sich nun aufgespalten in ein Produkt zweier Untermatrizen  $L$  und  $U$  vorstellen:

$$\bar{J} = \bar{L} \cdot \bar{U} \quad (\text{B.2})$$

Setzt man dies (Gleichung B.2) in Gleichung B.1 ein, so erhält man:

$$\bar{L} \cdot \bar{U} \cdot \vec{x} = \vec{c} \quad (\text{B.3})$$

Als nächstes kann wiederum ein Vektor  $\vec{y}$  definiert und in Gleichung B.3 ersetzt werden:

$$\bar{L} \cdot \vec{y} = \vec{c}, \quad \text{mit: } \bar{U} \cdot \vec{x} \equiv \vec{y} \quad (\text{B.4})$$

Damit ist anscheinend noch nichts erreicht, abgesehen davon, daß nun sogar zwei lineare Gleichungssysteme zu lösen sind, eines für  $\vec{y}$  und eines für  $\vec{x}$ . Allerdings besteht die Möglichkeit, daß diese Lösungen "trivial" werden, wenn nämlich beide Matrizen ( $\bar{L}$  und  $\bar{U}$ ) Dreiecksform annehmen, also lediglich auf und unterhalb der Diagonale ( $L = \underline{L}$ ower triangle), bzw. auf und oberhalb der Diagonalen ( $U = \underline{U}$ pper triangle) von Null verschiedene Einträge aufweisen. Allgemein existiert sogar immer ein zudem noch frei normierbarer Satz von  $\bar{L}$  und  $\bar{U}$  zu jedem gegebenen  $\bar{J}$ . Normiert man z.B. alle Diagonalelemente von  $\bar{L}$  auf 1, so läßt sich ein "dekomponiertes"  $\bar{J}_{dec}$  bilden, das eine effektive und damit rechenzeitsparende Lösung des ursprünglichen Gleichungssystems ermöglicht, ohne dabei zusätzlichen Speicherplatz zu benötigen:

$$\bar{J}_{dec} = \bar{L} - \bar{I} + \bar{U} \quad (\text{B.5})$$

Dabei erfordert die Dekomponierung zwar ebenfalls einen gewissen Rechenaufwand, jedoch ist dieser meist geringer, als der zusätzliche Aufwand zur Lösung des ursprünglichen, nichtdekomponierten Gleichungssystems. Hinzu kommt noch, daß die Dekomponierung bei sich wiederholender, vielfacher Lösung einander ähnelnder Gleichungssysteme u.U. nicht für jedes dieser Systeme erfolgen muß, sondern mit nur einer Dekomponierung gleich mehrere Teilschritte behandelt werden können.

## Anhang C

# Jahresgang chemischer Randbedingungen

Wenn man einen Jahresgang der chemischen Randbedingungen implementieren möchte, muß man sich zunächst überlegen, welche Daten die Ausgangsbasis hierfür bilden sollen, und wie diese möglichst korrekt in die Modellierung integriert werden können. Eine sinnvolle Datenbasis für das Modell wären z.B. Monatsmittel der verschiedenen Spurenstoffkonzentrationen, da diese einerseits noch eine Auflösung möglicher Jahresgänge zulassen, andererseits aber nur relativ wenig Datentransfer und Datenspeicher benötigen. Eine direkte Verwendung der Monatsmittel ist jedoch insofern ausgeschlossen, als daß es dann Sprünge der Randdaten zum jeweiligen Monatsende gäbe, was allgemein zu Problemen führen kann.

Um solche Schwierigkeiten zu vermeiden, muß daher innerhalb der Monate noch einmal interpoliert werden. Da eine solche Interpolation verhältnismäßig rechenaufwendig ist, vor allem angesichts der Tatsache, daß sie für jeden Zeitschritt des Modelles und auch für jeden Gitterpunkt des Chemiemodules erfolgen muß, ist es sinnvoll, hier bereits im Vorfeld, d.h. unabhängig vom eigentlichen Modellauf, "vorzuarbeiten". Zudem hat man dadurch die Möglichkeit, gegebenenfalls auch eine etwas kompliziertere und umfangreichere, dafür aber genauere Interpolation vorzunehmen, und außerdem den potentiellen Modell-"Input", d.h. die Anzahl der einzulesenden und zu speichernden Felder, noch einmal zu verringern.

Allgemein bedeutet eine jede Interpolation die möglichst gute Anpassung eines bestimmten, vorher festgelegten Funktionstyps an die zur Verfügung stehenden Basisdaten. Möglichst gut heißt dabei, anhand eines objektiven Kriteriums die Funktionsparameter der Interpolationsfunktion mathematisch optimal zu anzupassen, d.h. im Idealfall die gegebenen Daten mit minimalem Fehler zu reproduzieren. Dies deutet bereits die Methodik an : Festlegung einer allgemeinen Interpolationsfunktion, im vorliegenden Fall mit expliziter Zeitabhängigkeit, Variation der Parameter dieses Funktionstyps, Bestimmen des minimalen Anpassungsfehlers und der zugehörigen Parameterwerte. Für die Anpassung eines etwas komplexeren Jahresganges können z.B. sowohl ein jährlicher, als auch ein halbjährlicher Zyklus berücksichtigt, und mit unterschiedlicher Amplitude und Phase überlagert werden. Damit hat man 4 freie Parameter plus die zeitliche Abhängigkeit:

$$y = y(a, b, c, d, t) \tag{C.1}$$

Als nächstes müssen nun die (theoretischen) Monatsmittel für diese Ansatzfunktion bestimmt werden, was eine zeitliche Diskretisierung des Ansatzes erforderlich macht. Dabei sollen  $N$  die Anzahl der anzupassenden Intervalle und  $T$  die Länge des Gesamtzyklus bezeichnen. Dies läuft hier letztlich auf 12 monatliche Abschnitte innerhalb eines Jahres hinaus, die sich dann für jedes folgende Jahr periodisch fortsetzen lassen:

$$t_i = \frac{i}{N}T, \quad \text{mit } i = 0, 2, \dots, N \quad (\text{C.2})$$

Die  $t_i$ , die Anfang und Ende der einzelnen Intervalle im kontinuierlichen zeitlichen Verlauf kennzeichnen, legen anschließend die Grenzen bei der Integration der kontinuierlichen Ansatzfunktion zur Bestimmung der theoretischen Monatsmittel fest, erst dann kann die Anpassung an die unabhängig vorgegebenen Monatsmittel erfolgen:

$$\begin{aligned} y_i(a, b, c, d) &= \frac{1}{t_i - t_{i-1}} \int_{t_{i-1}}^{t_i} y(a, b, c, d, t) dt \\ &= \int_{i-1}^i y(a, b, c, d, i) di \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

In der zweiten Zeile wurde bereits die Zeit als absolute kontinuierliche Variable durch die quasi immer noch kontinuierliche, aber relative Variable  $i$  ersetzt, die nur noch über die Zahl der Intervalle zählt. Die Substitution erfolgte dabei in Anlehnung an Gleichung C.2, aber eben kontinuierlich, d.h. über  $dt/di = T/N$ .

Als nächstes müssen nun die theoretischen an die realen Monatsmittel angepaßt werden, wozu standardmäßig die auf Gauss zurückgehende "Methode der kleinsten Quadrate" verwendet wird. Bei dieser Methode wird zunächst eine Fehlerquadratsumme  $S$  aus den Quadraten der Abweichungen zwischen den gegebenen Mittelwerten  $y_i$  und den zugehörigen parameterabhängigen  $y_i(a, b, c, d)$  des Interpolationsansatzes bestimmt:

$$S = \sum_{i=1}^N (y_i - y_i(a, b, c, d))^2 \quad (\text{C.4})$$

Wenn  $S$  minimal werden soll, besteht die hierfür notwendige (aber noch nicht hinreichende) Forderung darin, daß alle partiellen Ableitungen nach den Parametern verschwinden müssen:

$$\frac{\partial S}{\partial a} = \frac{\partial S}{\partial b} = \frac{\partial S}{\partial c} = \frac{\partial S}{\partial d} = 0 \quad (\text{C.5})$$

Für  $P = a, b, c, d$  folgt zusammen mit Gleichung C.4:

$$\begin{aligned} 0 = \frac{\partial S}{\partial P} &= 2 \cdot \sum_{i=1}^N (y_i - y_i(a, b, c, d)) \cdot \left(-\frac{\partial}{\partial P} y_i(a, b, c, d)\right) \\ 0 &= \sum_{i=1}^N (y_i(a, b, c, d) - y_i) \cdot \left(\frac{\partial}{\partial P} y_i(a, b, c, d)\right) \end{aligned} \quad (\text{C.6})$$

Um diesen Ausdruck weiter umformen und vereinfachen zu können, wird als weiterer Schritt eine Taylor-Entwicklung der  $y_i(a, b, c, d)$  durchgeführt. Dabei genügt ohne Beschränkung der Allgemeinheit die Mitnahme der linearen Glieder, da die Variation zur

Optimierung sich auf die Extrema der Funktion bezieht, wo die lineare Näherung im Prinzip beliebig genau wird. Vom Grad der Taylor-Entwicklung hängt letztlich lediglich ab, wie schnell die spätere iterative Bestimmung der optimalen Parameter konvergiert, aber nicht daß und wo sie konvergiert. - Die lineare Taylor-Entwicklung:

$$y_i(a, b, c, d) = y_{i0} + \Delta a \frac{\partial}{\partial a_0} y_{i0} + \Delta b \frac{\partial}{\partial b_0} y_{i0} + \Delta c \frac{\partial}{\partial c_0} y_{i0} + \Delta d \frac{\partial}{\partial d_0} y_{i0} \quad (\text{C.7})$$

Die in dieser Entwicklung auftauchende Variable  $y_{i0}$  ist eine abkürzende Schreibweise für den Funktionswert bei den optimalen Parametern  $P_0$ :

$$y_{i0} \equiv y_i(a_0, b_0, c_0, d_0) \quad (\text{C.8})$$

Einsetzen von Gleichung C.7 in Gleichung C.6 ergibt schließlich:

$$0 = \sum_{i=1}^N (y_{i0} - y_i + \sum_{Q=a,b,c,d} \Delta Q \frac{\partial}{\partial Q_0} y_{i0}) \cdot (\frac{\partial}{\partial F_0} y_{i0}) \quad (\text{C.9})$$

Das damit unter Berücksichtigung von  $P = a, b, c, d$  entstandene lineare Gleichungssystem in  $\Delta a, \Delta b, \Delta c$  und  $\Delta d$  kann leicht gelöst werden, so daß aus den am Anfang zu setzenden Startwerten  $a_0, b_0, c_0, d_0$  der Parameter Schätzwerte für  $a, b, c, d$  berechnet werden können. Diese Schätzwerte können ihrerseits als neue Anfangswerte benutzt werden usw., usf., was eine de facto beliebig genaue Iteration der Parameter erlaubt.

Als konkrete Ansatzfunktion wurde für die Anpassung der chemischen Randbedingungen in ECHO-GiSP, wie bereits erwähnt, eine Kombination aus jährlicher und halbjährlicher Schwankung gewählt, die dem Jahresmittelwert  $\bar{y}$  überlagert wird:

$$y(a, b, c, d, t) = a \cdot \sin\left(\frac{2\pi t}{T} + b\right) + c \cdot \sin\left(\frac{2\pi t}{T} + d\right) + \bar{y} \quad (\text{C.10})$$

Die zugehörigen theoretischen Monatsmittel, die bei der Optimierung in das Gleichungssystem C.9 eingehen, sind dann:

$$y_i(a, c, c, d) = \left(-\frac{aN}{2\pi} \cdot \cos\left(\frac{2\pi i}{N} + b\right) - \frac{cN}{4\pi} \cdot \cos\left(\frac{4\pi i}{N} + d\right) + \bar{y}i\right)_{i-1} \quad (\text{C.11})$$

Nach der, wie oben allgemein erläutert, erfolgten Anpassung der Parameter bleiben letztlich pro Spezies jeweils 5 Felder (für  $a, b, c, d$  und  $\bar{y}$ ) an Initial-, bzw. Randdaten übrig, die beim Modellstart eingelesen und dann intern abgespeichert werden müssen. Auch dies ist immer noch eine beachtliche Datenmenge, die aber in der praktischen Umsetzung noch weiter reduziert werden kann, indem Jahresgänge nicht pauschal für alle, sondern nur für diejenigen Spezies berücksichtigt werden, für die sie auch einen relevanten Beitrag im Rahmen der Modellierung liefern. Dadurch gehen für alle Spezies, die praktisch keinen merklichen Jahresgang aufweisen, jeweils von vornherein nur die Jahresmittelwerte ein, d.h. nur 1 Feld, statt 5.

## Anhang D

# Spektralmethode

Eine Alternative zur Modellierung im Ortsraum, d.h. zur Behandlung der Modellgleichungen auf einem räumlichen Gitter, besteht in der Überführung des Lösungsalgorithmus in den Spektralraum, was z.T. Vorteile bietet. Insbesondere bei der globalen Modellierung, die sich in jeder betrachteten Höhe auf eine geschlossene Kugeloberfläche (Sphäre) bezieht, ist dies relativ leicht in die Tat umzusetzen. Jedes stetige und differenzierbare Feld  $X(\lambda, \mu)$  auf der Sphäre läßt sich dabei folgendermaßen in eine unendliche Reihe entwickeln:

$$X(\lambda, \mu) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n X_n^m P_n^m(\mu) e^{im\lambda} \quad (\text{D.1})$$

Die Basisfunktionen  $P_n^m(\mu)$  dieser spektralen Entwicklung sind die sogenannten zugeordneten Legendre-Polynome:

$$P_n^m(\mu) = \sqrt{(2n+1) \frac{(n-m)!}{(n+m)!}} \cdot \frac{1}{2^n n!} (1-\mu^2)^{m/2} \cdot \frac{d^{(n+m)}}{d\mu^{(n+m)}} (\mu^2-1)^n \quad (\text{D.2})$$

Dabei ist allerdings noch zu bemerken, daß die  $P_n^m(\mu)$  in dieser Version bereits normiert sind:

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} P_n^m(\mu) P_l^m(\mu) d\mu = \delta_{nl}$$

In der üblichen, nicht normierten Form der zugeordneten Legendre-Polynome würde in Gleichung D.2 einfach die angegebene Wurzel fehlen. Die komplexen Koeffizienten  $X_n^m$  in der Entwicklungsgleichung für  $X(\lambda, \mu)$  (Gleichung D.1) lassen sich ihrerseits wiederum aus der Integration der mit  $X(\lambda, \mu)$  gewichteten  $P_n^m(\mu)$  über den Ortsraum bestimmen, die damit die Rücktransformation zu Gleichung D.1 darstellt:

$$X_n^m = \frac{1}{4\pi} \int_{-1}^{+1} \int_0^{2\pi} X(\lambda, \mu) P_n^m(\mu) e^{-im\lambda} d\lambda d\mu \quad (\text{D.3})$$

Analog zu Gleichung D.1 kann auch bei expliziter Zeitabhängigkeit des Feldes  $X(X(\lambda, \mu, t))$  die entsprechende zeitliche Ableitung in ihre spektralen Komponenten zerlegt werden:

$$\frac{\partial}{\partial t} X(\lambda, \mu, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \frac{\partial}{\partial t} X_n^m(t) P_n^m(\mu) e^{im\lambda} \quad (\text{D.4})$$

Die zugehörige Rücktransformation ist dann:

$$\frac{\partial}{\partial t} X_n^m(t) = \frac{1}{4\pi} \int_{-1}^{+1} \int_0^{2\pi} \frac{\partial}{\partial t} X(\lambda, \mu, t) P_n^m(\mu) e^{-im\lambda} d\lambda d\mu \quad (\text{D.5})$$

Grundsätzlich besteht aus mathematischer Sicht natürlich praktisch kein Unterschied zwischen den Transformationen D.1 und D.3, bzw. D.4 und D.5. Physikalisch ist aber die erste Paarung für die Behandlung diagnostischer, die zweite Paarung für die Behandlung prognostischer Gleichungen zuständig.

In beiden Fällen liegt der Vorteil des Überganges zur Betrachtung der Spektralkoeffizienten, und damit in den Spektralraum, hauptsächlich in der Vereinfachung bei der Berechnung auftretender räumlicher Ableitungen. Für die zonalen Ableitungen (nach  $\lambda$ ) gilt z.B.:

$$\begin{aligned} \left[ \frac{\partial X(\lambda, \mu)}{\partial \lambda} \right]_n^m &= \frac{1}{4\pi} \int_{-1}^{+1} \int_0^{2\pi} \frac{\partial X(\lambda, \mu)}{\partial \lambda} P_n^m(\mu) e^{-im\lambda} d\lambda d\mu \\ &= \frac{1}{4\pi} \int_{-1}^{+1} \int_0^{2\pi} im X(\lambda, \mu) P_n^m(\mu) e^{-im\lambda} d\lambda d\mu \end{aligned} \quad (\text{D.6})$$

Und für die meridionalen Ableitungen (nach  $\mu$ ):

$$\begin{aligned} \left[ \frac{\partial X(\lambda, \mu)}{\partial \mu} \right]_n^m &= \frac{1}{4\pi} \int_{-1}^{+1} \int_0^{2\pi} \frac{\partial X(\lambda, \mu)}{\partial \mu} P_n^m(\mu) e^{-im\lambda} d\lambda d\mu \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} [X(\lambda, \mu) P_n^m(\mu)]_{\mu=-1}^{\mu=+1} e^{-im\lambda} d\lambda \\ &\quad + \frac{1}{4\pi} \int_{-1}^{+1} \int_0^{2\pi} \frac{X(\lambda, \mu)}{1-\mu^2} H_n^m(\mu) e^{-im\lambda} d\lambda d\mu \end{aligned} \quad (\text{D.7})$$

Dabei sind die  $H_n^m(\mu)$  quasi die Ableitungen der  $P_n^m(\mu)$ , wobei folgender Zusammenhang besteht:

$$H_n^m(\mu) = n\epsilon_{n+1}^m P_{n+1}^m(\mu) - (n+1)\epsilon_n^m P_{n-1}^m(\mu)$$

Ein weiterer rechentechnischer Vorteil im Spektralraum zeigt sich bei der Kalkulation des Produktes zweier Felder  $X(\lambda, \mu)$  und  $Y(\lambda, \mu)$ :

$$\begin{aligned} [XY]_n^m &= \frac{1}{4\pi} \int_{-1}^{+1} \int_0^{2\pi} X(\lambda, \mu) Y(\lambda, \mu) P_n^m(\mu) e^{-im\lambda} d\lambda d\mu \\ &= \frac{1}{2} \sum_{i=0}^{\inf} \sum_{l=0}^{\inf} \sum_{k=m-\Gamma}^{\Gamma} X_i^{m-k} Y_l^k \int_{-1}^{+1} P_i^{m-k}(\mu) P_l^k(\mu) P_n^m(\mu) d\mu \end{aligned} \quad (\text{D.8})$$

Dabei gilt noch  $\Gamma = \min(i, l)$ .

Wichtig für die praktische Umsetzung der Spektralmethode im Modell ist zudem, daß sich hier auf natürliche Weise eine einfache und auch physikalisch sinnvolle Näherungsmöglichkeit ergibt, indem bei der Transformation aus dem Spektralraum in den Ortsraum jeweils bei einer festgelegten Wellenzahl  $N_{max}$  die Summation abgebrochen wird.

Die unendlichen Summen, die beispielsweise in den Gleichungen D.1 und D.4 auftauchen, gehen damit in leicht zu berechnende endliche Summen über:

$$\sum_{n=0}^{\infty} \longrightarrow \sum_{n=0}^{N_{max}}$$

Physikalisch bedeutet dies gerade, daß kurze, hochfrequente Wellen ab einer bestimmten Wellenlänge nicht mehr explizit aufgelöst werden, während alle längeren Wellen hingegen exakt behandelt sind. Natürlich muß die integrierte Wirkung der vernachlässigten, "subskaligen" Wellen dann in den Modellgleichungen zusätzlich durch entsprechende Quellterme parameterisiert werden.

Im Ortsraum sind auch nach der spektralen Abschneidung (Truncation) zunächst noch alle betrachteten Felder kontinuierlich. Es kann aber auch hier eine wesentliche Vereinfachung erfolgen, da offensichtlich keine räumlichen Skalen aufgelöst werden müssen, die infolge der spektralen Abschneidung sowieso nicht mehr repräsentiert sind. Dadurch kann im Prinzip vom Kontinuum auf ein diskretes räumliches Gitter übergegangen werden, ohne dabei eine zusätzliche Näherung einführen zu müssen. Es ist lediglich notwendig, daß dieses Gitter eine Auflösung aufweist, die mindestens der höchsten im Spektralraum noch berücksichtigten Wellenzahl ( $N_{max}$ ) entspricht. Für die Anzahl  $I_{grid}$  der Gitterpunkte in zonaler Richtung muß dabei nach *Machenhauer und Rasmussen* [1972] gelten:

$$I_{grid} \geq 3N_{max} + 1 \quad (D.9)$$

Unter dieser Bedingung können dann die Integrale über  $\lambda$  in entsprechende Summen überführt werden:

$$\int_0^{2\pi} d\lambda \longrightarrow \sum_{i=1}^{I_{grid}} \Delta\lambda_i$$

Gleiches gilt auch für die Integrale über  $\mu$ :

$$\int_{-1}^{+1} d\mu \longrightarrow \sum_{j=1}^{J_{grid}} \Delta\mu_j$$

Hier muß für die Anzahl  $J_{grid}$  der Gitterpunkte in meridionaler Richtung gelten:

$$J_{grid} \geq \frac{3N_{max} + 1}{2} \quad (D.10)$$

Wenn das Gitter in meridionaler Richtung zudem nicht äquidistant gewählt wird, sondern gerade so, daß die geographischen Breiten der Gitterpunkte mit den Nullstellen des zugeordneten Legendre-Polynoms  $P_{J_{grid}}^0$ , also des meridional höchsten aufgelösten Polynoms, zusammenfallen, ist auch der Beitrag eventueller quadratischer nichtlinearer Terme zu den spektralen Tendenzen nach der Rücktransformation in den Ortsraum exakt [*Eliassen et al.*, 1970]. Dies führt auf ein sogenanntes Gauss-Gitter, dessen meridionale Gitterabstände allerdings auch etwa gleich groß sind.

## Anhang E

# ISC: Spezies, Reaktionen & Reaktionskonstanten

Tabelle E.1: Chemische Spezies

	Spezies
variabel	<i>Cl<sub>2</sub>O<sub>2</sub>, OClO, ClNO<sub>2</sub>, Cl<sub>2</sub>, O(<sup>1</sup>D), CO, HNO<sub>4</sub>, H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>, CH<sub>3</sub>OOH, N<sub>2</sub>O<sub>5</sub>, BrCl, HOBr, BrNO<sub>3</sub>, HNO<sub>3</sub>, CH<sub>3</sub>O<sub>2</sub>, H, HOCl, HBr, HCl, ClNO<sub>3</sub>, BrO, HCHO, NO<sub>3</sub>, O<sub>3</sub>, NO<sub>2</sub>, Br, OH, O(<sup>3</sup>P), NO, HO<sub>2</sub>, ClO, Cl</i>
fix	<i>N<sub>2</sub>O, H<sub>2</sub>O, H<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, CO<sub>2</sub></i>

Tabelle E.1: Zusammenstellung der für die Simulationen der vorliegenden Arbeit in ISC verwendeten chemischen Spezies. Die Mischungsverhältnisse der variablen Spezies werden in ISC oberhalb der fest vorgegebenen troposphärischen Randbedingungen (bis ca. 200 hPa) für jeden Gitterpunkt und Zeitschritt neu berechnet. Die Mischungsverhältnisse der fixen Tracer werden auch in der mittleren Atmosphäre festgehalten.

Tabelle E.2: Gasphasenreaktionen und Reaktionsraten

Nr.	Reaktion	Reaktionsrate [ $cm^{-3}s^{-1}$ ]
1	$O_2 + O(^3P) + M_S \rightarrow O_3$	$R_1 = 6.0 \cdot 10^{-34} \cdot [M] \cdot (300/T)^{2.4}$
2	$O_3 + O(^3P) \rightarrow 2 O_2$	$R_2 = 8.0 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(-2060/T)$
3	$N_2 + O(^1D) \rightarrow O(^3P) + N_2$	$R_3 = 1.8 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(110/T)$
4	$O_2 + O(^1D) \rightarrow O(^3P) + O_2$	$R_4 = 3.2 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(70/T)$
5	$O_3 + O(^1D) \rightarrow 2 O_2$	$R_5 = 1.2 \cdot 10^{-10}$
6	$H_2O + O(^1D) \rightarrow 2 OH$	$R_6 = 2.2 \cdot 10^{-10}$
7	$H_2 + O(^1D) \rightarrow H + OH$	$R_7 = 1.1 \cdot 10^{-10}$
8	$CH_4 + O(^1D) + O_2 \rightarrow CH_3O_2 + OH$	$R_8 = 0.75 \cdot 1.5 \cdot 10^{-10}$
9	$CH_4 + O(^1D) + O_2 \rightarrow HCHO + HO_2 + H$	$R_9 = 0.20 \cdot 1.5 \cdot 10^{-10}$
10	$CH_4 + O(^1D) + O_2 \rightarrow HCHO + H_2 + O_2$	$R_{10} = 0.05 \cdot 1.5 \cdot 10^{-10}$
11	$H + O_2 + M_S \rightarrow HO_2$	$R_{11} = f(K_0, K_\infty)$ $K_0 = 5.7 \cdot 10^{-32} \cdot [M] \cdot (300/T)^{1.6}$ $K_\infty = 7.5 \cdot 10^{-11}$
12	$H + O_3 \rightarrow OH + O_2$	$R_{12} = 1.4 \cdot 10^{-10} \cdot \exp(-470/T)$
13	$OH + H_2 \rightarrow H_2O + H$	$R_{13} = 5.5 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(-2000/T)$
14	$OH + O_3 \rightarrow HO_2 + O_2$	$R_{14} = 1.7 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(-940/T)$
15	$OH + O(^3P) \rightarrow H + O_2$	$R_{15} = 2.2 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(120/T)$
16	$OH + OH \rightarrow O(^3P) + H_2O$	$R_{16} = 4.2 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(-240/T)$
17	$HO_2 + O(^3P) \rightarrow OH + O_2$	$R_{17} = 3.0 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(200/T)$
18	$HO_2 + O_3 \rightarrow OH + 2 O_2$	$R_{18} = 1.0 \cdot 10^{-14} \cdot \exp(-490/T)$
19	$HO_2 + H \rightarrow 2 OH$	$R_{19} = 0.69 \cdot 8.1 \cdot 10^{-11}$
20	$HO_2 + H \rightarrow H_2 + O_2$	$R_{20} = 0.29 \cdot 8.1 \cdot 10^{-11}$
21	$HO_2 + H \rightarrow O(^3P) + H_2O$	$R_{21} = 0.02 \cdot 8.1 \cdot 10^{-11}$
22	$HO_2 + OH \rightarrow H_2O + O_2$	$R_{22} = 4.8 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(250/T)$
23	$HO_2 + HO_2 \rightarrow H_2O_2 + O_2$	$R_{23} = 2.3 \cdot 10^{-13} \cdot \exp(600/T)$ $+ 1.7 \cdot 10^{-33} \cdot [M] \cdot \exp(1000/T)$
24	$H_2O_2 + OH \rightarrow H_2O + HO_2$	$R_{24} = 2.9 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(-160/T)$
25	$N_2O + O(^1D) \rightarrow 2 NO$	$R_{25} = 6.7 \cdot 10^{-11}$
26	$NO + O_3 \rightarrow NO_2 + O_2$	$R_{26} = 3.0 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(-1500/T)$
27	$NO + HO_2 \rightarrow NO_2 + OH$	$R_{27} = 3.5 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(250/T)$
28	$NO_2 + O(^3P) \rightarrow NO + O_2$	$R_{28} = 5.6 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(180/T)$
29	$NO_2 + O_3 \rightarrow NO_3 + O_2$	$R_{29} = 1.2 \cdot 10^{-13} \cdot \exp(-2450/T)$
30	$NO_2 + OH + M \rightarrow HNO_3$	$R_{30} = f(K_0, K_\infty)$ $K_0 = 2.0 \cdot 10^{-30} \cdot [M] \cdot (300/T)^{3.0}$ $K_\infty = 2.5 \cdot 10^{-11}$
31	$NO_2 + HO_2 + M_S \rightarrow HNO_4$	$R_{31} = f(K_0, K_\infty)$ $K_0 = 1.8 \cdot 10^{-31} \cdot [M] \cdot (300/T)^{3.2}$ $K_\infty = 4.7 \cdot 10^{-12} \cdot (300/T)^{1.4}$
32	$NO_3 + O(^3P) \rightarrow NO_2 + O_2$	$R_{32} = 1.0 \cdot 10^{-11}$
33	$NO_3 + NO \rightarrow 2 NO_2$	$R_{33} = 1.5 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(170/T)$
34	$NO_3 + NO_2 + M_S \rightarrow N_2O_5$	$R_{34} = f(K_0, K_\infty)$ $K_0 = 2.0 \cdot 10^{-30} \cdot [M] \cdot (300/T)^{4.4}$ $K_\infty = 1.4 \cdot 10^{-12} \cdot (300/T)^{0.7}$
35	$N_2O_5 + M_S \rightarrow NO_2 + NO_3$	$R_{35} = R_{34} / (3.0 \cdot 10^{-27} \cdot \exp(10990/T))$

Tabelle E.2: Gasphasenreaktionen und Reaktionsraten

Nr.	Reaktion	Reaktionsrate [ $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ ]
36	$\text{HNO}_3 + \text{OH} \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{NO}_3$	$R_{36} = K_1 + K_2/(1 + K_2/K_3)$ $K_1 = 2.4 \cdot 10^{-14} \cdot \exp(460/T)$ $K_2 = 6.5 \cdot 10^{-34} \cdot [M] \cdot \exp(1335/T)$ $K_3 = 2.7 \cdot 10^{-17} \cdot \exp(2199/T)$
37	$\text{HNO}_4 + \text{OH} \rightarrow \text{NO}_2 + \text{H}_2\text{O} + \text{O}_2$	$R_{37} = 1.3 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(380/T)$
38	$\text{HNO}_4 + \text{M} \rightarrow \text{NO}_2 + \text{HO}_2$	$R_{38} = R_{31}/(2.1 \cdot 10^{-27} \cdot \exp(10900/T))$
39	$\text{Cl} + \text{O}_3 \rightarrow \text{ClO} + \text{O}_2$	$R_{39} = 2.3 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(-200/T)$
40	$\text{Cl} + \text{H}_2 \rightarrow \text{HCl} + \text{H}$	$R_{40} = 3.7 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(-2300/T)$
41	$\text{Cl} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{HCl} + \text{O}_2$	$R_{41} = 1.8 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(170/T)$
42	$\text{Cl} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{ClO} + \text{OH}$	$R_{42} = 4.1 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(-450/T)$
43	$\text{Cl} + \text{H}_2\text{O}_2 \rightarrow \text{HCl} + \text{HO}_2$	$R_{43} = 1.1 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(-980/T)$
44	$\text{ClO} + \text{O}(^3\text{P}) \rightarrow \text{Cl} + \text{O}_2$	$R_{44} = 3.0 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(70/T)$
45	$\text{ClO} + \text{OH} \rightarrow \text{Cl} + \text{HO}_2$	$R_{45} = 7.4 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(270/T)$
46	$\text{ClO} + \text{OH} \rightarrow \text{HCl} + \text{O}_2$	$R_{46} = 6.0 \cdot 10^{-13} \cdot \exp(230/T)$
47	$\text{ClO} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{HOCl} + \text{O}_2$	$R_{47} = 0.97 \cdot 2.7 \cdot 10^{-13} \cdot \exp(220/T)$
48	$\text{ClO} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{HCl} + \text{O}_3$	$R_{48} = 0.03 \cdot 2.7 \cdot 10^{-13} \cdot \exp(220/T)$
49	$\text{ClO} + \text{NO} \rightarrow \text{NO}_2 + \text{Cl}$	$R_{49} = 6.4 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(290/T)$
50	$\text{ClO} + \text{NO}_2 + \text{M}_S \rightarrow \text{ClNO}_3$	$R_{50} = f(K_0, K_\infty)$ $K_0 = 1.8 \cdot 10^{-31} \cdot [M] \cdot (300/T)^{3.4}$ $K_\infty = 1.5 \cdot 10^{-11} \cdot (300/T)^{1.9}$
51	$\text{ClO} + \text{ClO} \rightarrow \text{Cl} + \text{OClO}$	$R_{51} = 3.5 \cdot 10^{-13} \cdot \exp(-1370/T)$
52	$\text{ClO} + \text{ClO} \rightarrow \text{Cl}_2 + \text{O}_2$	$R_{52} = 1.0 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(-1590/T)$
53	$\text{ClO} + \text{ClO} + \text{M}_S \rightarrow \text{Cl}_2\text{O}_2$	$R_{53} = f(K_0, K_\infty)$ $K_0 = 1.6 \cdot 10^{-32} \cdot [M] \cdot (300/T)^{4.5}$ $K_\infty = 2.0 \cdot 10^{-12} \cdot (300/T)^{2.4}$
54	$\text{Cl}_2\text{O}_2 + \text{M}_S \rightarrow 2 \text{ClO}$	$R_{54} = R_{53}/(1.27 \cdot 10^{-27} \cdot \exp(8744/T))$
55	$\text{HCl} + \text{OH} \rightarrow \text{Cl} + \text{H}_2\text{O}$	$R_{55} = 2.6 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(-350/T)$
56	$\text{HOCl} + \text{OH} \rightarrow \text{ClO} + \text{H}_2\text{O}$	$R_{56} = 3.0 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(-500/T)$
57	$\text{ClNO}_3 + \text{O}(^3\text{P}) \rightarrow \text{ClO} + \text{NO}_3$	$R_{57} = 2.9 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(-800/T)$
58	$\text{ClNO}_3 + \text{OH} \rightarrow \text{HOCl} + \text{NO}_3$	$R_{58} = 1.2 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(-330/T)$
59	$\text{ClNO}_3 + \text{Cl} \rightarrow \text{Cl}_2 + \text{NO}_3$	$R_{59} = 6.5 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(135/T)$
60	$\text{Br} + \text{O}_3 \rightarrow \text{BrO} + \text{O}_2$	$R_{60} = 1.7 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(-800/T)$
61	$\text{Br} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{HBr} + \text{O}_2$	$R_{61} = 1.5 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(-600/T)$
62	$\text{Br} + \text{HCHO} + \text{O}_2 \rightarrow \text{HBr} + \text{CO} + \text{HO}_2$	$R_{62} = 1.7 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(-800/T)$
63	$\text{BrO} + \text{O}(^3\text{P}) \rightarrow \text{Br} + \text{O}_2$	$R_{63} = 1.9 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(230/T)$
64	$\text{BrO} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{HOBr} + \text{O}_2$	$R_{64} = 3.4 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(540/T)$
65	$\text{BrO} + \text{NO} \rightarrow \text{Br} + \text{NO}_2$	$R_{65} = 8.8 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(260/T)$
66	$\text{BrO} + \text{NO}_2 + \text{M}_S \rightarrow \text{BrNO}_3$	$R_{66} = f(K_0, K_\infty)$ $K_0 = 5.2 \cdot 10^{-31} \cdot [M] \cdot (300/T)^{3.2}$ $K_\infty = 6.9 \cdot 10^{-12} \cdot (300/T)^{2.9}$
67	$\text{BrO} + \text{ClO} \rightarrow \text{Br} + \text{OClO}$	$R_{67} = 9.5 \cdot 10^{-13} \cdot \exp(550/T)$
68	$\text{BrO} + \text{ClO} \rightarrow \text{BrCl} + \text{O}_2$	$R_{68} = 4.1 \cdot 10^{-1} \cdot \exp(290/T)$
69	$\text{BrO} + \text{BrO} \rightarrow 2 \text{Br} + \text{O}_2$	$R_{69} = 1.5 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(230/T)$
70	$\text{HBr} + \text{OH} \rightarrow \text{Br} + \text{H}_2\text{O}$	$R_{70} = 1.1 \cdot 10^{-11}$

Tabelle E.2: Gasphasenreaktionen und Reaktionsraten

Nr.	Reaktion	Reaktionsrate [ $cm^{-3}s^{-1}$ ]
71	$CO + OH \rightarrow H + CO_2$	$R_{71} = 1.5 \cdot 10^{-13} + [M] \cdot 3.38 \cdot 10^{-33}$
72	$CH_4 + OH + O_2 \rightarrow CH_3O_2 + H_2O$	$R_{72} = 2.45 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(-1775/T)$
73	$HCHO + OH + O_2 \rightarrow H_2O + CO + HO_2$	$R_{73} = 9.0 \cdot 10^{-12}$
74	$HCHO + O(^3P) + O_2 \rightarrow OH + CO + HO_2$	$R_{74} = 3.4 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(-1600/T)$
75	$Cl + CH_4 + O_2 \rightarrow HCl + CH_3O_2$	$R_{75} = 9.6 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(-1360/T)$
76	$Cl + HCHO + O_2 \rightarrow HCl + CO + HO_2$	$R_{76} = 8.1 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(-30/T)$
77	$CH_3O_2 + NO + O_2 \rightarrow NO_2 + HCHO + HO_2$	$R_{77} = 2.8 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(300/T)$
78	$CH_3O_2 + HO_2 \rightarrow HCHO + H_2O + O_2$	$R_{78} = K_1/(1 + K_2)$ $K_1 = 4.1 \cdot 10^{-13} \cdot \exp(750/T)$ $K_2 = 497.7 \cdot \exp(-1160/T)$
79	$CH_3O_2 + HO_2 \rightarrow CH_3OOH + O_2$	$R_{79} = K_1/(1 + 1/K_2)$ $K_1 = 4.1 \cdot 10^{-13} \cdot \exp(750/T)$ $K_2 = 497.7 \cdot \exp(-1160/T)$
80	$CH_3OOH + OH \rightarrow CH_3O_2 + H_2O$	$R_{80} = 0.7 \cdot 3.8 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(200/T)$
81	$CH_3OOH + OH \rightarrow HCHO + OH + H_2O$	$R_{81} = 0.3 \cdot 3.8 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(200/T)$
Reaktionsrate $f$ für Dreierstoßreaktionen: $f(K_0, K_\infty) = \frac{K_0}{1 + K_0/K_\infty} \cdot 0.6^{(1 + [\log_{10}(K_0/K_\infty)]^2)^{-1}}$ $K_0, K_\infty$ - Grenzwerte für niedrigen und hohen Druck.		

Tabelle E.2: Zusammenstellung der für die Simulationen der vorliegenden Arbeit in ISC verwendeten Gasphasenreaktionen und ihrer Reaktionsraten nach [Sander *et al.*, 2002]. Die Reaktionsraten sind in der Einheit [ $Moleküle^{-1}cm^{-3}s^{-1}$ ] gegeben, sofern es sich nicht um Reaktionsraten für thermischen Zerfall handelt [ $Moleküle^{-1}s^{-1}$ ].  $T$  ist die jeweilige Temperatur in [K],  $M$  die Konzentration der Luftmoleküle in [ $Moleküle/cm^3$ ],  $M_S$  ein neutraler Stoßpartner.

Tabelle E.3: Photolysereaktionen und  $\lambda_{max}$ 

Nr.	Reaktion	$\lambda_{max}[nm]$
1	$O_2 + h\nu \rightarrow 2 O(^3P)$	$J_1$ 240
2	$O_3 + h\nu \rightarrow O(^3P) + O_2$	$J_2$ 850
3	$O_3 + h\nu \rightarrow O(^1D) + O_2$	$J_3$ 320
4	$H_2O_2 + h\nu \rightarrow 2 OH$	$J_4$ 350
5	$NO_2 + h\nu \rightarrow NO + O(^3P)$	$J_5$ 420
6	$NO_3 + h\nu \rightarrow NO_2 + O(^3P)$	$J_6$ 670
7	$NO_3 + h\nu \rightarrow NO + O_2$	$J_7$ 670
8	$N_2O + h\nu \rightarrow N_2 + O(^1D)$	$J_8$ 240
9	$N_2O_5 + h\nu \rightarrow NO_2 + NO_3$	$J_9$ 380
10	$HNO_3 + h\nu \rightarrow NO_2 + OH$	$J_{10}$ 350
11	$HNO_4 + h\nu \rightarrow NO_2 + HO_2$	$J_{11}$ 325
12	$HNO_4 + h\nu \rightarrow NO_3 + OH$	$J_{12}$ 325
13	$Cl_2 + h\nu \rightarrow 2 Cl$	$J_{13}$ 470
14	$OCIO + h\nu \rightarrow ClO + O(^3P)$	$J_{14}$ 475
15	$Cl_2O_2 + h\nu \rightarrow 2 Cl + O_2$	$J_{15}$ 450
16	$HOCl + h\nu \rightarrow OH + Cl$	$J_{16}$ 420
17	$ClNO_3 + h\nu \rightarrow Cl + NO_3$	$J_{17}$ 430
18	$BrCl + h\nu \rightarrow Br + Cl$	$J_{18}$ 560
19	$BrO + h\nu \rightarrow Br + O(^3P)$	$J_{19}$ 390
20	$HOBr + h\nu \rightarrow Br + OH$	$J_{20}$ 550
21	$BrNO_3 + h\nu \rightarrow Br + NO_3$	$J_{21}$ 500
22	$HCHO + h\nu + O_2 \rightarrow H + CO + HO_2$	$J_{22}$ 330
23	$HCHO + h\nu \rightarrow H_2 + CO$	$J_{23}$ 365
24	$CH_3OOH + h\nu + O_2 \rightarrow OH + HCHO + HO_2$	$J_{24}$ 360
25	$ClNO_2 + h\nu \rightarrow Cl + NO_2$	$J_{25}$ 370

Tabelle E.3: Zusammenstellung der für die Simulationen der vorliegenden Arbeit in ISC verwendeten Photolysereaktionen und der ungefähren Obergrenze  $\lambda_{max}$  der für die Photolyse berücksichtigten Wellenlängen (nach *Sander et al.*, [2002]). Die Reaktionsraten  $J_i$  werden in ISC innerhalb der aus dem MECCA-Chemiemodul stammenden PHOTO-Routine für jeden Gitterpunkt und Zeitschritt nach der Methode von *Landgraf und Crutzen* [1998] berechnet.

Tabelle E.4: Heterogene Reaktionen

Nr.	Reaktion
1	$N_2O_5 + H_2O \rightarrow HNO_3 + HNO_3$ $P_1$
2	$N_2O_5 + HCl \rightarrow ClNO_2 + HNO_3$ $P_2$
3	$HOCl + HCl \rightarrow Cl_2 + H_2O$ $P_3$
4	$ClNO_3 + HCl \rightarrow Cl_2 + HNO_3$ $P_4$
5	$ClNO_3 + H_2O \rightarrow HOCl + HNO_3$ $P_5$
6	$ClNO_3 + HBr \rightarrow BrCl + HNO_3$ $P_6$
7	$BrNO_3 + HCl \rightarrow BrCl + HNO_3$ $P_7$
8	$HOCl + HBr \rightarrow BrCl + H_2O$ $P_8$
9	$HOBr + HCl \rightarrow BrCl + H_2O$ $P_9$
10	$BrNO_3 + H_2O \rightarrow HOBr + HNO_3$ $P_{10}$

Tabelle E.4: Zusammenstellung der für die Simulationen der vorliegenden Arbeit in ISC verwendeten heterogenen Reaktionen. Die Reaktionsraten  $P_i$  werden in ISC innerhalb der aus dem MECCA-Chemiemodul stammenden PSC-Routine für jeden Gitterpunkt und Zeitschritt berechnet. Im Einzelnen basieren diese Berechnungen auf den Arbeiten von *Carshaw et al.* [1995], *Carshaw und Peter* [1997], *Carshaw et al.* [1997a], *Drdla et al.* [1993], *Grainger et al.* [1995], *Hanson und Mauersberger* [1988], *Hanson et al.* [1994], *Huthwelker et al.* [1995], *Luo et al.* [1995], *Tabazadeh et al.* [1994] und *Waibel* [1997], sowie auf Labormessdaten aus *DeMore et al.* [1997] und *Sander et al.* [2000].

# Literaturverzeichnis

- Abbatt, J. O. D., Beyer, K. D., Fucaloro, A. F., McMahon, J. R., Wooldridge, P. J., Zhang, R., und Molina, M. J. (1992). Interaction of *HCl* vapor with water-ice: implications for the stratosphere. *J. Geophys. Res.*, 97:15819–15826.
- Ambaum, M. H. P. und Hoskins, B. J. (2002). The NAO troposphere-stratosphere connection. *J. Clim.*, 15:1969–1978.
- Ambaum, M. H. P., Hoskins, B. J., und Stephenson, D. B. (2001). Arctic Oscillation or North Atlantic Oscillation?. *J. Clim.*, 14:3495–3507.
- Andrews, D. G. (2000). An Introduction to Atmospheric Physics. Cambridge University Press, Cambridge.
- Andrews, D. G., Holton, J. R., und Leovy, C. B. (1987). Middle Atmosphere Dynamics. Academic Press, Orlando, Florida.
- Appenzeller, C., Schwander, J., Sommer, S., und Stocker, T. F. (1998). The North Atlantic Oscillation and its imprint on precipitation and ice accumulation in Greenland. *Geophys. Res. Lett.*, 25:1939–1942.
- Arakawa, A. und Lamb, V. R. (1977). Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA general circulation model. *Meth. Comput. Phys.*, 17:173–265.
- Asselin, R. (1972). Frequency filter for time integrations. *Mon. Weather Rev.*, 100:487–490.
- Austin, J. (2002). A Three-Dimensional Coupled Chemistry-Climate Model Simulation of Past Stratospheric Trends. *J. Atmos. Sci.*, 59:218–232.
- Austin, J., et al. (2002). Assessments of chemistry-climate models of the stratosphere. *Atmos. Chem. Phys. Discuss.*, 2:1035–1096.
- Austin, J., Knight, J., und Butchart, N. (2000). Three-dimensional chemical model simulations of the ozone layer: 1979-2015. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 126:1533–1556.
- Bacher, A., Oberhuber, J. M., und Röckner, E. (1998). ENSO dynamics and the seasonal cycle in the tropical Pacific as simulated by the ECHAM4/OPIC3 coupled general circulation model. *Clim. Dyn.*, 14:431–450.
- Baldwin, M. P. und Dunkerton, T. J. (1999). Propagation of the Arctic Oscillation from the stratosphere to the troposphere. *J. Geophys. Res.*, 104:30937–30946.

- Barnett, J. J., Houghton, J. T., und Pyle, J. A. (1975). The temperature dependence of the ozone concentration near the stratopause. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 101:245–+.
- Bengtsson, L., Röckner, E., und Stendel, M. (1999). Why is the global warming proceeding much slower than expected? *J. Geophys. Res.*, 104:3865–3876.
- Bevington, P. R. (1969). Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences. *McGraw-Hill*, New York.
- Bjerknes, J. und Solberg, H. (1922). On the life cycle of cyclones and the polar front theory of atmospheric circulation. *Geofysiske Publikationer, Vol. 3, Nr. 1*, Kristinia, Cammermeyers Bogh.
- Bjerknes, V. (1921). On the Dynamics of the circular vortex with applications to the atmosphere and atmospheric vortex and wave motions. *Geofysiske Publikationer, Vol. 2, Nr. 4*, Kristiania, Cammermeyers Bogh.
- Bjornsson, H. und Mysak, L. A. (2001). Present-day and last-glacial-maximum ocean thermohaline circulation in a zonally averaged coupled ocean-sea ice-atmosphere model. *J. Clim.*, 14:1422–1439.
- Black, R. X. (2002). Stratospheric forcing of surface climate in the Arctic Oscillation. *J. Clim.*, 15:268–277.
- Blackadar, A. K. (1962). The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 67:3095–3102.
- Blondin, C. (1989). Research on land surface parameterization schemes at ECMWF. *In: Parameterization of Fluxes Over Land Surface, ECMWF Proc.*, 285–330, Reading, England.
- Boville, B. A. (1995). Middle atmosphere version of CCM2 (MACCM2): Annual cycle and interannual variability. *J. Geophys. Res.*, 100:9017–9039.
- Boville, B. A. und Cheng, X. (1988). Upper boundary effects in a general circulation model. *J. Atmos. Sci.*, 45:2591–2608.
- Boville, B. A. (1984). The influence of the polar night jet on the tropospheric circulation in a GCM. *J. Atmos. Sci.*, 41:1132–1142.
- Brasseur, G. und Solomon, S. (1984). Aeronomy of the Middle Atmosphere. D. Reidel, Norwell, Massachusetts.
- Brinkop, S. und Röckner, E. (1995). Sensitivity of a general circulation model to parameterizations of cloud-turbulence interactions in the atmospheric boundary layer. *Tellus*, 47A:197–220.
- Bröcker, W. S. (1991). The Great Ocean Conveyor. *Oceanography*, 4:79–89.
- Bromwich, D. H., Chen, Q., Li, Y., und Cullather, R. I. (1999). Precipitation over Greenland and its relation to the North Atlantic Oscillation. *J. Geophys. Res.*, 104:22103–22115.

- Bronstein, I. N., Semendjajew, K. A., Musiol, G., und Mühlig, H. (1997). Taschenbuch der Mathematik. Verlag Harri Deutsch, Frankfurt, 3. Auflage.
- Busch, U., Dorn, W., und Roth, R. (1999). Study of upper winds in observations and ECHAM model simulations. *Meteorol. Z., N.F.*, 8:39–42.
- Cariolle, D., Lassere-Bogorrry, A., Royer, J. F., und Geleyn, J. F. (1990). A general circulation model simulation of the spring time Antarctic ozone decrease and its impact on mid-latitudes. *J. Geophys. Res.*, 95:1883–1898.
- Carslaw, K. S. und Peter, T. (1997). Uncertainties in reactive uptake coefficients for solid stratospheric particles. 1. Surface chemistry. *Geophys. Res. Lett.*, 24:1743–1746.
- Carslaw, K. S., Peter, T., und Muller, R. (1997). Uncertainties in reactive uptake coefficients for solid stratospheric particles. 2. Effect on ozone depletion. *Geophys. Res. Lett.*, 24:1747–1750.
- Carslaw, K. S., Peter, T., und Clegg, S. L. (1997). Modeling the composition of liquid stratospheric aerosols. *Rev. Geophys.*, 35:125–154.
- Carslaw, K. S., Luo, B., und Peter, T. (1995). An analytic expression for the composition of aqueous HNO<sub>3</sub>-H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> stratospheric aerosols including gas phase removal of HNO<sub>3</sub>. *Geophys. Res. Lett.*, 14:1877–1880.
- Chapman, S. (1930). A theory of upper-atmospheric ozone. *Mem. Roy. Meteorol. Soc.*, 3:103–125.
- Charney, J. G. und De Vore, J. G. (1979). Multiple flow equilibria in the atmosphere and blocking. *J. Atmos. Sci.*, 36:1205–1216.
- Charney, J. G. und Drazin, P. G. (1961). Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 66:83–109.
- Christiansen, B. (2002a). Downward Propagation of The Arctic Oscillation: Mechanism and Control. *EGS XXVII General Assembly, Nice, 21-26 April 2002, Abstract #4137*, 27:4137–+.
- Christiansen, B. (2002b). On the physical nature of the Arctic Oscillation. *Geophys. Res. Lett.*, 29:52–1.
- Christoph, M., Ulbrich, U., Oberhuber, J. M., und Röckner, E. (2000). The role of ocean dynamics for low-frequency fluctuations of the NAO in a coupled ocean-atmosphere GCM. *J. Clim.*, 13:2536–2549.
- Corti, S., Molteni, F., und Palmer, T. N. (1999). Signature of recent climate change in frequencies of natural atmospheric circulation regimes. *Nature*, 398:799–802.
- Crutzen, P. J., Lawrence, M. G., und Poschl, U. (1999). On the background photochemistry of tropospheric ozone. *Tellus*, 51A-B:123–146.
- Crutzen, P. J. (1994). An overview of atmospheric chemistry. In C. F. Boutron (Hg.): *Topics in Atmospheric and Interstellar Physics and Chemistry*, Grenoble, S.63–88.

- Crutzen, P. J. und Arnold, F. (1986). Nitric acid cloud formation in the cold antarctic stratosphere: a major cause for the springtime 'ozone hole'. *Nature*, 324:651–655.
- Crutzen, P. J. und Schmailzl, U. (1983). Chemical budgets of the stratosphere. *Planet. Space Sci.*, 31:1009–1032.
- Crutzen, P. J. (1970). The influence of nitrogen oxides on the atmospheric ozone content. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 96:320–325.
- Cubasch, U. und Kasang, D. (2000). Anthropogener Klimawandel. Klett-Perthes, Gotha.
- Cubasch, U., Hasselmann, K., Höck, H., Maier-Reimer, E., Mikolajewicz, U., Santer, B. D., und Sausen, R. (1997). Time-dependent greenhouse warming computations with a coupled ocean-atmosphere model. *Clim. Dyn.*, 8:55–69.
- Dameris, M., Grewe, V., Hein, R., Schnadt, C., Brühl, C., und Steil, B. (1998). Assessment of the future development of the ozone layer. *Geophys. Res. Lett.*, 25:3579–3582.
- Damian, V., Sandu, A., Damian, M., Potra, F., und Carmichael, G. R. (2002). The kinetic preprocessor KPP – a software environment for solving chemical kinetics. *Comput. Chem. Eng.*, 26:1567–1579.
- Damian-Iordache, V. (1996). KPP - chemistry simulation development environment. *Dissertation*, Univ. of Iowa.
- Damian-Iordache, V. und Sandu, A. (1995). KPP - A symbolic preprocessor for chemistry kinetics - User's guide. *Techn. Report*, Dep. of Math., Univ. of Iowa.
- Da Silva, A. M. und Lindzen, R. S. (1993). On the establishment of stationary waves in the Northern Hemisphere winter. *J. Atmos. Sci.*, 50:43–61.
- DeMore, W. B., Sander, S. P., Golden, D. M., Hampson, R. F., Kurylo, M. J., Howard, C. J., Ravishankara, A. R., Kolb, C. E., und Molina, M. J. (1997). Chemical Kinetics and Photochemical Data for Use in Stratospheric Modeling, Evaluation Number 12. JPL Publikation 97-4, Pasadena.
- Deser, C. (2000). On the teleconnectivity of the 'Arctic Oscillation'. *Geophys. Res. Lett.*, 27:779–782.
- Dethloff, K., Rinke, A., Benkel, A., Körtzow, M., Sokolova, E., Kumar Saha, S., Handorf, D., Dorn, W., Rockel, B., von Storch, H., Haugen, J. E., Røed, L. P., Röckner, E., Christensen, J. H., und Stendel, M. (2006). A dynamical link between the Arctic and the global climate system. *Geophys. Res. Lett.*, 33:3703–+.
- Dethloff, K., Weisheimer, A., Rinke, A., Handorf, D., Kurgansky, M. V., Jansen, W., Maaß, und Hupfer, P. (1998). Climate variability in a nonlinear atmosphere-like dynamical system. *J. Geophys. Res.*, 103:25957–25966.
- Dethloff, K., Schmitz, G., und Grieger, N. (1987). Die transienten Eddy-Transporte in der Projektion auf die langen atmosphärischen Wellen auf der Basis des FGGE Winters 1978/79. II: Die Transporte Potentieller Vorticity. *Zeitschrift für Meteorologie*, 37:69–84.

- DKRZ (1993). The ECHAM3 atmospheric general circulation model. *Techn. Rep. No. 6*, DKRZ, Hamburg.
- Dorn, W., Dethloff, K., Rinke, A., und Botzet, M. (2000). Distinct circulation states of the Arctic atmosphere induced by natural climate variability. *J. Geophys. Res.*, 105:29659–29668.
- Drdla, K., Turco, R. P., und Elliott, S. (1993). Heterogeneous chemistry on antarctic polar stratospheric clouds - a microphysical estimate of the extent of chemical processing. *J. Geophys. Res. (Atm.)*, 98:8965–8981.
- Drdla, K., und Turco, R. P. (1991). Denitrification through PSC formation: A 1-D model incorporating temperature oscillations. *J. Atmos. Sci.*, 12:318–366.
- Drijfhout, S. S., Maier-Reimer, E., und Mikolajewicz, U. (1996). Tracing the conveyor belt in the Hamburg large-scale geostrophic ocean general circulation model. *J. Geophys. Res.*, 101:22563–22575.
- Eady, E. T. 1949. Long waves and cyclone waves. *Tellus*, 1:33–52.
- Eckman, R. S., Grose, W. L., Turner, R. E., und Blackshear, W. T. (1996). Polar ozone depletion: A three-dimensional chemical modeling study of its long-term global impact. *J. Geophys. Res.*, 101:22977–22990.
- ECMWF (1991). ECMWF Forecast Model, Physical Parameterisation. *Meteorological Bulletin M1.6/2, Research Manual 3*, ECMWF, Reading.
- Edmon, H. J., Hoskins, B. J., und McIntyre, M. E. (1980). Eliassen-Palm cross sections for the troposphere. *J. Atmos. Sci.*, 37:2600–2616.
- Eichelberger, S. J. und Hartmann, D. L. (2005). Changes in the strength of the Brewer-Dobson circulation in a simple AGCM. *Geophys. Res. Lett.*, 32:15807–+.
- Eliassen, E., Machenhauer, B., und Rasmussen, E. (1970). On a numerical method for integration of the hydrodynamical equations with a spectral representation of the horizontal fields. *Report No. 2*, Inst. f. Theor. Meteorol., Univ. Kopenhagen.
- Eliassen, A. und Palm, E. (1961). On the transfer of energy in stationary mountain waves. *Geofysiske Publikasjoner*, 22:1–23.
- Etling, D. (1996). *Theoretische Meteorologie*. Vieweg, Braunschweig, Germany.
- Fahey, D. W., Kelly, K. K., Kawa, S. R., Tuck, A. F., Löwenstein, M., Chan, K. R., und Heidt, L. E. (1990). Observations of denitrification and dehydration in the winter polar stratosphere. *Nature*, 344:321–324.
- Farman, J. C., Gardiner, B. G., und Shanklin, J. D. (1985). Large losses of total ozone in Antarctica reveal seasonal  $ClO_x/NO_x$  interaction. *Nature*, 315:207–210.
- Fusco, A. C. und Salby, M. L. (1999). Interannual variations of total ozone and their relationship to variations of planetary wave activity. *J. Clim.*, 12:1619–1629.
- Fyfe, J. C., Boer, G. J., und Flato, G. M. (1999). The Arctic and Antarctic Oscillations and their projected changes under global warming. *Geophys. Res. Lett.*, 26:1601–1604.

- Gates, W. L. (1992). AMIP: The Atmosphere Model Intercomparison Project. Technical Report 7, Program for Climate Model Diagnosis and Intercomparison, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore.
- Gao, D. und Wu, B. (1998). A preliminary study on decadal oscillation and its oscillation source in the sea-ice-air system in the Northern Hemisphere. *Polar Meteorol. Glaciol.*, 12:68–78.
- Giorgetta, M. und Wild, M. (1995). The water vapour continuum and its representation in ECHAM4. *Report No. 162*, MPI f. Met. Hamburg.
- Graf, H. F. und Walter, K. (2005). Polar vortex controls coupling of North Atlantic Ocean and atmosphere. *Geophys. Res. Lett.*, 32:1704–+.
- Grainger, R. G., Lambert, A., Rodgers, C. D., Taylor, F. W., und Deshler, T. (1995). Stratospheric aerosol effective radius, surface area and volume estimated from infrared measurements. *J. Geophys. Res.*, 100:16507–16518.
- Grötzner, A., Latif, M., und Barnett, T. P. (1998). A decadal climate cycle in the North Atlantic Ocean as simulated by the ECHO-G coupled GCM. *J. Clim.*, 11:831–847.
- Handorf, D., Dorn, W., Dethloff, K., Rinke, A., und Weisheimer, A. (2003). Internal climate variability in global and regional models. In: *Von Storch, Negendank, Miller (Hg.): The KIHZ project: towards a synthesis of Holocene proxy data and climate models*, Springer-Verlag, Berlin.
- Handorf, D., Petoukhov, V. K., Dethloff, K., Eliseev, A. V., Weisheimer, A., und Mokhov, I. I. (1999). Decadal climate variability in a coupled atmosphere-ocean climate model of moderate complexity. *J. Geophys. Res.*, 104:27253–27275.
- Hansen, J. et al. (1997). Forcings and chaos in interannual to decadal climate change. *J. Geophys. Res.*, 102:25679–25720.
- Hanson, D. R., Ravishankara, A. R., und Solomon, S. (1994). Heterogeneous reactions in sulfuric acid aerosols: A framework for model calculations. *J. Geophys. Res.*, 99:3615–3629.
- Hanson, D. R. und Ravishankara, A. R. (1991). The reaction probabilities of  $ClONO_2$  and  $N_2O_5$  on polar stratospheric cloud materials. *J. Geophys. Res.*, 96:5081–5090.
- Hanson, D. R., und Mauersberger, K. (1988). Laboratory studies of nitric acid trihydrate: Implications for the south polar stratosphere. *Geophys. Res. Lett.*, 15:855–858.
- Hartley, D. E., Villarin, J., Black, R. X., und Davis, C. A. (1998). A new perspective on the dynamical link between the stratosphere and troposphere. *Nature*, 391:471–474.
- Haynes, P. H., McIntyre, M. E., Shepherd, T. G., Marks, C. J., und Shine, K. P. (1991). On the ‘Downward Control’ of Extratropical Diabatic Circulations by Eddy-Induced Mean Zonal Forces. *J. Atmos. Sci.*, 48:651–680.
- Hein, R., Dameris, M., Schnadt, C., Land, C., Grewe, V., Köhler, I., Ponater, M., Sausen, R., Steil, B. B., Landgraf, J., und Brühl, C. (2001). Results of an interactively coupled atmospheric chemistry general circulation model: Comparison with observations. *Ann. Geophys.*, 19:435–457.

- Herman, J. R., Newman, P. A., McPeters, R., Krüger, A. J., Bhartia, P. K., Sefstor, C., Torres, O., Jaross, G., Cebula, R., Larko, D., und Wellemeyer, C. (1995). The 1993 ozone hole using Meteor-3/TOMS data. *J. Geophys. Res.*, 100:2973–2984.
- Herman, J. R., Newman, P. A., und Larko, D. (1995). Meteor-3/TOMS observations of the 1994 ozone hole. *Geophys. Res. Lett.*, 22:3227–3229.
- Herman, J. R., McPeters, R., und Larko, D. (1993). Ozone depletion at northern and southern latitudes derived from January 1979 to December 1991 Total Ozone Mapping Spectrometer data. *J. Geophys. Res.*, 98:12783–12793.
- Hibler III, W. D. (1979). A dynamic thermodynamic sea ice model. *J. Phys. Oceanogr.*, 9:815–846.
- Hines, C. O. (1997a). Doppler spread parameterization of gravity wave momentum deposition in the middle atmosphere. Part 1: Basic formulation. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 59:371–386.
- Hines, C. O. (1997b). Doppler spread parameterization of gravity wave momentum deposition in the middle atmosphere. Part 2: Broad and quasi monochromatic spectra and implementation. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 59:387–400.
- Holton, J. R. (1997). Zonally Averaged Flow. In G. P. Brasseur: The Stratosphere and Its Role in the Climate System, NATO ASI Series, vol.I 54, Springer-Verlag, Berlin·Heidelberg.
- Holton, J. R., Haynes, P. H., McIntyre, M. E., Douglass, A. R., Rood, R. B., und Pfister, L. (1995). Stratosphere-troposphere exchange. *Rev. Geophys.*, 33:403–440.
- Holton, J. R. (1992). An Introduction to Dynamic Meteorology. Academic Press, San Diego, 3.Auflage.
- Holton, J. R. (1982). The role of gravity wave induced drag and diffusion in the momentum budget of the mesosphere. *J. Atmos. Sci.*, 39:791–799.
- Holton, J. R. und Tan, H. C. (1980). The Influence of the Equatorial Quasi-Biennial Oscillation on the Global Circulation at 50 mb. *J. Atmos. Sci.*, 37:2200–2208.
- Holton, J. R. (1975). The dynamic meteorology of the stratosphere and mesosphere. *Meteorol. Mon.*, Vol. 37.
- Holton, J. R. und Lindzen, R. S. (1972). An updated theory for the Quasi-Biennial Oscillation of the tropical stratosphere. *J. Atmos. Sci.*, 29:1076–1080.
- Huang, X., Schwarzkopf, M. D., und Ramaswamy, V. (2005). The Influence of Ozone Change on the Cooling of the Tropical Lower Stratosphere: a Modeling Study. *AGU Fall Meeting Abstracts*, Seiten B944+.
- Hurrell, J. W., Kushnir, Y., und Visbeck, M. (2001). The North Atlantic Oscillation. *Science*, 291:603–605.
- Hurrell, J. W. und van Loon, H. (1997). Decadal variations in climate associated with the North Atlantic Oscillation. *Clim. Change*, 36:301–326.

- Hurrell, J. W. (1995). Decadal Trends in the North Atlantic Oscillation: Regional Temperatures and Precipitation. *Science*, 269:676–679.
- Huthwelker, T., Peter, T., Luo, B. P., Clegg, S. L., Carslaw, K. S., und Brimblecombe, P. (1995). Solubility of  $HOCl$  in Water and aqueous  $H_2SO_4$  to stratospheric temperatures. *J. Atmos. Chem.*, 21:81–95.
- Johnson, M. G. und Kotz, A. (1969). The Encyclopedia of Statistics 2. *Griffin*.
- Kasahara, A. (1974). Various vertical coordinate systems used for numerical weather prediction. *Mon. Weather Rev.*, 102:509–522.
- Kerr, R. A. (1999). A new force in high-latitude climate. *Science*, 284:241–242.
- Kim, S. J. und Stössel, A. (1998). On the representation of the Southern Ocean water masses in an ocean climate model. *J. Geophys. Res.*, 103(C11):24891–24906.
- Kouker, W., Langbein, I., Reddmann, T., und Ruhnke, R. (1999). The Karlsruhe Simulation Model of the Middle Atmosphere (KASIMA), Version 2. *Wiss. Berichte, FZKA 6278*, Forschungszentrum Karlsruhe.
- Krishnamurti, T. N., Bedi, H. S., und Hardiker, V. M. (1998). An Introduction to Global Spectral Modeling. Oxford University Press, New York.
- Kukla, G. und Robinson, D. (1980). Annual cycle of surface albedo. *Mon. Weather Rev.*, 108:56–58.
- Kushner, P. J. (2004). Extratropical Stratosphere-Troposphere Dynamical Coupling: Perspectives from a Simple AGCM. *AGU Fall Meeting Abstracts*, Seiten A6+.
- Landgraf, J. und Crutzen, P. J. (1998). An Efficient Method for Online Calculations of Photolysis and Heating Rates. *J. Atmos. Sci.*, 55:863–878.
- Lange, H. J. (2002). Die Physik des Wetters und des Klimas. Dietrich Reimer Verlag, Berlin.
- Latif, M., Arpe, K., und Röckner, E. (2000). Oceanic control of decadal North Atlantic sea level pressure variability in winter. *Geophys. Res. Lett.*, 27:727–730.
- Latif, M., Stockdale, T., Wolff, J. O., Burgess, G., Maier-Reimer, E., Junge, M. M., Arpe, K., und Bengtsson, L. (1994). Climatology and variability in the ECHO coupled GCM. *Tellus*, 46A:351–366.
- Latif, M. und Barnett, T. P. (1994). Causes of decadal climate variability over the North Pacific and North America. *Science*, 266:634–637.
- Lau, K. M. und Weng, H. Y. (1995). Climate signal detection using wavelet transform: How to make a timeseries sing. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 76:2391–2402.
- Legutke, S. und Maier-Reimer, E. (1999). Climatology of the HOPE-G Global Ocean - Sea Ice General Circulation Model. *Techn. Report No. 21*, ISSN 0940-9327, DKRZ Hamburg, Germany.

- Legutke, S. und Voss, R. (1999). The Hamburg Atmosphere-Ocean Coupled Circulation Model ECHO-G. *Techn. Report No. 18*, ISSN 0940-9327, DKRZ Hamburg, Germany.
- Legutke, S., Maier-Reimer, E., Stössel, A., und Hellbach, A. (1997). Ocean - sea-ice coupling in a global general circulation model. *Annals of Glaciology*, 25:116–120.
- Leovy, C. B., Sun, C. R., Hitchman, M. H., Remsberg, E. E., Russell III, J. M., Gordley, L. L., Gille, J. C., und Lyjak, L. V. (1985). Transport of Ozone in the Middle Stratosphere: Evidence for Planetary Wave Breaking. *J. Atmos. Sci.*, 42:230–244.
- Leu, M. T. (1988). Heterogenous reactions of  $N_2O_5$  with  $H_2O$  and  $HCl$  on ice surfaces: implications for Antarctic ozone depletion. *Geophys. Res. Lett.*, 15:851–854.
- Limpasuvan, V., Thompson, D. W. J., und Hartmann, D. L. (2004). On the life cycle of the Northern Hemisphere sudden stratospheric warmings. *J. Clim.*, 17:2584–2596.
- Lin, S. J., und Rood, R. (1996). Multi-dimensional flux-form semi-Lagrangian transport schemes. *Mon. Weather Rev.*, 124:2046–2070.
- London, J., Bojkov, R. D., Oltmans, S., und Kelley, J. I. (1976). Atlas of the global distribution of total ozone, July 1957 - June 1967. *NCAR Technical Note*, 113+STR.
- Luo, B., Carslaw, K. S., Peter, T., und Clegg, S. L. (1995). Vapour pressures of  $H_2SO_4/HNO_3/HCl/HBr/H_2O$  solutions to low stratospheric temperatures. *Geophys. Res. Lett.*, 22:247–250.
- Luo, B., Peter, T., und Crutzen, P. (1994). Freezing of stratospheric aerosol droplets. *Geophys. Res. Lett.*, 21:1447–1450.
- Luther, F. M., Wübbles, D. J., und Chang, J. S. (1977). Temperature Feedback in a Stratospheric Model. *J. Geophys. Res.*, 82:4935–4942.
- Machenhauer, B. und Rasmussen, E. (1972). On the integration of the spectral hydrodynamical equations by transform method. *Report No. 4*, Inst. f. Theor. Met., Univ. Kopenhagen.
- Mahowald, N. M., Plumb, R. A., Rasch, P. J., del Corral, J., Sassi, F., und Heres, W. (2002). Stratospheric transport in a three-dimensional isentropic coordinate model. *J. Geophys. Res.*, 107:4254+.
- Maier-Reimer, E., Mikolajewicz, U., und Hasselmann, K. (1993). Mean circulation of the Hamburg LSG OGCM and its sensitivity to the thermohaline surface forcing. *J. Phys. Oceanogr.*, 23(4):732–757.
- Manabe, S. und Stouffer, R. J. (1999). The role of the thermohaline circulation in climate. *Tellus*, 51A-B:91–109.
- Manabe, S. und Stouffer, R. J. (1980). Sensitivity of a global climate model to an increase in the  $CO_2$  concentration in the atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 85:5529–5554.
- Manzini, E., Steil, B., Brühl, C., Giorgetta, M. A., und Krüger, K. (2003). A new interactive chemistry-climate model: 2. Sensitivity of the middle atmosphere to ozone depletion and increase in greenhouse gases and implications for recent stratospheric cooling. *J. Geophys. Res. (Atm.)*, 108:10+.

- Manzini, E. und McFarlane, N. A. (1998). The effect of varying the source spectrum of a gravity wave parameterization in a middle atmosphere general circulation model. *J. Geophys. Res.*, 103:31523–31540.
- Manzini, E., McFarlane, N. A., und McLandress, C. (1997). Impact of the Doppler spread parameterization on the simulation of the middle atmosphere circulation using the MA/ECHAM4 general circulation model. *J. Geophys. Res.*, 102:25751–25762.
- Manzini, E. und Bengtsson, L. (1996). Stratospheric climate and variability from a general circulation model and observations. *Clim. Dyn.*, 12:615–639.
- Martinson, D. G. (1990). Evolution of the Southern Ocean winter mixed layer and sea ice: Open ocean deepwater formation and ventilation. *J. Geophys. Res.*, 95(C7):11641–11654.
- McElroy, M. B., Salawitch, R. J., Wofsy, S. C., und Logan, J. A. (1986). Antarctic ozone: reduction due to synergistic interactions of chlorine and bromine. *Nature*, 321:759–762.
- McFarlane, M. A. und Manzini, E. (1997). Parameterizations of gravity wave drag in comprehensive models of the middle atmosphere. *Adv. Space Res.*
- McFarlane, N. A. (1987). The effect of orographically excited gravity drag on the general circulation of the lower stratosphere and troposphere. *J. Atmos. Sci.*, 44:1775–1800.
- McIntyre, M. E. (1989). On the Antarctic Ozone hole. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 51:29–43.
- McIntyre, M. E. und Palmer, T. N. (1985). A note on the general concept of wave breaking for Rossby and gravity waves. *Pure and Applied Geophysics*, 123:964–975.
- Mehta, V. M., Suarez, M. J., Manganello, J. V., und Delworth, T. L. (2000). Oceanic influence on the North Atlantic Oscillation and associated Northern Hemisphere climate variations: 1959-1993. *Geophys. Res. Lett.*, 27:121–124.
- Molina, L. T. und Molina, M. J. (1987). Production of  $Cl_2O_2$  from selfreaction of the  $ClO$  radical. *J. Phys. Chem.*, 91:433–436.
- Molina, L. T. und Rowland, F. S. (1974). Stratospheric sink for chlorofluoro-methane: Chlorine atom catalysed destruction of ozone. *Nature*, 249:810–812.
- Morcrette, J. J. (1991). Radiation and cloud radiative properties in the European Center for Medium Range Weather Forecasts forecasting system. *J. Geophys. Res.*, 96:9121–9132.
- Morcrette, J. J., Smith, L., und Fouquart, Y. (1986). Pressure and temperature dependence of the absorption in longwave radiation parameterizations. *Beitr. Phys. Atmos.*, 59:455–469.
- Mysak, L. A. und Venegas, S. A. (1998). Decadal climate oscillations in the Arctic: A new feedback loop for atmosphere-ice-ocean interactions. *Geophys. Res. Lett.*, 25:3607–3610.

- Nathan, T. R. und Cordero, E. C. (2006). Effects of Planetary Wave-Induced Ozone Heating on Downward Control: Implications for Climate Variability. *AGU Fall Meeting Abstracts*, Seiten B70+.
- Newbigging, S. C., Mysak, L. A., und Wang, Z. (2001). A stabilizing atmospheric feedback to the thermohaline circulation. *The Global Atmosphere and Ocean System*, 7:347–364.
- Nordeng, T. E. (1994). Extended versions of the convective parameterization scheme at ECMWF and their impact on the mean and transient activity of the model in tropics. *Tech. Memo. No. 206*, ECMWF, Reading.
- Nowlin Jr., W. D. und Klinck, J. M. (1986). The Physics of the Antarctic Circumpolar Current. *Rev. Geophys.*, 24(3):469–491.
- Oberhuber, J. M., Röckner, E., Christoph, M., Esch, M., und Latif, M. (1998). Predicting the '97 El Nino event with a global climate model. *Geophys. Res. Lett.*, 25:2273–2276.
- Otto, F. (2007). Einfluß einer vereinfachten stratosphärischen Ozonchemie auf die planetare Wellendynamik in einem komplexen Klimamodell. Diplomarbeit, Univ. Potsdam, Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung.
- Palmer, T. N. (1999). A nonlinear dynamical perspective on climate prediction. *J. Clim.*, 12:575–591.
- Pawson, S., Newman, P. A., Nielsen, J. E., Sassi, F., Stolarski, R. S., und Waugh, D. (2006). Sensitivity of stratospheric climate and composition to sea-surface temperatures. *AGU Fall Meeting Abstracts*, Seiten B7+.
- Perlwitz, J. und Graf, H. F. (2001). Troposphere-stratosphere dynamic coupling under strong and weak polar vortex conditions. *Geophys. Res. Lett.*, 28:271–274.
- Perlwitz, J. und Harnik, N. (2003). Observational Evidence of a Stratospheric Influence on the Troposphere by Planetary Wave Reflection. *J. Clim.*, 16:3011–3026.
- Polvani, L. M. und Kushner, P. J. (2002). The Dynamics of Stratosphere-Troposphere Coupling in a Relatively Simple General Circulation Model. *AGU Fall Meeting Abstracts*, Seiten D6+.
- Press, W. H., Flannery, B. P., Teukolsky, S. A., und Vetterling, W. T. (1989). Numerical Recipes, The Art of Scientific Computing (FORTRAN Version). Cambridge University Press, Cambridge, S.489–515.
- Proshutinsky, A. Y. und Johnson, M. A. (1997). Two circulation regimes of the wind-driven Arctic Ocean. *J. Geophys. Res.*, 102:12493–12514.
- Rahmstorf, S. (1996). On the freshwater forcing and transport of the Atlantic thermohaline circulation. *Clim. Dyn.*, 12:799–811.
- Rahmstorf, S. (1995). Bifurcations of the Atlantic thermohaline circulation in response to changes in the hydrological cycle. *Nature*, 378:145–149.
- Ramaswamy, V., et al. (2001). Stratospheric temperature trends: observations and model simulations. *Rev. Geophys.*, 39:71–122.

- Rasch, P. J., Boville, B. A., und Brasseur, G. P. (1995). A three-dimensional general circulation model with coupled chemistry for the middle atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 100:9041–9071.
- Rasch, P. J. und Lawrence, M. (1998). Recent development in transport methods at NCAR. *Report No. 265*, MPI f. Met. Hamburg.
- Rasch, P. J. und Williamson, D. L. (1990). On shape-preserving interpolation and semi-Lagrangian transport. *SIAM J. Sci. Stat. Comput.*, 11:656–687.
- Rind, D., Perlwitz, J., Lonergan, P., und Lerner, J. (2005). AO/NAO response to climate change: 2. Relative importance of low- and high-latitude temperature changes. *J. Geophys. Res. (Atm.)*, 110:D12108.
- Rind, D., Perlwitz, J., und Lonergan, P. (2005). AO/NAO response to climate change: 1. Respective influence of stratospheric and tropospheric climate changes. *J. Geophys. Res. (Atm.)*, 110:D12107.
- Rind, D., Lerner, J., Shah, K., und Suozzo, R. (1999). Use of on-line tracers as a diagnostic tool in general circulation model development 2. Transport between the troposphere and stratosphere. *J. Geophys. Res.*, 104:9151–9168.
- Rind, D., Shindell, D., Lonergan, P., und Balachandran, N. K. (1998). Climate Change and the Middle Atmosphere. Part III: The Doubled CO<sub>2</sub> Climate Revisited. *J. Clim.*, 11:876–894.
- Rinke, A., Maslowski, W., Dethloff, K., und Clement, J. (2006). Influence of sea ice on the atmosphere: A study with an Arctic atmospheric regional climate model. *J. Geophys. Res. (Atm.)*, 111:16103–+.
- Rinke, A., Dethloff, K., und Christensen, J. H. (1999). Arctic winter climate and its inter-annual variations simulated by a regional climate model. *J. Geophys. Res.*, 104:19207–19038.
- Robock, A. (1980). The seasonal cycle of snow cover, sea-ice and surface albedo. *Mon. Weather Rev.*, 108:267–285.
- Rodgers, K. B., Friederichs, P., und Latif, M. (2003). Tropical Pacific Decadal Variability and Its Relation to Decadal Modulations of ENSO. *J. Clim.*, 17:3761–3774.
- Rodwell, M. J., Rowell, D. P., und Folland, C. K. (1999). Oceanic forcing of the winter-time North Atlantic Oscillation and European climate. *Nature*, 398:320–323.
- Röckner, E., Arpe, K., Bengtsson, L., Christoph, M., Claussen, M., Dümenil, L., Esch, M., Giorgetta, M. A., Schlese, U., und Schulzweida, U. (1996). The atmospheric general circulation model ECHAM4: Model description and simulation of present-day climate. *Report No. 218*, MPI f. Met. Hamburg.
- Röckner, E. (1995). Parameterization of cloud radiative properties in the ECHAM4 model. In: *Cloud Microphysics Parameterization in Global Atmospheric Circulation Models*, WCRP Proc., 105–116.

- Röckner, E., Rieland, M., und Keup, E. (1991). Modeling of cloud and radiation in the ECHAM model. *In: Cloud, radiative transfer and the hydrological cycle, ECM-WF/WCRP Proc.*, 199–222, Reading.
- Roelofs, G. J., Lelieveld, J., und van Dorland, R. (1997). A three-dimensional chemistry/ general circulation model simulation of anthropogenically derived ozone in the troposphere and its radiative climate forcing. *J. Geophys. Res.*, 102:23389–23401.
- Roelofs, G. J. und Lelieveld, J. (1995). Distribution and budget of  $O_3$  in the troposphere calculated with a chemistry general circulation model. *J. Geophys. Res.*, 100:20983–20998.
- Rood, R. B. (1987). Numerical advection algorithms and their role in atmospheric transport and chemistry models. *Rev. Geophys.*, 25:71–100.
- Rothrock, D. A., Yu, Y., und Maykut, G. A. (1999). Thinning of the Arctic sea-ice cover. *Geophys. Res. Lett.*, 26:3469–3472.
- Russell III, J. M., Gordley, L. L., Park, J. H., Drayson, S. R., Tuck, A. F., Harries, J. E., Cicerone, R. J., Crutzen, P. J., und Frederick, J. E. (1993). The Halogen Occultation Experiment. *J. Geophys. Res.*, 98:10777–10797.
- Sachs, L. (1999). *Angewandte Statistik : Anwendung statistischer Methoden*. Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 9. Auflage.
- Salawitch, R. J., Gobbi, G. P., Wofsy, S. C., und McElroy, M. B. (1989). Denitrification in the Antarctic Stratosphere. *Nature*, 339:525–527.
- Salby, M. L. und Callaghan, P. F. (2006). Influence of the Brewer-Dobson circulation on stratosphere-troposphere exchange. *J. Geophys. Res. (Atm.)*, 111:21106–+.
- Salby, M. L. und Callaghan, P. F. (2004). Interannual Changes of the Stratospheric Circulation: Influence on the Tropics and Southern Hemisphere. *J. Clim.*, 17:952–964.
- Salby, M. L. (1992). The atmosphere. *In K. E. Trenberth (Hg.): Climate System Modeling*, Cambridge University Press, Cambridge, S.53–115.
- Sander, R., Kerkweg, A., Jöckel, P., und Lelieveld, J. (2005). Technical note: The new comprehensive atmospheric chemistry module MECCA. *Atmos. Chem. Phys.*, 5:445–450.
- Sander, S. P., Finlayson-Pitts, B. J., Friedl, R. R., Golden, D. M., Huie, R. E., Kolb, C. E., Kurylo, M. J., Molina, M. J., Moortgat, G. K., Orkin, V. L., und Ravishankara, A. R. (2002). Chemical Kinetics and Photochemical Data for Use in Atmospheric Studies, Evaluation Number 14. JPL Publikation 02-25, Pasadena.
- Sander, S. P., Friedl, R. R., DeMore, W. B., Golden, D. M., Kurylo, M. J., Hampson, R. F., Huie, R. E., Moortgat, G. K., Ravishankara, A. R., Kolb, C. E., und Molina, M. J. (2000). Chemical Kinetics and Photochemical Data for Use in Stratospheric Modeling, Evaluation Number 13. JPL Publikation 00-3, Pasadena.

- Sandu, A., Verwer, J. G., Blom, J. G., Spee, E. J., Carmichael, G. R., und Potra, F. A. (1997). Benchmarking stiff ODE solvers for atmospheric chemistry problems II: Rosenbrock solvers. *Atmos. Environ.*, 31:3459–3472.
- Schmitz, G., Grieger, N., und Krüger, W. (1987). Die transienten Eddy-Transporte in der Projektion auf die langen atmosphärischen Wellen auf der Basis des FGGE Winters 1978/79. I: Impuls- und Wärmetransporte. *Zeitschrift für Meteorologie*, 34:12–32.
- Schöberl, M. R., Lait, L. R., Newman, P. A., und Rosenfield, J. E. (1992). The structure of the polar vortex. *J. Geophys. Res.*, 97:7859–7882.
- Schönwiese, C. D. (2000). Praktische Statistik für Meteorologen und Geowissenschaftler. Gebrüder Bornträger, Berlin·Stuttgart, 4. Auflage.
- Scinocca, J. F. und Haynes, P. H. (1998). Dynamical Forcing of Stratospheric Planetary Waves by Tropospheric Baroclinic Eddies. *J. Atmos. Sci.*, 55:2361–2392.
- Sempf, M., Dethloff, K., Handorf, D., und Kurgansky, M. V. (2007a). Toward understanding the dynamical origin of atmospheric regime behavior in a baroclinic model. *J. Atmos. Sci.*, 64:887–904.
- Sempf, M., Dethloff, K., Handorf, D. und Kurgansky, M. V. (2007b). Circulation regimes due to attractor merging in atmospheric models. *J. Atmos. Sci.*, 64(6):2029–2044.
- Sempf, M., Dethloff, K., Handorf, D. und Kurgansky, M. V. (2005). Idealized modelling of the Northern Annular Mode: Orographic and thermal impacts. *Atm. Sci. Lett.*, 6:140–144.
- Serreze, M. C. und Barry, R. G. (2006). The Arctic Climate System. Cambridge University Press, Cambridge.
- Serreze, M. C., Walsh, J. E., Chapin III, F. S., Osterkamp, T., Dyurgerov, M., Romanovsky, V., Öchel, W. C., Morrison, J., Zhang, T., und Barry, R. G. (2000). Observational evidence of recent change in the northern high-latitude environment. *Clim. Change*, 46:159–207.
- Serreze, M. C., Carse, F., Barry, R. G., und Rogers, J. C. (1997). Icelandic low cyclone activity: Climatological features, linkages with the NAO, and relationships with recent changes in the Northern Hemisphere circulation. *J. Clim.*, 10:453–464.
- Serreze, M. C., Box, J. E., Barry, R. G., und Walsh, J. E. (1993). Characteristics of Arctic synoptic activity, 1952–1989. *Meteorol. Atmos. Phys.*, 51:147–164.
- Shindell, D. T., Faluvegi, G., Unger, N., Schmidt, G. A., Bauer, S. E., Miller, R. L., Hansen, J. E., und Sun, S. (2006). Chemistry-climate Interactions in the Past and Future, and in the Response to Solar Forcing, in the NASA GISS Composition and Climate Model G-PUCCINI. *AGU Fall Meeting Abstracts*, Seiten B75+.
- Shindell, D. T., Rind, D., und Lonergan, P. (1998a). Climate Change and the Middle Atmosphere. Part IV: Ozone Response to Doubled CO<sub>2</sub>. *J. Clim.*, 11:895–918.
- Shindell, D. T., Rind, D., und Lonergan, P. (1998b). Increased polar stratospheric ozone losses and delayed eventual recovery owing to increasing greenhouse-gas concentrations. *Nature*, 392:589–+.

- Sokolova, E. S. (2006). A Study of Large-scale Atmospheric Dynamics on the Basis of NCEP and AOGCM Simulations. *Dissertation*, Univ. Potsdam, Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung.
- Solomon, S. (1999). Stratospheric ozone depletion: A review of concepts and history. *Rev. Geophys.*, 37:275–316.
- Solomon, S. (1997). Chemistry of the Atmosphere. In G. P. Brasseur: The Stratosphere and Its Role in the Climate System, NATO ASI Series, vol. I54, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg.
- Solomon, S., Garcia, R. R., Rowland, F. S., und Wübbles, D. J. (1986). On the depletion of Antarctic Ozone. *Nature*, 321:755–758.
- Steil, B., Brühl, C., Manzini, E., Crutzen, P. J., Lelieveld, J., Rasch, P. J., Röckner, E., und Krüger, K. (2003). A new interactive chemistry-climate model: 1. Present-day climatology and interannual variability of the middle atmosphere using the model and 9 years of HALOE/UARS data. *J. Geophys. Res. (Atm.)*, 108:11–+.
- Steil, B. (1999). Modellierung der Chemie der Strato- und Troposphäre mit einem dreidimensionalen Zirkulationsmodell. *Dissertation*, IfM, Univ. Hamburg.
- Steil, B., Dameris, M., Brühl, C., Crutzen, P. J., Grewe, V., Ponater, M., und Sausen, R. (1998). Development of a chemistry module for GCMs: First results of a multi-annual integration. *Ann. Geophys.*, 16:205–228.
- Stör, J. und Burlisch, R. (1990). Numerische Mathematik. Springer-Verlag, New York-Heidelberg-Berlin, Band 2, pp. 170–176.
- Stössel, A., Kim, S. J., und Drijfhout, S. S. (1998). The Impact of Southern Ocean Sea Ice in a Global Ocean Model. *J. Phys. Oceanogr.*, 28(10):1999–2018.
- Stott, P. A., Tett, S. F. B., Jones, G. S., Allen, M. R., Mitchell, J. F. B., und Jenkins, G. J. (2000). External control of 20th century temperature by natural and anthropogenic forcings. *Science*, 290:2133–2137.
- Tabata, S. (1975). The general circulation of the Pacific Ocean and a brief account of the oceanographic structure of the North Pacific, Part I - Circulation and volume transports. *Atmosphere*, 13:133–168.
- Tabazadeh, A., Turco, R. P., Drdla, K., Jacobson, M. Z., und Toon, O. B. (1994). A study of type-I polar stratospheric cloud formation. *Geophys. Res. Lett.*, 21:1619–1622.
- Thompson, D. W. J. und Wallace, J. M. (2000). Annular modes in the extratropical circulation. Part I: Month-to-month variability *J. Clim.*, 13:1000–1016.
- Thompson, D. W. J., Wallace, J. M., und Hegerl, G. C. (2000). Annular modes in the extratropical circulation. Part II: Trends *J. Clim.*, 13:1018–1036.
- Thompson, D. W. J. und Wallace, J. M. (1998). The Arctic Oscillation signature in the wintertime geopotential height and temperature fields. *Geophys. Res. Lett.*, 25:1297–1300.

- Tegtmeier, S. (2006). Variationen der stratophärischen Residualzirkulation und ihr Einfluß auf die Ozonverteilung. *Dissertation*, Univ. Potsdam, Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung.
- Tiedtke, M. (1989). A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterization in large-scale models. *Mon. Weather Rev.*, 117:1779–1800.
- Timmermann, A., Latif, M., Voss, R., und Grötzner, A. (1998). Northern Hemispheric Interdecadal Variability: A Coupled Air-Sea Mode. *J. Clim.*, 11:1906–1931.
- Tölbirt, M. A., Rossi, M. J., Malhotra, R., und Golden, D. M. (1987). Reaction of chlorine nitrate with hydrogen chloride and water at Antarctic stratospheric temperatures. *Science*, 238:1258–1260.
- Toon, O. B., Turco, R. P., Jordan, J., Goodman, J., und Ferry, G. (1989). Physical processes in polar stratospheric ice clouds. *J. Geophys. Res.*, 94:11359–11380.
- Toon, O. B., Hamill, P., Turco, R. P., und Pinto, J. (1986). Condensation of  $HNO_3$  and  $HCl$  in the winter polar stratosphere. *Geophys. Res. Lett.*, 13:1284–1287.
- Torrence, C. und Compo, G. P. (1998). A practical guide to wavelet analysis. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 79:61–78.
- Trenberth, K. E. und Solomon, A. (1994). The global heat balance: Heat transports in the atmosphere and the ocean. *Clim. Dyn.*, 10:107–134.
- Trenberth, K. E. und Hurrell, J. W. (1994). Decadal atmosphere-ocean variations in the Pacific. *Clim. Dyn.*, 9:303–319.
- Trenberth, K. E. (1990). Recent observed interdecadal climate changes in the Northern Hemisphere. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 71:988–993.
- Trenberth, K. E. (1986). An assessment of the impact of transient eddies on the zonal flow during a blocking episode using Localized Eliassen-Palm-Flux diagnostic. *J. Atmos. Sci.*, 43:2070–2087.
- Trenberth, K. E. (1979). Mean annual poleward energy transport by the oceans in the southern hemisphere. *Dyn. Atmos. Oceans*, 4:57–64.
- Valcke, S., Terray, L., und Piacentini, A. (2000). The OASIS coupler user guide version 2.4. *Techn. Report TR/CGMC/00-10*, CERFACS, Toulouse.
- Vinnikov, K. Y., Robock, A., Stouffer, R. J., Walsh, J. E., Parkinson, C. L., Cavalieri, D. J., Mitchell, J. F. B., Garrett, D., und Zakharov, V. F. (1999). Global warming and Northern Hemisphere sea ice extent. *Science*, 286:1934–1937.
- von Storch, J. S. (2000). Signatures of Air-Sea Interactions in a Coupled Atmosphere-Ocean GCM. *J. Clim.*, 13:3361–3379.
- von Storch, H. und Zwiers, F. W. (1999). Statistical analysis in climate research. Cambridge University Press, Cambridge.
- Waibel, A. (1997). Anomalien ozonchemisch relevanter Spurengase. *Dissertation*, Univ. Heidelberg, Shaker-Verlag, Aachen.

- Wallace, J. M. und Thompson, D. W. J. (2002). Annular modes and climate predictions. *Phys. Today*, 55(2):28–33.
- Wallace, J. M. (2000). North Atlantic Oscillation/annular mode: Two paradigms - one phenomenon. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 126:791–805.
- Wallace, J. M., Zhang, Y., und Bajuk, L. (1996). Interpretation of interdecadal trends in Northern Hemisphere surface air temperature. *J. Clim.*, 9:249–259.
- Wallace, J. M. und Gutzler, D. S. (1981). Teleconnections in the geopotential height field during the Northern Hemisphere winter. *Mon. Weather Rev.*, 109:784–812.
- Waugh, D. W., Plumb, R. A., Atkinson, R. J., Schöberl, M. R., Lait, L. R., Newman, P. A., Löwenstein, M., Toohey, D. W., Avallone, L. M., Webster, C. R., und May, R. D. (1994). Transport out of the lower stratospheric Arctic vortex by Rossby wave breaking. *J. Geophys. Res.*, 99:1071–1088.
- Weisheimer, A., Kurgansky, M. V., Dethloff, K., und Handorf, D. (2003). Extratropical low-frequency variability in a three-level quasi-geostrophic atmospheric model with different spectral resolution. *J. Geophys. Res. (Atm.)*, 108:4171–+.
- Wilcox und Belmont (1977). Ozone concentration by latitude, altitude and month, near 80°W. *Report, Control Data Corporation, Contract No. DOT-FA77WA-3999.*
- Wilks, D. S. (1995). *Statistical Methods in the Atmospheric Science.* Academic Press, San Diego.
- Williamson, D. L. und Rasch, P. J., (1994). Water vapour transport in the NCAR CCM2. *Tellus*, 46A:34–51.
- Wittman, M. A. H., Polvani, L. M., Scott, R. K., und Charlton, A. J. (2004). Stratospheric influence on baroclinic lifecycles and its connection to the Arctic Oscillation. *Geophys. Res. Lett.*, 31:16113–+.
- World Meteorological Organization (WMO) (2006). Scientific assessment of ozone depletion: 2006. *Rep. 50*, Genf.
- Wolff, J. O., Maier-Reimer, E., und Legutke, S. (1997). The Hamburg Ocean Primitive Equation Model HOPE. *Techn. Report No. 13*, ISSN 0940-9327, DKRZ Hamburg, Germany.
- Wood, R. A., Keen, A. B., Mitchell, J. F. B., und Gregory, J. M. (1999). Changing spatial structure of the thermohaline circulation in response to atmospheric CO<sub>2</sub> forcing in a climate model. *Nature*, 399:572–575.
- Zorita, E. und González-Rouco, F. (2000). Disagreement between predictions of the future behavior of the Arctic Oscillation as simulated in two different climate models: Implications for global warming. *Geophys. Res. Lett.*, 27:1755–+.

# Abbildungsverzeichnis

5.1	Stratosphärische $O_3$ -Massenbilanz für die einzelnen Hemisphären in der Referenzsimulation. Simulationsjahre 1 – 50. . . . .	56
5.2	Globale stratosphärische $O_3$ -Massenbilanz in der Referenzsimulation und in der gekoppelten Simulation. Simulationsjahre 11 – 50. . . . .	57
5.3	Globale stratosphärische $NO$ -Massenbilanz in der Referenzsimulation und in der gekoppelten Simulation. Simulationsjahre 11 – 50. . . . .	58
5.4	Globale stratosphärische $NO_2$ -Massenbilanz in der Referenzsimulation und in der gekoppelten Simulation. Simulationsjahre 11 – 50. . . . .	59
5.5	Globale stratosphärische $ClO$ -Massenbilanz in der Referenzsimulation und in der gekoppelten Simulation. Simulationsjahre 11 – 50. . . . .	60
5.6	Globale stratosphärische $BrO$ -Massenbilanz in der Referenzsimulation und in der gekoppelten Simulation. Simulationsjahre 11 – 50. . . . .	60
5.7	Mittlerer Bodenluftdruck in der Referenzsimulation. Simulationsjahre 31–150, DJF. . . . .	64
5.8	Anomalien der Flächenmittel des mslp in der Referenzsimulation und zugehöriges Wavelet-Spektrum. Simulationsjahre 31 – 150, DJF. . . . .	65
5.9	Zonalmittel der Zonalwindkomponente $u$ in der Referenzsimulation. Simulationsjahre 31 – 150, DJF und Gesamtjahr. . . . .	66
5.10	Zonalmittel der Meridionalwindkomponente $v$ und der Vertikalwindkomponente $\omega$ in der Referenzsimulation. Simulationsjahre 31 – 150, DJF. . . . .	67
5.11	Zonalmittel der Temperatur $T$ in der Referenzsimulation. Simulationsjahre 31 – 150, DJF. . . . .	68
5.12	Mittlere geopotentielle Höhe $\Phi$ auf 500 hPa und auf 200 hPa in der Referenzsimulation. Simulationsjahre 31 – 150, DJF. . . . .	69
5.13	Meridionalmittel der Zonalwindkomponente $u$ und der Meridionalwindkomponente $v$ in der Referenzsimulation für $30^\circ N - 60^\circ N$ . Simulationsjahre 31 – 150, DJF. . . . .	70
5.14	Meridionalmittel der Zonalwindkomponente $u$ und der Vertikalwindkomponente $\omega$ in der Referenzsimulation für $20^\circ S - 20^\circ N$ . Simulationsjahre 31 – 150, DJF. . . . .	71
5.15	Mittlere Vertikalgeschwindigkeit $\omega$ auf 850 hPa in der Referenzsimulation. Simulationsjahre 31 – 150, DJF. . . . .	72
5.16	Zonalmittel des $O_3$ -Mischungsverhältnisses in der Referenzsimulation, sowie HALOE-Satellitendaten. Simulationsjahre 31–150, DJF, bzw. 17.1.–25.2.2005 (SR) und 1.1. – 7.2.2005 (SS). . . . .	74

5.17	Zonalmittel des $NO$ -Mischungsverhältnisses in der Referenzsimulation, sowie HALOE-Satellitendaten. Simulationsjahre 31–150, DJF, bzw. 17.1.–25.2.2005 (SR) und 1.1.–7.2.2005 (SS). . . . .	76
5.18	Zonalmittel des $NO_2$ -Mischungsverhältnisses in der Referenzsimulation, sowie HALOE-Satellitendaten. Simulationsjahre 31–150, DJF, bzw. 17.1.–25.2.2005 (SR) und 1.1.–7.2.2005 (SS). . . . .	77
5.19	Zonalmittel des $ClO$ - und des $BrO$ -Mischungsverhältnisses in der Referenzsimulation. Simulationsjahre 31–150, DJF. . . . .	78
5.20	Mittlerer Bodenluftdruck in der gekoppelten Simulation. Simulationsjahre 31–150, DJF. . . . .	79
5.21	Anomalien der Flächenmittel des mslp in der gekoppelten Simulation und zugehöriges Wavelet-Spektrum. Simulationsjahre 31–150, DJF. . . . .	80
5.22	Differenz des mittleren Bodenluftdruckes und der mittleren geopotentiellen Höhe $\Phi$ auf 200 hPa, 10 hPa und 1 hPa zwischen der gekoppelten Simulation und der Referenzsimulation. Simulationsjahre 31–150, DJF. . . . .	81
5.23	Zonalmittel der Zonalwindkomponente $u$ in der gekoppelten Simulation und Differenz zur Referenzsimulation. Simulationsjahre 31–150, DJF. . . . .	82
5.24	Zonalmittel der Meridionalwindkomponente $v$ in der gekoppelten Simulation und Differenz zur Referenzsimulation. Simulationsjahre 31–150, DJF. . . . .	83
5.25	Zonalmittel der Vertikalwindkomponente $\omega$ in der gekoppelten Simulation und Differenz zur Referenzsimulation. Simulationsjahre 31–150, DJF. . . . .	83
5.26	Zonalmittel der Temperatur $T$ in der gekoppelten Simulation und Differenz zur Referenzsimulation. Simulationsjahre 31–150, DJF. . . . .	84
5.27	Mittlere geopotentielle Höhe $\Phi$ auf 500 hPa in der gekoppelten Simulation und Differenz zur Referenzsimulation. Simulationsjahre 31–150, DJF. . . . .	85
5.28	Mittlere geopotentielle Höhe $\Phi$ auf 200 hPa in der gekoppelten Simulation und Differenz zur Referenzsimulation. Simulationsjahre 31–150, DJF. . . . .	85
5.29	Meridionalmittel der Zonalwindkomponente $u$ in der gekoppelten Simulation für $30^\circ N - 60^\circ N$ und Differenz zur Referenzsimulation. Simulationsjahre 31–150, DJF. . . . .	86
5.30	Meridionalmittel der Meridionalwindkomponente $v$ in der gekoppelten Simulation für $30^\circ N - 60^\circ N$ und Differenz zur Referenzsimulation. Simulationsjahre 31–150, DJF. . . . .	87
5.31	Meridionalmittel der Zonalwindkomponente $u$ in der gekoppelten Simulation für $20^\circ S - 20^\circ N$ und Differenz zur Referenzsimulation. Simulationsjahre 31–150, DJF. . . . .	88
5.32	Meridionalmittel der Vertikalwindkomponente $\omega$ in der gekoppelten Simulation für $20^\circ S - 20^\circ N$ und Differenz zur Referenzsimulation. Simulationsjahre 31–150, DJF. . . . .	88
5.33	Zonalmittel des $O_3$ -Mischungsverhältnisses in der gekoppelten Simulation und Differenz zur Referenzsimulation. Simulationsjahre 31–150, DJF. . . . .	90
5.34	Zonalmittel der relativen Abweichung des $O_3$ -Mischungsverhältnisses der gekoppelten Simulation zur Referenzsimulation und der absoluten Differenz zur $O_3$ -Parameterisierung. Simulationsjahre 31–150, DJF. . . . .	91
5.35	1.EOF des Geopotentialfeldes auf 500 hPa in der gekoppelten Simulation und in der Referenzsimulation. Simulationsjahre 31–150, DJF. . . . .	92

5.36	1.PC des Geopotentialfeldes auf 500 hPa in der gekoppelten Simulation und in der Referenzsimulation. Simulationsjahre 31 – 150, DJF. . . . .	93
5.37	Wavelet-Spektrum der 1.PC des Geopotentialfeldes auf 500 hPa in der gekoppelten Simulation und in der Referenzsimulation. Simulationsjahre 31 – 150, DJF. . . . .	93
5.38	Zonalmittel der Differenzen zwischen den AO-Phasen für die Zonalwindkomponente $u$ in der gekoppelten Simulation und in der Referenzsimulation. 8 Simulationsjahre pro AO-Phase, DJF. . . . .	95
5.39	Zonalmittel der Differenzen zwischen den AO-Phasen für die Meridionalwindkomponente $v$ in der gekoppelten Simulation und in der Referenzsimulation. 8 Simulationsjahre pro AO-Phase, DJF. . . . .	96
5.40	Zonalmittel der Differenzen zwischen den AO-Phasen für die Vertikalwindkomponente $\omega$ in der gekoppelten Simulation und in der Referenzsimulation. 8 Simulationsjahre pro AO-Phase, DJF. . . . .	96
5.41	Zonalmittel der Differenzen zwischen den AO-Phasen für die Temperatur $T$ in der gekoppelten Simulation und in der Referenzsimulation. 8 Simulationsjahre pro AO-Phase, DJF. . . . .	97
5.42	Zonalmittel der Differenzen zwischen den AO-Phasen für das $O_3$ -Mischungsverhältnis in der gekoppelten Simulation und in der Referenzsimulation. 8 Simulationsjahre pro AO-Phase, DJF. . . . .	99
5.43	Differenzen zwischen den AO-Phasen für die mittlere geopotentielle Höhe $\Phi$ auf 500 hPa in der gekoppelten Simulation und in der Referenzsimulation. 8 Simulationsjahre pro AO-Phase, DJF. . . . .	100
5.44	Differenzen zwischen den AO-Phasen für die mittlere geopotentielle Höhe $\Phi$ auf 200 hPa in der gekoppelten Simulation und in der Referenzsimulation. 8 Simulationsjahre pro AO-Phase, DJF. . . . .	101
5.45	Differenzen der AO-internen Variabilität der mittleren geopotentiellen Höhe $\Phi$ auf 500 hPa und 200 hPa zwischen der gekoppelten Simulation und der Referenzsimulation. 8 Simulationsjahre pro AO-Phase, DJF. . . . .	102
5.46	Meridionalmittel der Differenzen zwischen den AO-Phasen für die Zonalwindkomponente $u$ in der gekoppelten Simulation und in der Referenzsimulation für $30^\circ N - 60^\circ N$ . 8 Simulationsjahre pro AO-Phase, DJF. . . . .	103
5.47	Meridionalmittel der Differenzen zwischen den AO-Phasen für die Meridionalwindkomponente $v$ in der gekoppelten Simulation und in der Referenzsimulation für $30^\circ N - 60^\circ N$ . 8 Simulationsjahre pro AO-Phase, DJF. . . . .	103
5.48	Meridionalmittel der Differenzen der AO-internen Variabilität für die Meridionalwindkomponente $v$ zwischen der gekoppelten Simulation und der Referenzsimulation für $30^\circ N - 60^\circ N$ . 8 Simulationsjahre pro AO-Phase, DJF. . . . .	104
5.49	Horizontaler EP-Fluß der NH auf 200 hPa für AO-. Gefiltert für 2 – 6 Tage. Referenzsimulation, gekoppelte Simulation und Differenz der Simulationen. 8 Simulationsjahre pro AO-Phase, DJF. . . . .	106
5.50	Horizontaler EP-Fluß der NH auf 200 hPa für AO+. Gefiltert für 2 – 6 Tage. Referenzsimulation, gekoppelte Simulation und Differenz der Simulationen. 8 Simulationsjahre pro AO-Phase, DJF. . . . .	107
5.51	Zonalmittel des stationären Anteiles des vertikalen EP-Flusses für AO- in der Referenzsimulation und in der gekoppelten Simulation. 8 Simulationsjahre pro AO-Phase, DJF. . . . .	108

5.52	Zonalmittel des transienten Anteiles des vertikalen EP-Flusses für AO– in der Referenzsimulation und in der gekoppelten Simulation. 8 Simulationsjahre pro AO-Phase, DJF. . . . .	108
5.53	Zonalmittel des stationären Anteiles des vertikalen EP-Flusses für AO+ in der Referenzsimulation und in der gekoppelten Simulation. 8 Simulationsjahre pro AO-Phase, DJF. . . . .	110
5.54	Zonalmittel des transienten Anteiles des vertikalen EP-Flusses für AO+ in der Referenzsimulation und in der gekoppelten Simulation. 8 Simulationsjahre pro AO-Phase, DJF. . . . .	110
5.55	Zonalgemittelter stratosphärischer Schnitt des Zonalwindes $u$ , des baroklinen EP-Flusses $EP_{bkl}$ , des barotropen EP-Flusses $EP_{hor}$ und der Divergenz $D$ des EP-Flusses auf 1 hPa für AO– in der Referenzsimulation und in der gekoppelten Simulation. 8 Simulationsjahre pro AO - Phase, DJF. . . . .	111
5.56	Zonalgemittelter stratosphärischer Schnitt des Zonalwindes $u$ , des baroklinen EP-Flusses $EP_{bkl}$ , des barotropen EP-Flusses $EP_{hor}$ und der Divergenz $D$ des EP-Flusses auf 1 hPa für AO+ in der Referenzsimulation und in der gekoppelten Simulation. 8 Simulationsjahre pro AO - Phase, DJF. . . . .	112
5.57	Zonalmittel der relativen Abweichung des $O_3$ -Mischungsverhältnisses der troposphärischen, bzw. der gekoppelten Simulation zur $O_3$ -Parameterisierung. Simulationsjahre 6 – 25, DJF. . . . .	113
5.58	Zonalmittel der Differenz der Temperatur $T$ der troposphärischen Simulation, bzw. der gekoppelten Simulation zur Referenzsimulation. Simulationsjahre 6 – 25, DJF. . . . .	114
5.59	Differenz der mittleren geopotentiellen Höhe $\Phi$ auf 500 hPa zwischen der troposphärischen Simulation, bzw. der gekoppelten Simulation und der Referenzsimulation. Simulationsjahre 6 – 25, DJF. . . . .	116
5.60	Differenz der mittleren geopotentiellen Höhe $\Phi$ auf 200 hPa zwischen der troposphärischen Simulation, bzw. der gekoppelten Simulation und der Referenzsimulation. Simulationsjahre 6 – 25, DJF. . . . .	116
5.61	Zonalmittel der Differenz der Zonalwindkomponente $u$ der troposphärischen Simulation, bzw. der gekoppelten Simulation zur Referenzsimulation. Simulationsjahre 6 – 25, DJF. . . . .	118
5.62	Zonalmittel der Differenz der Meridionalwindkomponente $v$ der troposphärischen Simulation, bzw. der gekoppelten Simulation zur Referenzsimulation. Simulationsjahre 6 – 25, DJF. . . . .	119
5.63	Zonalmittel der Differenz der Vertikalwindkomponente $\omega$ der troposphärischen Simulation, bzw. der gekoppelten Simulation zur Referenzsimulation. Simulationsjahre 6 – 25, DJF. . . . .	119
5.64	Zonalmittel der Differenz des $O_3$ -Mischungsverhältnisses der troposphärischen Simulation, bzw. der gekoppelten Simulation zur Referenzsimulation. Simulationsjahre 6 – 25, DJF. . . . .	120

# Tabellenverzeichnis

5.1	Trends der stratosphärischen Massenbilanzen für $O_3$ , $NO$ , $NO_2$ , $ClO$ und $BrO$ in der Referenzsimulation und in der gekoppelten Simulation. Simulationsjahre 11 – 30 und 31 – 50. . . . .	62
5.2	Auswahl 8-jähriger Intervalle der Referenzsimulation und der gekoppelten Simulation für die positive und die negative AO-Phase. . . . .	94
5.3	Verhalten der mittleren troposphärischen Zonal- und Meridionalwindkomponenten $u$ und $v$ der mittleren Breiten im Vergleich für die Phasen der AO. 8 Simulationsjahre pro AO-Phase, DJF. . . . .	105
E.1	ISC, Chemische Spezies . . . . .	140
E.2	ISC, Gasphasenreaktionen und Reaktionsraten . . . . .	143
E.3	ISC, Photolysereaktionen und $\lambda_{max}$ für die Photolyse . . . . .	144
E.4	ISC, Heterogene Reaktionen . . . . .	145

# Danksagung

Diese Arbeit wurde am Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung in Potsdam im Rahmen des Virtuellen Institutes “Pol-Äquator-Pol” (PEP) angefertigt. Zum Abschluß, aber nicht zuletzt, möchte ich nun allen danken, die mich auf verschiedenste Art unterstützt, und mir dadurch die Fertigstellung der Arbeit erst ermöglicht haben.

Besonderen Dank schulde ich meinem wissenschaftlichen Betreuer Herrn Prof. Dr. Klaus Dethloff, der von Anfang an mit großem Interesse meine Arbeit verfolgt und begleitet hat. Von ihm erhielt ich viele wichtige Anregungen, wodurch er auch immer wieder zu meiner Motivation beigetragen hat. Substantiell war auch sein Korrekturlesen der Arbeit. Für diese Unterstützung möchte ich mich herzlich bedanken.

Weiterhin möchte ich mich für die hervorragende Unterstützung bei der Implementierung des ECHO-GiSP, vor allem in der Anfangsphase dieser Arbeit, bei Herrn Klaus Ketelsen bedanken. Ohne ihn gäbe es das Modell in der heutigen Form nicht. Zudem konnte ich auch darüberhinaus viel von ihm lernen.

Eine zentrale Ansprechpartnerin während meiner Arbeit war für mich auch Frau Dr. Dörthe Handorf, mit der ich viele fruchtbare fachliche Diskussionen hatte. Von ihr stammen auch die in dieser Arbeit verwendeten Auswerte-Routinen zur EOF-Analyse und zur Wavelet-Analyse. Außerdem möchte ich ihr für das kritische Korrekturlesen der Arbeit danken, wodurch ich diverse Tippfehler, ungünstige Formulierungen und auch einige inhaltliche Unklarheiten beseitigen konnte.

Für die technische Unterstützung bei der Auswertung der Modelldaten gilt mein besonderer Dank Frau Sabine Erxleben, die u.a. für einige der in dieser Arbeit gezeigten Abbildungen verantwortlich zeichnet. Ihre Hilfe hat mich insbesondere in der letzten Phase der Arbeit sehr entlastet.

Darüberhinaus möchte ich mich allgemein bei allen Kolleginnen und Kollegen, die hier nicht explizit erwähnt sind, für das angenehme Arbeitsklima am AWI bedanken. Dieser Faktor war für mich sehr wichtig, und hat wesentlich dazu beigetragen, daß ich auch kritische Phasen meiner Arbeit gut überstanden habe.

Natürlich gilt mein Dank neben der fachlichen Seite auch ganz besonders meiner Familie, ohne deren Hilfe und Verständnis ich die Herausforderungen der letzten 3 Jahre kaum hätte bewältigen können.