

Natürliche Klimavariationen der Arktis in einem regionalen hochauflösenden Atmosphärenmodell

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
in der Wissenschaftsdisziplin Physik der Atmosphäre

eingereicht an der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Potsdam

von

Wolfgang Dorn

Stiftung Alfred–Wegener–Institut für Polar- und Meeresforschung
Forschungsstelle Potsdam, Telegrafenberg A43, D–14473 Potsdam

Potsdam, 24. Oktober 2001

Gutachter: Prof. Dr. Klaus Dethloff
Prof. Dr. Peter Lemke
Prof. Dr. Hans von Storch

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
1.1	Motivation	4
1.2	Zielsetzung	6
2	Natürliche Klimavariabilität der Arktis	8
2.1	Beobachtete Luftdruck- und Temperaturverteilung in der Arktis	8
2.2	Die Nordatlantische Oszillation	12
2.3	Die Arktische Oszillation	13
3	Modellbeschreibung des HIRHAM4	15
3.1	Allgemeine Übersicht	15
3.2	Modelldynamik und Numerik	16
3.2.1	Grundgleichungen für die atmosphärische Dynamik	16
3.2.2	Die primitiven Gleichungen	17
3.2.3	Numerische Diskretisierungen	20
3.2.4	Horizontale Diffusion	25
3.3	Physikalische Parametrisierungen	26
3.3.1	Strahlung	27
3.3.2	Landoberflächenprozesse	28
3.3.3	Meeresoberflächen–Meereis–Prozesse	29
3.3.4	Planetare Grenzschicht	30
3.3.5	Impulstransport durch Schwerewellen	32
3.3.6	Cumuluskonvektion	33
3.3.7	Großräumige Kondensation	34
3.4	Randantrieb	35
3.4.1	Seitlicher Rand	36
3.4.2	Unterer Rand	37
4	Statistische Methoden zur Analyse der Modelldaten	39
4.1	Berechnung räumlicher Mittelwerte	39
4.2	Lineare Trendanalyse	40
4.3	Tiefpassfilterung von Zeitreihen	41
4.4	Analyse Empirischer Orthogonaler Funktionen	42
4.5	Signifikanzabschätzung von Differenzen	43

5	Globale Modellexperimente	45
5.1	Modellbeschreibung des ECHAM4	45
5.1.1	Modellstruktur	46
5.1.2	Modellphysik	46
5.2	Das Kontrollexperiment des ECHO-G	47
5.2.1	Allgemeine Beschreibung des Experiments	47
5.2.2	Analyse der Simulationsergebnisse	48
5.2.3	Auswahl von Perioden für die Regionalisierung des arktischen Klimas	52
5.3	Das GSDIO-Szenario des ECHAM4/OPYC3	60
5.3.1	Allgemeine Beschreibung des Experiments	60
5.3.2	Analyse der Simulationsergebnisse	60
5.3.3	Auswahl von Perioden für die Regionalisierung des arktischen Klimas	66
6	Warme und kalte Zustände des arktischen Klimas	69
6.1	Kennzeichen eines warmen oder kalten Januars	69
6.1.1	Korrelationsmuster	69
6.1.2	Charakteristika der großräumigen Zirkulation	72
6.1.3	Charakteristika der Luftdruckverteilung	74
6.1.4	Charakteristika der Temperaturverteilung	76
6.1.5	Advektion warmer oder kalter Luftmassen	77
6.1.6	Synoptische Aktivität	79
6.1.7	Zyklonenzugbahnen	81
6.1.8	Einfluss synoptischer Aktivität auf das regionale Klima	82
6.1.9	Diskussion	84
6.2	Kennzeichen eines warmen oder kalten Julis	85
6.2.1	Charakteristika der großräumigen Zirkulation	85
6.2.2	Charakteristika der Luftdruckverteilung	87
6.2.3	Charakteristika der Temperaturverteilung	88
7	Einfluss der NAO auf das arktische Winterklima	91
7.1	Charakteristika der großräumigen Zirkulation	91
7.2	Charakteristika der Temperaturverteilung	94
7.3	Charakteristika der Niederschlagsverteilung und Verdunstung	96
7.3.1	Niederschlagssummen	97
7.3.2	Verdunstungssummen	100
7.3.3	Niederschlag minus Verdunstung	102
7.3.4	Niederschlagsakkumulation in Grönland	103
7.4	Synoptische Aktivität	106
7.4.1	Unterschiede zwischen den beiden NAO-Phasen	106
7.4.2	Unterschiede zwischen regionalem und globalem Modell	109
8	Zukünftige Änderungen des arktischen Winterklimas	111
8.1	Das Treibhausgassignal im arktischen Winter	111
8.1.1	Temperaturänderungen	111
8.1.2	Niederschlagsänderungen	113

8.2	Zusammenwirken von Treibhausgasen und NAO	116
8.2.1	Temperaturänderungen	118
8.2.2	Niederschlagsänderungen	119
9	Zusammenfassung	123
	Literaturverzeichnis	126
	Abbildungsverzeichnis	134
	Tabellenverzeichnis	136
	Danksagung	137
	Lebenslauf	138
	Erklärung	139

1 Einleitung

1.1 Motivation

Klimaänderungen sind seit einigen Jahren ein Thema von großem öffentlichen Interesse, wobei insbesondere die anthropogene Beeinflussung des Klimas einen großen Stellenwert einnimmt. Im öffentlichen Bewusstsein werden Klimaänderungen meist als Katastrophen angesehen und auf den anthropogen verursachten zusätzlichen Treibhauseffekt zurückgeführt [CUBASCH und KASANG, 2000]. Die möglichen Folgen eines verstärkten Treibhauseffekts wären z.B. eine globale Erwärmung, eine Ausdehnung der Wüsten durch Abnahme der Niederschläge, eine größere Häufigkeit von Stürmen oder ein Anstieg des Meeresspiegels mit Überflutung küstennaher Regionen durch Abschmelzen der polaren Eisschilde.

Obwohl es unbestritten ist, dass die Zunahme von atmosphärischen Treibhausgasen durch die Verbrennung fossiler Energieträger eine Reaktion im globalen Klimasystem verursachen muss, ist die Art der Reaktion noch völlig unbekannt. In den letzten Jahren hat es sich herausgestellt, dass die Kenntnis natürlicher Klimavariabilität ein entscheidender Faktor ist, um auch anthropogen induzierte Klimaänderungen realistisch abschätzen zu können. Allerdings ist es nicht einfach, in einer Atmosphäre mit zunehmenden Treibhausgasen ein anthropogenes Signal von natürlichen Klimavariationen zu trennen. Dies ist insofern von Bedeutung, da die Periode instrumenteller Beobachtungen mit der Zeit zusammenfällt, in der die Atmosphäre zunehmend mit Treibhausgasen belastet wurde.

Die Ursachen von Klimaänderungen sind allgemein schwer zu entdecken, da das Klimasystem, infolge des Zusammenwirkens verschiedenster Einflussfaktoren und der nichtlinearen Wechselwirkungen und Rückkoppelungen zwischen seinen Komponenten, äußerst komplex ist [HANSEN et al., 1997]. Als mögliche natürliche Gründe von Klimaänderungen auf langen Zeitskalen (Jahrzehnte bis Jahrtausende) wurden Variationen externer Antriebsfaktoren, wie der Erdbahnparameter, der Solarstrahlung, des Aerosolgehalts der Atmosphäre oder der atmosphärischen Spurengase, diskutiert [z.B. CUBASCH et al., 1997]. Seit einiger Zeit werden aber auch intern verursachte Fluktuationen in Zusammenhang mit nichtlinearen Instabilitäten und Rückkoppelungsprozessen in der Atmosphäre selbst und im Atmosphären–Ozean–System als mögliche Mechanismen für Klimavariationen angesehen [z.B. HANSEN et al., 1997; DETHLOFF et al., 1998; PALMER, 1999; HANDORF et al., 1999].

Die Arktis spielt eine wichtige Rolle im globalen Klimasystem, da einerseits Änderungen

im arktischen Klimasystem, wie der Rückzug grönländischer Gletscher, das Abschmelzen des Packeises oder die Tiefenwasserbildung im Nordatlantik, globale Auswirkungen haben und andererseits die weltweit größten Klimaänderungen in der Arktis beobachtet werden [z.B. BALLING et al., 1998; MICHAELS et al., 2000; SERREZE et al., 2000]. Auch Szenarienrechnungen globaler Klimamodelle zeigen das global größte Klimaänderungssignal in den polaren Breiten der Nordhemisphäre [z.B. MANABE und STOUFFER, 1980; CUBASCH et al., 1992; ROECKNER et al., 1999], sodass der Arktis gerade bei der zukünftigen Klimaentwicklung eine entscheidende Rolle zukommt. Beobachtungen zeigen zudem eine starke Variabilität des arktischen Klimas auf verschiedenen Zeitskalen, deren Ursachen noch nicht vollständig verstanden werden.

Untersuchungen arktischer Klimaänderungen basieren im Allgemeinen auf Beobachtungen der letzten Jahrzehnte. Insbesondere im Winter und Frühjahr zeigte sich in den letzten 20 Jahren über den arktischen Landmassen eine deutliche Erwärmung [SERREZE et al., 2000], doch auch über dem Arktischen Ozean wurde eine Verringerung der Meereisbedeckung [MASLANIK et al., 1996] sowie eine Abnahme der Meereisdicke [ROTHROCK et al., 1999] festgestellt. Eine regionale Ausdehnung des troposphärischen Polarwirbels mit einer Verstärkung des Trogessels über dem zentralen Nordpazifik und über dem östlichen Nordamerika wird seit Mitte der 1960er Jahre beobachtet [DAVIS und BENKOVIC, 1992, 1994; BURNETT, 1993]. Daneben wurde in der zentralen Arktis eine Abnahme des Luftdrucks festgestellt, die stärker als in allen anderen Regionen der Nordhalbkugel ist [WALSH et al., 1996]. In Zusammenhang mit den milden sibirischen Wintern der 1980er Jahre haben ROGERS und MOSLEY-THOMPSON [1995] eine zunehmende Häufigkeit von atlantischen Zyklonen gefunden, die die Barents- und Karasee durchqueren. In den Wintern von 1952–1989 zeigt diese Region auch eine allgemeine Zunahme der synoptischen Aktivität [SERREZE et al., 1993].

Wie oben bereits angedeutet, werden die Ursachen für diese regionalen Klimaänderungen in der Arktis aber bislang noch nicht vollständig verstanden. Der Zusammenhang zwischen den Wintertemperaturen der Arktis und der troposphärischen Zirkulation wurde z.B. von OVERLAND et al. [1997] und DORN et al. [2000] untersucht. Die Existenz von verschiedenen natürlichen Zirkulationszuständen des Arktischen Ozeans [PROSHUTINSKY und JOHNSON, 1997; JOHNSON et al., 1999; POLYAKOV et al., 1999] und deren Verbindung mit atmosphärischen Zirkulationsmustern könnte eine interne Schwingung des arktischen Klimasystems darstellen. Daneben bestehen Zusammenhänge zwischen arktischen Klimaänderungen und den einzelnen Phasen natürlicher Schwingungsmustern, wie der Nordatlantischen Oszillation [HURRELL, 1995] oder Arktischen Oszillation [THOMPSON und WALLACE, 1998], sowie Anhaltspunkte eines Zusammenhangs mit dem tropischen Phänomen El Niño–Southern Oscillation [z.B. TRENBERTH, 1990; WALLACE et al., 1996]. Mit zunehmender Wahrscheinlichkeit können die beobachteten arktischen Klimaänderungen auch auf die anthropogene Erhöhung atmosphärischer Treibhausgase zurückgeführt werden [z.B. SHINDELL et al., 1999; VINNIKOV et al., 1999]. Ansteigende Treibhausgase können sich allerdings in einer Änderung der Häufigkeit des Auftretens natürlicher atmosphärischer Zirkulationsregime ausdrücken [CORTI et al., 1999], was die Trennung natürlicher und anthropogener Ursachen erschwert.

Da instrumentelle Beobachtungsdaten nur für einen relativ kurzen Zeitraum von etwa 100 Jahren vorhanden sind, können natürliche Klimaschwankungen in der Größenord-

nung von Jahrzehnten bis zu Jahrtausenden nur schwer untersucht werden. Um Klimainformationen aus länger zurückliegenden Zeiten zu erhalten, müssen stellvertretend Daten aus paläoklimatologischen Archiven, wie z.B. Eisbohrkernen, Baumringen, Seesedimenten oder Korallen, verwendet werden. Solche Proxy-Daten sind aber lokal begrenzt und besitzen häufig große Lücken. Zudem ist die zeitliche Einordnung sehr schwierig. Die Rekonstruktion des historischen Klimas ist außerdem auf einzelne Größen, meist Temperatur und Niederschlag, beschränkt und im Vergleich zu Messungen recht grob.

Eine andere Möglichkeit für die Untersuchung natürlicher Klimavariationen bieten Computer gestützte Klimamodelle, mit denen Experimente durchgeführt werden können, die dazu beitragen, die möglichen Ursachen von Klimaänderungen zu entdecken. Für eine realitätsnahe Simulation des Klimas ist ein hochauflösendes, komplexes Klimamodell nötig, in dem möglichst alle relevanten physikalischen Prozesse annähernd richtig wiedergegeben werden. Wegen des enorm hohen Rechenaufwands globaler hochauflösender Klimamodelle muss aber entweder auf den globalen Ansatz oder auf die hohe Auflösung verzichtet werden.

1.2 Zielsetzung

Da die Unsicherheiten von globalen Modellen mit grober Auflösung, bezüglich der Simulation von regionalen Mustern des Niederschlags, der Temperatur oder der Wolkenbildung, insbesondere in polaren Breiten groß sind [CHEN et al., 1995; TAO et al., 1996], ist die regionale Klimamodellierung mit hoher Auflösung, aufgrund einer realitätsnäheren Darstellung der Topografie, nichtlinearer Energieübertragungen zwischen großen und kleinen Skalen, hydrodynamischer Instabilitäten oder des Wasserkreislaufs, ein Erfolg versprechender Weg, um eine Verbesserung in der Simulation des arktischen Klimas zu erzielen [RINKE und DETHLOFF, 2000]. Studien mit regionalen Klimamodellen [z.B. NOGUER et al., 1998] haben übereinstimmend gezeigt, dass regionale Modelle die Simulation der regionalen räumlichen Verteilung des Niederschlags und der Temperatur im Vergleich zum antreibenden globalen Modell verbessern. Insbesondere die meteorologischen Größen, die stark von der Auflösung abhängen, wie z.B. der Niederschlag, werden von globalen Modellen meist unbefriedigend wiedergegeben [VON STORCH et al., 1993] und können mit hochauflösenden regionalen Klimamodellen sehr viel realistischer simuliert werden [GIORGI und MARINUCCI, 1996]. Dies geschieht vor allem durch die realitätsnähere Darstellung der Topografie und besonderer mesoskaliger Gegebenheiten, wie z.B. Küsten, Bergketten oder Hochebenen, die vom regionalen Modell aufgelöst werden können.

Das Klima, das ein regionales Modell simuliert, wird durch die Abfolge einzelner Wetterzustände bestimmt, die sich im Modell aus den Beiträgen der Randbedingungen und der internen Modellphysik ergeben. Klimatologische Prozesse sind im hohen Maße nicht-linear in ihrer Reaktion auf das Wettergeschehen und können mit grob aufgelösten globalen Klimamodellen nur unzureichend wiedergegeben werden. Zum Beispiel wird das Islandtief, das in monatsgemittelten Bodenwetterkarten erscheint, durch eine Kombination von quasistationären Tiefs und schnell durchziehenden, kurzzeitigen Wettersystemen verursacht. KRISTJÁNSSON und MCINNES [1999] haben gezeigt, dass die Orografie

Grönlands eine wichtige Rolle für die Zyklonenentwicklung in der Nähe Islands spielt, d.h. die realitätsnahe Darstellung der Orografie hat großen Einfluss auf die realitätsnahe Wiedergabe der dynamischen Prozesse, die das Wetter und letztlich auch das Klima mitbestimmen.

Das Konzept der regionalen Klimamodellierung ist bereits erfolgreich auf die Simulation des arktischen Klimas angewendet worden, erstmals mit dem “Arctic Regional Climate System Model” (ARCSyM) von WALSH et al. [1993] und LYNCH et al. [1995] als auch mit dem HIRHAM von DETHLOFF et al. [1996], RINKE et al. [1997, 1999] und RINKE und DETHLOFF [2000]. Ein Vergleich der Simulationsergebnisse beider Modelle ist von RINKE et al. [2000] durchgeführt worden. Der Antrieb der regionalen Klimamodelle erfolgte dabei jeweils mit Daten von Modellanalysen, die als interpolierte Beobachtungen angesehen werden können.

In dieser Arbeit wurden die Simulationsergebnisse von globalen gekoppelten allgemeinen Zirkulationsmodellen für die Regionalisierung des arktischen Klimas mit dem hochauflösenden regionalen atmosphärischen Klimamodell HIRHAM4 verwendet. Eine Regionalisierung globaler Modellexperimente mit einem regionalen Klimamodell der Arktis wird hier erstmalig durchgeführt und stellt somit einen neuen Ansatz für die Untersuchung natürlicher und anthropogener arktischer Klimaänderungen dar. Nach einer kurzen Übersicht über die beobachtete Klimavariabilität in der Arktis in Kapitel 2 wird in Kapitel 3 das HIRHAM4 ausführlich beschrieben und in Kapitel 4 ein Überblick über die verwendeten statistischen Methoden zur Auswertung der Simulationsergebnisse gegeben.

Die globalen Modellexperimente, die den Randantrieb des HIRHAM4 lieferten, werden in Kapitel 5 beschrieben. Dabei handelt es sich um zwei verschiedene globale Modellexperimente, die mit verschiedenen gekoppelten Modellen und unterschiedlicher horizontaler Auflösung durchgeführt worden. Das eine Experiment ist ein sogenannter Kontrolllauf, der Klimavariabilität nur aufgrund der internen nichtlinearen Dynamik des Klimasystems erzeugt. Die Regionalisierung des arktischen Klimas wurde hier mit dem Ziel durchgeführt, Kenntnisse über die Größenordnung natürlicher Klimavariationen in der Arktis und deren Zusammenhang mit natürlich auftretenden atmosphärischen Zirkulationszuständen zu erhalten. Diese Kenntnis kann dazu beitragen, lokale paläoklimatologische Proxy-Daten aus Eisbohrkernen oder Permafrost-Profilen in Verbindung mit der atmosphärischen Zirkulation zu interpretieren bzw. arktische Regionen zu identifizieren, deren Klimabedingungen signifikant auf natürliche Zirkulationsumstellungen reagieren. Die Ergebnisse werden in den Kapiteln 6 und 7 erläutert.

Das zweite Experiment ist eine Szenario-Simulation, die die beobachteten historischen und für die Zukunft erwarteten Änderungen von Treibhausgasen und Aerosolen beinhaltet und somit einen variablen externen Antrieb besitzt. Neben Klimaänderungen aufgrund interner Variabilität können in diesem Experiment demzufolge auch Änderungen durch zunehmende Treibhausgase/Aerosole auftreten. Die Regionalisierung des arktischen Klimas wurden hier mit dem Ziel durchgeführt, einerseits die möglichen zukünftigen Temperatur- und Niederschlagsänderungen in der Arktis aufgrund zunehmender Treibhausgase/Aerosole und andererseits deren Größenordnung im Vergleich zu natürlichen Variationen abzuschätzen. Die Ergebnisse werden in Kapitel 8 diskutiert.

2 Natürliche Klimavariabilität der Arktis

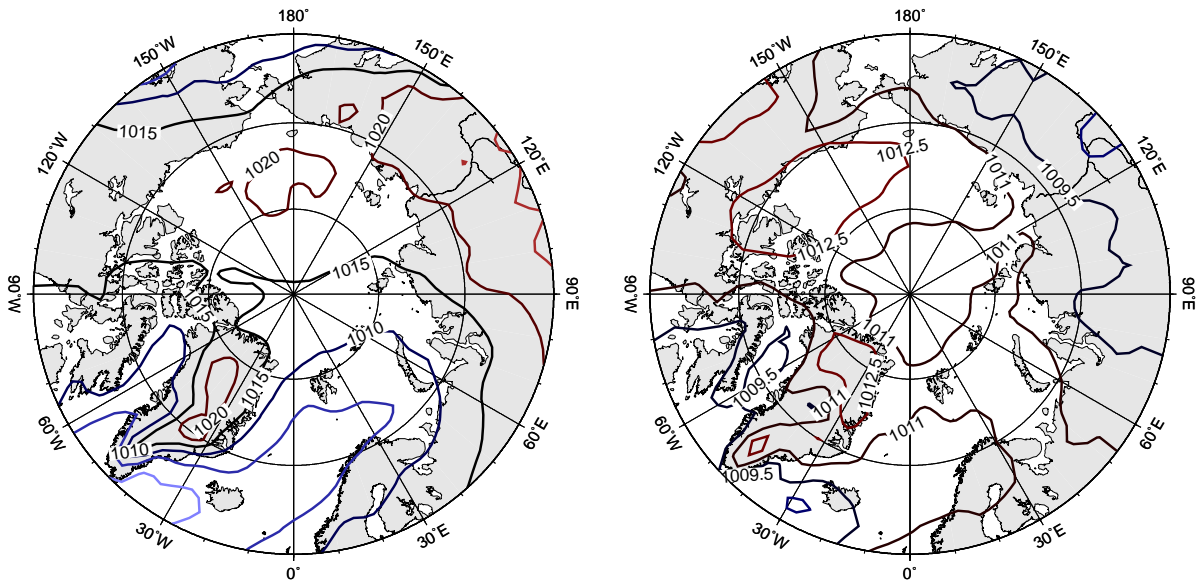
In diesem Kapitel wird ein kurzer Überblick über die natürliche Variabilität des arktischen Klimas anhand von Beobachtungen des Luftdrucks und der Temperatur gegeben. Zudem werden mit der Nordatlantischen Oszillation und der Arktischen Oszillation zwei natürliche atmosphärische Schwingungsphänomene in der Nordhemisphäre vorgestellt, deren Einfluss auf arktische Klimavariationen in dieser Arbeit untersucht wird.

2.1 Beobachtete Luftdruck- und Temperaturverteilung in der Arktis

Meteorologische und vor allem klimatologische Beobachtungsdaten sind für die Region der Arktis nur spärlich vorhanden. Insbesondere über dem grönländischen Eisschild und dem Arktischen Ozean gibt es fast keine permanenten Messstationen, da diese Gebiete der Erde weit entfernt von menschlichen Siedlungen liegen. Klimatologische Daten der Arktis basieren demzufolge meist auf Fernerkundungsmethoden, die zwar Flächen deckende Daten liefern, häufig aber mit relativ großen Messungenauigkeiten verbunden sind. Einen brauchbaren Ersatz bieten die Reanalysen des ECMWF (“European Centre for Medium-Range Weather Forecasts”) oder des NCEP/NCAR (“National Centers for Environmental Prediction”/“National Center for Atmospheric Research”), die durch die Assimilation vorhandener Beobachtungsdaten in ein Wettervorhersagemodell einen modellgenerierten, globalen Beobachtungsdatensatz darstellen.

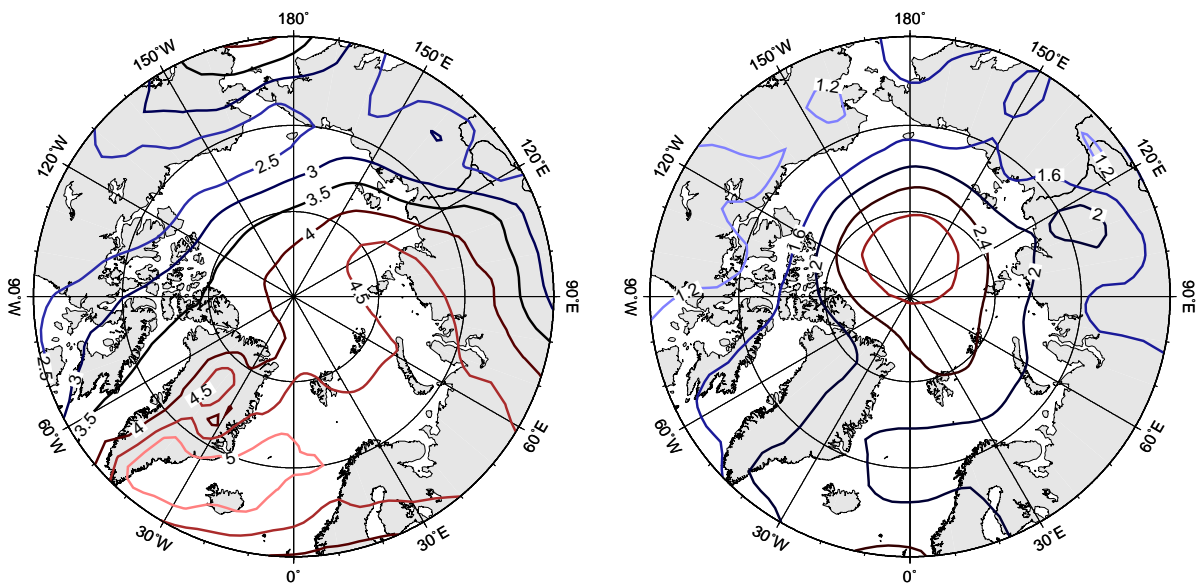
An dieser Stelle werden Daten der NCEP-Reanalysen gezeigt. Diese wurden vom NOAA-CIRES Climate Diagnostics Center aus Boulder, Colorado, über deren Internetseite <http://www.cdc.noaa.gov/> zur Verfügung gestellt. Die NCEP-Reanalysen umfassen (z.Zt.) die Jahre von 1948 bis 2000 und besitzen eine horizontale Auflösung von T62 (vergleiche Abschnitt 5.1.1).

Abbildung 2.1 zeigt den mittleren Luftdruck in Meeresniveau der 53 Winter (Dezember bis März) und der 53 Sommer (Juni bis September) der NCEP-Reanalysen sowie die entsprechenden Standardabweichungen jeweils für die Nordpolarregion. Charakteristisch für den Winter ist tiefer Luftdruck im Bereich des Nordatlantiks und des Nordpazifiks, wobei südwestlich von Island im Mittel der tiefste Luftdruck (unter 1000 hPa) vorzufinden ist. Hoher Luftdruck mit über 1020 hPa tritt im Winter über Sibirien, dem ark-



(a) DJFM – Mittelwert

(b) JJAS – Mittelwert



(c) DJFM – Standardabweichung

(d) JJAS – Standardabweichung

Abbildung 2.1: Mittlerer Luftdruck in Meeresniveau (hPa) nördlich von 60°N für die Winter (DJFM) (a) und Sommer (JJAS) (b) von 1948 bis 2000 aus dem Datensatz der NCEP–Reanalysen sowie die zugehörigen Standardabweichungen der DJFM–Mittel (c) und der JJAS–Mittel (d).

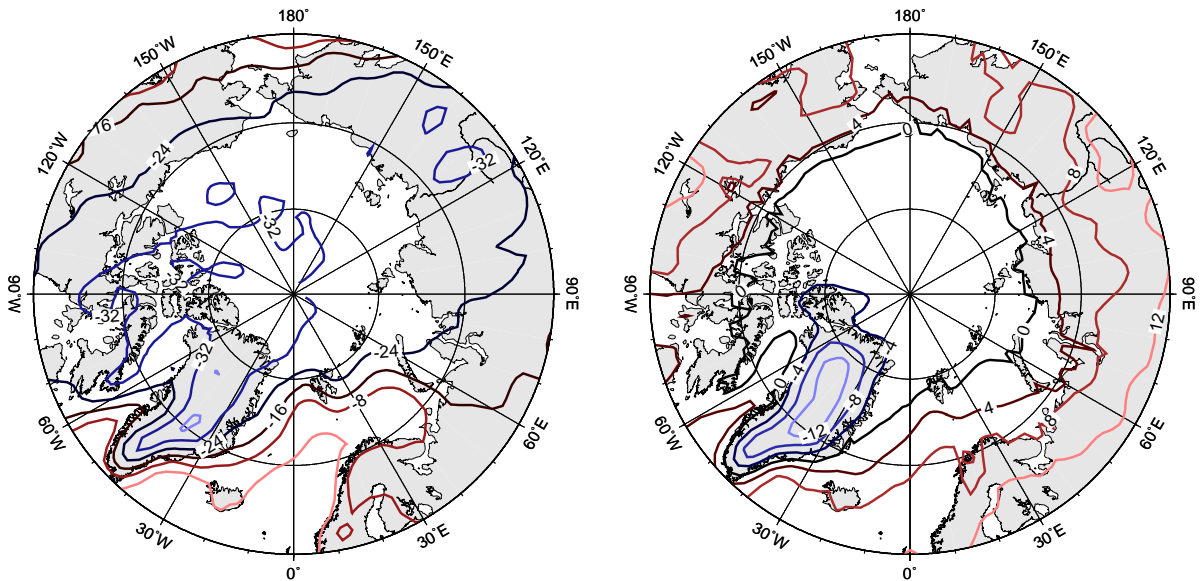
tischen Ozean und über Zentralgrönland auf. Die jährliche Variabilität des Luftdrucks wird durch die Standardabweichungen repräsentiert. Die Gebiete mit hohem mittleren Luftdruck im Winter zeigen, mit Ausnahme Zentralgrönlands, überwiegend eine geringe jährliche Variabilität des Luftdrucks. Die größte Variabilität im Winter zeigt sich in einem Bereich von der Südspitze Grönlands über den Norden Skandinaviens bis zur

Karasee. Die Standardabweichungen des Luftdrucks sind dort jeweils größer als 4,5 hPa und zeigen ihr Maximum im Bereich Islands. Diese große jährliche Variabilität des Luftdrucks steht folglich mit Schwankungen in der mittleren Intensität des Islandtiefs in Verbindung.

Eine ganz andere Luftdruckverteilung zeigt der Sommer. Die Luftdruckgegensätze sind in der gesamten Arktis niedriger als 5 hPa (gegenüber mehr als 20 hPa im Winter). Den höchsten mittleren Luftdruck findet man im Sommer mit etwa 1013 hPa im Norden Grönlands und über der Beaufort-See. Der niedrigste Luftdruck tritt zwar wiederum über dem Nordatlantik im Bereich Islands auf, doch auch über dem Süden Sibiriens herrscht im Sommer mit zum Teil unter 1008 hPa verhältnismäßig niedriger Luftdruck vor. Da die mittleren Luftdruckgradienten im arktischen Sommer deutlich schwächer als im arktischen Winter sind, ist auch die großräumige Zirkulation der arktischen Atmosphäre im Sommer schwächer als im Winter. Das gleiche gilt auch für die Variabilität des Luftdrucks, welche ebenfalls im Sommer deutlich geringer als im Winter ist. Die größten Standardabweichungen, die im Sommer aber nur knapp 3 hPa betragen, zeigen sich in der zentralen Arktis in der Nähe des geografischen Nordpols. Da die mittleren Luftdruckgegensätze über dem Arktischen Ozean im Sommer aber kleiner als 2 hPa sind, muss teilweise eine zyklonale und teilweise eine antizyklonale atmosphärische Zirkulation über dem Arktischen Ozean vorherrschen. Aufgrund des Antriebs der Ozeanzirkulation durch den Wind sind solche Wechsel zwischen zyklonalen und antizyklonalen Bedingungen auch im Arktischen Ozean zu finden [PROSHUTINSKY und JOHNSON, 1997; JOHNSON et al., 1999].

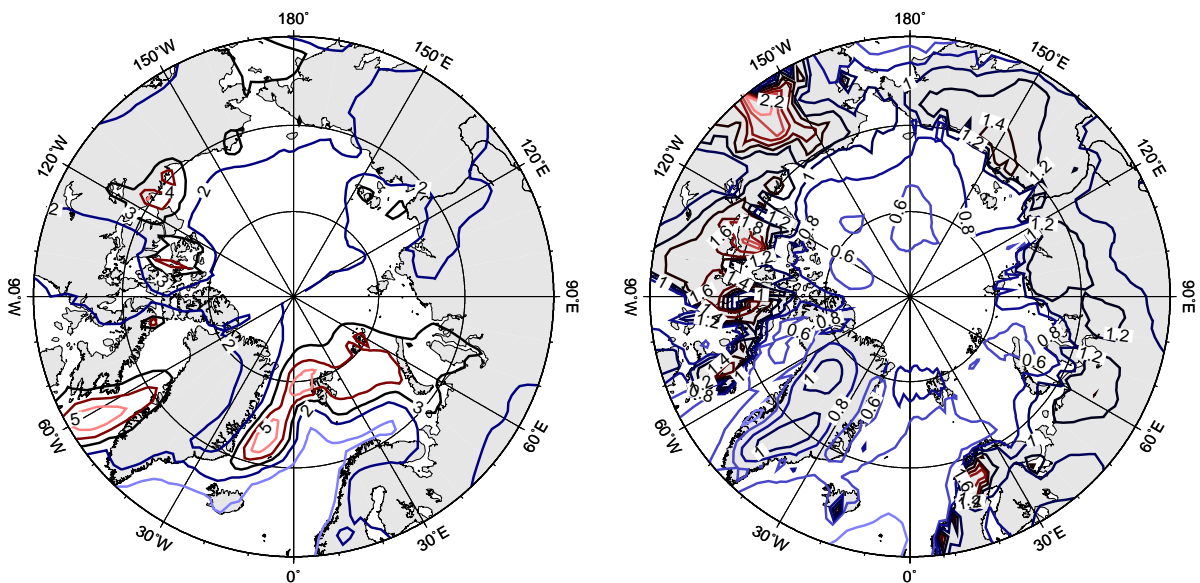
In Abbildung 2.2 ist die mittlere 2m-Temperatur der jeweils 53 Winter und Sommer der NCEP-Reanalysen und die entsprechenden Standardabweichungen für die Nordpolregion dargestellt. Die niedrigsten mittleren Wintertemperaturen von unter -30°C zeigen sich über Teilen Sibiriens, des Arktischen Ozeans, des kanadischen Archipels sowie in Nord- und Zentralgrönland. Über Zentralgrönland treten örtlich sogar mittlere Temperaturen von unter -40°C auf. Demgegenüber zeigen sich die höchsten mittleren Temperaturen über dem östlichen Nordatlantik. Dort liegen die Wintermitteltemperaturen oberhalb von 0°C . Über dem eurasischen Kontinent zeigen die 2m-Temperaturen im Winter eine markante Temperaturabnahme von West nach Ost. Hierin spiegelt sich die zunehmende Kontinentalität wider, die infolge eines relativ warmen Nordatlantiks und einer mittleren West-Ost-Strömung entsteht.

Die jährliche Temperaturvariabilität über dem Nordatlantik ist kleiner als 1 K. Da die Wärmekapazität des Ozeans sehr hoch ist, werden die bodennahen Lufttemperaturen über dem Nordatlantik vor allem durch die Meeresoberflächentemperaturen bestimmt, sodass man aufgrund der niedrigen Standardabweichungen davon ausgehen kann, dass die atlantische Ozeanströmung (der Golfstrom) über die Jahre relativ stabil ist. Die größten Standardabweichungen der winterlichen 2m-Temperaturen findet man mit etwa 5 K über der Labrador- und der Grönlandsee. Diese starke Variabilität kann durch jährliche Schwankungen der Meereisbedeckung, die insbesondere in diesen Gebieten sehr hoch ist [AGNEW, 1993], verursacht werden, da mit offenem Meer und Meereis unterschiedliche Wärmeflüsse verbunden sind, die entscheidenden Einfluss auf die bodennahen Temperaturen haben. Der Wärmeaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre ist bei einem gefrorenen Ozean deutlich reduziert, sodass das relativ warme Meerwasser einen



(a) DJFM – Mittelwert

(b) JJAS – Mittelwert



(c) DJFM – Standardabweichung

(d) JJAS – Standardabweichung

Abbildung 2.2: Mittlere Temperatur in 2 m Höhe ($^{\circ}\text{C}$) nördlich von 60°N für die Winter (DJFM) (a) und Sommer (JJAS) (b) von 1948 bis 2000 aus dem Datensatz der NCEP–Reanalysen sowie die zugehörigen Standardabweichungen der DJFM–Mittel (c) und der JJAS–Mittel (d).

weniger starken Einfluss auf die Lufttemperatur hat als im Falle eines eisfreien Ozeans.

Die Temperaturverteilung im Sommer ist durch niedrige Temperaturen über dem eisbedeckten Arktischen Ozean (zwischen -4°C und 0°C) und dem grönländischen Eisschild (bis -15°C) gekennzeichnet. Hohe Temperaturen (über 8°C) treten im Sommer vor

allem über den Kontinenten, aber auch über dem östlichen Nordatlantik auf. Die jährliche Temperaturvariabilität ist im Sommer geringer als im Winter und über Landflächen größer als über dem Ozean. (Über dem Ozean werden größere Temperaturschwankungen auch durch Schmelz- und Verdunstungsprozesse verhindert.) Die größte Variabilität zeigt sich mit etwa 2 K über Alaska und dem Norden Kanadas, ist aber räumlich sehr viel stärker differenziert als im Winter.

Die Zeitreihen der mittleren arktischen Temperaturen werden in Kapitel 5 näher untersucht (siehe Abbildung 5.7 und Tabelle 5.5). An dieser Stelle sei lediglich darauf hingewiesen, dass sich in den Jahren 1948–2000 im Winter eine signifikante Erwärmung zeigt, wogegen im Sommer ein leichter Abwärtstrend zu erkennen ist. Die beobachtete Erwärmung ist allerdings nicht größer als der Bereich natürlicher Schwankungen während des gesamten letzten Jahrhunderts und kann zudem etwa zur Hälfte durch Änderungen in der nordhemisphärischen Zirkulation erklärt werden [SERREZE et al., 2000]. Ein anthropogener Einfluss durch zunehmende Treibhausgase kann aber nicht ausgeschlossen werden. Vielmehr kann die beobachtete Erwärmung am besten durch den kombinierten Einfluss natürlicher und anthropogener Faktoren verstanden werden [STOTT et al., 2000].

2.2 Die Nordatlantische Oszillation

Eines der dominierenden Schwingungsmuster natürlicher Klimavariabilität auf der Nordhalbkugel ist die Nordatlantische Oszillation (NAO) [HURRELL, 1995]. Diese ist charakterisiert durch großräumige, entgegengesetzte Schwankungen des Luftdrucks im Bereich des Islandtiefs und des Azorenhochs. Eine negative Luftdruckanomalie im isländischen Raum und eine positive Luftdruckanomalie im Bereich der Azoren kennzeichnen die positive Phase der NAO, wogegen eine positive Luftdruckanomalie im isländischen Raum und eine negative Luftdruckanomalie im Bereich der Azoren für die negative Phase der NAO typisch sind. Die Auswirkungen dieser Luftdruckanomalien sind eine verstärkte zonale Strömung über dem Nordatlantik in der positiven Phase und eine schwächere zonale und damit stärkere meridionale Strömung in der negativen Phase.

Diese Schwankungen in der großräumigen Strömung über dem Nordatlantik treten verstärkt im Winter auf und haben vor allem Einfluss auf das Klima in Europa und an der Ostküste Nordamerikas. In der positiven Phase der NAO gelangt verstärkt warme, feuchte Meeresluft nach Nord- und Mitteleuropa, wogegen Südeuropa aufgrund des stärkeren Azorenhochs ein trockeneres Winterklima aufweist. Entgegengesetzt dazu zeigt sich an der Ostküste der Vereinigten Staaten in der positiven Phase der NAO ein feuchteres Klima, während über dem nordwestlichen Teil des Nordatlantiks trockene und kalte Klimabedingungen vorherrschen [HURRELL und VAN LOON, 1997].

Die Ursachen dieser natürlichen Schwingung sind bislang noch nicht vollständig verstanden. MYSAK und VENEGAS [1998] haben eine mögliche dekadische Rückkoppelung zwischen den mit der NAO verbundenen Luftdruckanomalien und der Meereisbedeckung in der Arktis aufgezeigt, wodurch das arktische Klima zunehmend an Bedeutung gewinnt. Eine dekadische Rückkoppelung zwischen der Ozeanzirkulation im Nordatlantik und

der atmosphärischen Zirkulation wurde in gekoppelten Atmosphären–Ozean–Modellen gefunden [z.B. GRÖTZNER et al., 1998]. Die Schwingungsperiode des gekoppelten Systems hängt dabei hauptsächlich von der Anpassungszeit des Ozeans auf Änderungen im Windantrieb ab. RODWELL et al. [1999] als auch MEHTA et al. [2000] haben gezeigt, dass ungekoppelter Atmosphärenmodelle, angetrieben mit beobachteten Meeresoberflächentemperaturen und Meereisbedeckungen, die beobachteten mehrjährigen und dekadischen Änderungen der NAO reproduzieren können. Insbesondere die Meeresoberflächentemperaturen im Nordatlantik scheinen demnach einen bedeutenden Einfluss auf die NAO zu haben. Andererseits haben CHRISTOPH et al. [2000] in Simulationen mit einem gekoppelten Atmosphären–Ozean–Modell festgestellt, dass die NAO eher chaotischer Natur ist und der Einfluss des Ozeans auf die NAO nur eine untergeordnete Rolle spielt. Dekadische Variationen der NAO wären demzufolge zufällig und nicht vorhersagbar.

Die Nordatlantische Oszillation lässt sich durch einen sogenannten NAO–Index quantitativ erfassen, der durch die Differenz der normierten Luftdruckanomalien zwischen Azorenhoch und Islandtief gebildet werden kann. Mit der Definition von HURRELL [1995], welche in dieser Arbeit verwendet wird, ergibt sich der NAO–Index durch

$$I_{NAO}(t) = \frac{p_L(t) - \bar{p}_L}{\sigma_L} - \frac{p_S(t) - \bar{p}_S}{\sigma_S}, \quad (2.1)$$

wobei $p(t)$ das Wintermittel des Luftdrucks im Jahr t , \bar{p} das langjährige Wintermittel des Luftdrucks und σ die Standardabweichung bezüglich \bar{p} ist. Der Index L steht für Lissabon (repräsentativ für das Azorenhoch) und der Index S für Stykkisholmur auf Island. Als Wintermittel wird in dieser Arbeit, analog zu HURRELL [1995], der Mittelwert der Monate Dezember, Januar, Februar und März verwendet.

Da in Gitterpunktdatensätzen Lissabon und Stykkisholmur in der Regel nicht exakt auf einzelnen Gitterpunkten liegen, wurde jeweils der Gitterpunkt, der den geringsten Abstand zu den beiden Orten aufweist, für die Berechnung des NAO–Index verwendet. Die dadurch entstehenden Abweichungen beim Vergleich verschiedener Gitterpunktdatensätze untereinander oder mit Beobachtungen sind in der Regel vernachlässigbar.

2.3 Die Arktische Oszillation

Neben der Nordatlantischen Oszillation ist seit einigen Jahren auch die Arktische Oszillation (AO) Gegenstand der Klimaforschung [z.B. BALDWIN und DUNKERTON, 1999; THOMPSON et al., 2000; DESER, 2000]. Der Begriff AO wurde von THOMPSON und WALLACE [1998] eingeführt und bezeichnet das dominierende Variabilitätsmuster der monatsgemittelten Luftdruckanomalien nördlich von 20°N im Winter (November bis April bei THOMPSON und WALLACE [1998]). Dieses stellt eine großräumige atmosphärische Schwingung dar, die durch entgegengesetzte Luftdruckanomalien in der zentralen Arktis und Teilen der mittleren Breiten gekennzeichnet ist. Die AO findet man nicht nur im Bodenluftdruckfeld, sondern auch im Geopotenzialfeld bis hinauf in die mittlere Stratosphäre, d.h. die AO weist eine barotrope Struktur auf. BALDWIN und DUNKERTON

[1999] haben gezeigt, dass die Anomalien der AO zuerst in der Stratosphäre auftreten und sich dann nach unten ausbreiten (in etwa 3 Wochen bis zur Erdoberfläche). Der zugrunde liegende Mechanismus ist aber bislang unklar.

In der Stratosphäre zeigt sich die AO als annähernd zonalsymmetrisches Muster, welches einen schwachen oder starken Polarwirbel repräsentiert. Die Stärke des Polarwirbels kann demzufolge als Kennzeichen für die Phasen der AO angesehen werden. In der unteren Troposphäre ähnelt die AO der NAO in vielen Punkten, weist aber eine höhere zonale Symmetrie auf. Außerdem zeigt die AO im Vergleich zur NAO eine stärkere Kopplung mit den bodennahen Temperaturfluktuationen über dem eurasischen Kontinent [THOMPSON und WALLACE, 1998]. Dennoch beschreiben beide Schwingungsmuster, AO und NAO, das gleiche physikalische Phänomen [KERR, 1999; WALLACE, 2000; AMBAUM et al., 2001], sodass die AO als hemisphärische Version der NAO angesehen werden kann.

In den letzten Jahrzehnten wurde ein Trend zur positiven Phase der AO/NAO beobachtet. Ein großer Teil der gleichzeitig beobachteten Erwärmung der Nordhemisphäre kann auf diesen Trend zurückgeführt werden [z.B. HURRELL et al., 2001]. Neuere Untersuchungen haben gezeigt, dass die AO durch Treibhausgase beeinflusst werden kann [FYFE et al., 1999; SHINDELL et al., 1999; ZORITA und GONZÁLEZ-ROUCO, 2000], doch sind die Ergebnisse uneinheitlich. Ein Trend zur positiven Phase der AO unter zunehmenden Treibhausgasen scheint aber wahrscheinlich zu sein und würde sich auch mit dem beobachteten Trend decken.

Berechnen lässt sich die AO, indem für die Luftdruckanomalien nördlich von 20°N eine Entwicklung nach Empirischen Orthogonalen Funktionen (EOF) durchgeführt wird (siehe Abschnitt 4.4). Das Muster mit dem größten Varianzanteil an der Gesamtvarianz, die 1. EOF, repräsentiert die AO. Die Koeffizienten-Zeitreihe der 1. EOF lässt sich als AO-Index interpretieren, welcher demzufolge durch

$$I_{AO}(t) = \alpha'_1(t) = \frac{1}{\sqrt{\lambda_1}} \sum_{k=1}^n \psi'_k(t) \cdot e_{1,k} \quad (2.2)$$

definiert ist, wobei $\psi'_k(t)$ die Luftdruckanomalien nördlich von 20°N repräsentiert¹.

¹Zur weiteren Erklärung der Variablen siehe Abschnitt 4.4

3 Modellbeschreibung des HIRHAM4

In diesem Kapitel wird das im Rahmen dieser Arbeit verwendete regionale atmosphärische Klimamodell HIRHAM4 vorgestellt. Da es sich bei dem Modell nicht um eine Neu- oder gar Eigenentwicklung handelt, ist die folgende Modellbeschreibung des HIRHAM4 keine umfassende Modelldokumentation. Vielmehr handelt es sich hier um eine Übersicht über einige wesentliche Prinzipien und Eigenschaften des HIRHAM4, die durchaus auch in anderen komplexen Klimamodellen Anwendung finden. Dennoch werden einige Punkte ausführlicher als andere erläutert, da sie für die Interpretation von Modellergebnissen hilfreich sein können oder auch zum allgemeinen Modellverständnis beitragen.

3.1 Allgemeine Übersicht

Das HIRHAM4 wurde in einer Kooperation des Dänischen Meteorologischen Instituts (DMI), des Königlichen Niederländischen Meteorologischen Instituts (KNMI) und des Max-Planck-Instituts für Meteorologie (MPI) [CHRISTENSEN und VAN MEIJGAARD, 1992; CHRISTENSEN et al., 1996] entwickelt und besteht im Wesentlichen aus zwei Komponenten: Dem dynamischen Teil, welcher auf dem Regionalmodell HIRLAM (High-Resolution Limited Area Model) [MACHENHAUER, 1988; GUSTAFSSON, 1993] basiert, und dem physikalischen Teil, welcher die physikalischen Parametrisierungen des allgemeinen atmosphärischen Zirkulationsmodells ECHAM4 [ROECKNER et al., 1996] umfasst (siehe auch Abschnitt 5.1). Der Modellname HIRHAM4 bezieht sich auf diese beiden Hauptkomponenten des Modells: HIRLAM und ECHAM4.

Das HIRLAM stammt von der HIRLAM-Projektgruppe, einem kooperativen Projekt der nationalen Wetterdienste in Dänemark, Finnland, Island, Irland, den Niederlanden, Norwegen, Spanien und Schweden, und wird beispielsweise vom niederländischen Wetterdienst routinemäßig für die numerische Wettervorhersage eingesetzt. Die wesentlichen dynamischen und numerischen Eigenschaften des HIRHAM4 haben ihren Ursprung im HIRLAM und werden in Abschnitt 3.2 erläutert.

Das ECHAM4 wird in Kapitel 5, Abschnitt 5.1 kurz vorgestellt. Die physikalischen Parametrisierungen des HIRHAM4 wurden vom ECHAM4 übernommen und werden in Abschnitt 3.3 beschrieben.

Klimasimulationen mit dem HIRHAM wurden bereits für einige europäische Regionen [z.B. CHRISTENSEN et al., 1997] als auch für die gesamte Nordpolarregion [z.B. DETHLOFF et al., 1996; RINKE et al., 1997, 1999, 2000; RINKE und DETHLOFF, 2000] durch-

geführt. Letztere Arbeiten beinhalten ausführliche Validierungen des Modells, wobei die Simulationen jeweils mit ECMWF-Analysen angetrieben worden sind. In dieser Arbeit wurde das Modell erstmalig über der Arktis mit Ausgabedaten globaler Klimamodellsimulationen am Rand angetrieben. Aus diesem Grund ist dem Randantrieb, obwohl er eigentlich der Dynamik zugeordnet werden müsste, in der folgenden Beschreibung des Modells ein eigener Abschnitt gewidmet worden (Abschnitt 3.4).

3.2 Modelldynamik und Numerik

Das HIRHAM4 ist ein hydrostatisches Modell, in dem prognostische Gleichungen für die horizontalen Windkomponenten (u und v), die Temperatur (T), die spezifische Feuchte (q), den Wolkenwassergehalt (q_w) und den Luftdruck am Boden (p_s) numerisch gelöst werden. Zudem gibt es diagnostische Gleichungen für das Geopotenzial (Φ) und die vertikale Windgeschwindigkeit (ω). Die Gleichungen lassen sich aus den allgemeinen Grundgleichungen für atmosphärische Bewegungsvorgänge durch die Annahme einiger Näherungen herleiten. Die resultierenden Basisgleichungen des HIRHAM4, die sogenannten primitiven Gleichungen, enthalten allerdings auch Terme, die physikalisch parametrisiert werden müssen, worauf im Abschnitt 3.3 eingegangen wird. In diesem Abschnitt werden zunächst die Basisgleichungen abgeleitet, um anschließend wichtige Punkte der numerischen Diskretisierung zu diskutieren.

3.2.1 Grundgleichungen für die atmosphärische Dynamik

Die Grundgleichungen für atmosphärische Bewegungsvorgänge sind die Erhaltungsgleichungen für den Impuls, die Masse und die Energie. Für einzelne Bestandteile der Atmosphäre werden zudem gesonderte Erhaltungsgleichungen aufgestellt, wobei insbesondere Bilanzgleichungen für den atmosphärischen Wassergehalt (aufgeteilt in die einzelnen Phasen) eine wichtige Rolle spielen.

Eine weitere Grundgleichung ist die Zustandsgleichung für ideale Gase

$$p = \rho RT , \quad (3.1)$$

die den Zusammenhang zwischen den thermodynamischen Zustandsgrößen Luftdruck p , Luftdichte ρ und Temperatur T beschreibt. R ist die Gaskonstante für Luft.

Die Erhaltungsgleichungen für den Impuls sind die Bewegungsgleichungen

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \varepsilon_{ijk} f_j u_k = - \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + R_i , \quad (3.2)$$

wobei u_i bzw. u_k der Geschwindigkeitsvektor (u, v, w) und x_i bzw. x_k der Ortsvektor (x, y, z) ist (über gleiche Indizes wird jeweils summiert). f_j steht für die Coriolis-Parameter $f_1 = 0$, $f_2 = 2\Omega \cos \phi$ und $f_3 = 2\Omega \sin \phi$, mit der Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation Ω und der geografischen Breite ϕ , und R_i steht für die Reibungskräfte.

Die Massenerhaltung ist durch die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u_k \frac{\partial \rho}{\partial x_k} + \rho \frac{\partial u_k}{\partial x_k} = 0 \quad (3.3)$$

gegeben und die Energieerhaltung durch den ersten Hauptsatz der Thermodynamik in der prognostischen Form

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u_k \frac{\partial T}{\partial x_k} - \frac{1}{\rho c_p} \frac{dp}{dt} = \frac{1}{c_p} Q_T, \quad (3.4)$$

wobei c_p die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck ist. Mit Q_T sind die diabatischen Wärmequellen und -senken bezeichnet, die z.B. infolge von Phasenumwandlungen des Wassers oder Absorption bzw. Emission von Strahlung auftreten.

Für die Berücksichtigung des Wassergehalts der Atmosphäre lassen sich zwei Erhaltungsgleichungen für die gasförmige Phase des Wassers (den Wasserdampf) und die flüssige und feste Phase (das Wolkenwasser) formulieren. Die Bilanzgleichung für den Wasserdampf, ausgedrückt durch die spezifische Feuchte q , lautet

$$\frac{\partial q}{\partial t} + u_k \frac{\partial q}{\partial x_k} = Q_q, \quad (3.5)$$

wobei Q_q für die Quellen und Senken von Wasserdampf durch Kondensation und Verdunstung steht. Die Bilanzgleichung für das Wolkenwasser q_w hat die gleiche Form

$$\frac{\partial q_w}{\partial t} + u_k \frac{\partial q_w}{\partial x_k} = Q_w, \quad (3.6)$$

wobei der Quellterm Q_w nun für die Quellen und Senken von Wolkenwasser steht. Zusätzlich zur Kondensation und Verdunstung beinhaltet Q_w auch noch den Niederschlag als Quelle oder Senke von Wolkenwasser.

Abgesehen davon, dass die Quellterme Q_T , Q_q und Q_w und die Reibungskräfte R_i noch näher spezifiziert werden müssen, bilden die Gleichungen (3.1) bis (3.6) ein gekoppeltes, partielles, nichtlineares Gleichungssystem für (fast) alle dynamischen Prozesse, die die atmosphärischen Bewegungsvorgänge bestimmen. Zur Lösung dieses Gleichungssystems sind allerdings einige Einschränkungen und Vereinfachungen nötig¹.

3.2.2 Die primitiven Gleichungen

Um die Kugelgestalt der Erde in angemessener Weise zu berücksichtigen, ist es sinnvoll, für die Gleichungen eine Transformation in Kugelkoordinaten durchzuführen. Für die

¹Genau genommen, und daher das "fast", enthalten die Gleichungen bereits einige Näherungen an die Realität, wie z.B. die Annahme, dass Luft ein ideales Gas ist, die Vernachlässigung von Phasenumwandlungen in der Kontinuitätsgleichung oder auch die Vernachlässigung von Zentrifugalkräften aufgrund der Erdrotation in den Bewegungsgleichungen. Dass diese Näherungen für "normale" atmosphärische Bewegungen durchaus ihre Gültigkeit haben, soll hier allerdings nicht weiter diskutiert werden.

ursprünglichen x -, y - und z -Koordinaten ergeben sich die Transformationsbeziehungen $dx = r \cos \phi d\lambda$, $dy = r d\phi$ und $dz = dr$, wobei λ die geografische Länge, ϕ die geografische Breite und r der Abstand vom Erdmittelpunkt ist. Für die Geschwindigkeiten in Kugelkoordinaten ergibt sich damit:

$$u = r \cos \phi \frac{d\lambda}{dt}, \quad v = r \frac{d\phi}{dt}, \quad w = \frac{dr}{dt}.$$

Eine ausführliche Überführung der Gleichungen in Kugelkoordinaten findet man z.B. bei HOLTON [1992]. Durch diese Transformation erhalten die drei Bewegungsgleichungen jeweils zwei zusätzliche metrische Terme, die sich aus der Geometrie des Kugelkoordinatensystems ergeben, sodass das Gleichungssystem im Allgemeinen schwieriger zu lösen ist. Um die Gleichungen etwas zu vereinfachen, werden nun Einschränkungen vorgenommen, die die allgemeine Gültigkeit der Gleichungen begrenzen, gleichzeitig aber auch die Lösbarkeit erhöhen, bzw. den benötigten Rechenaufwand reduzieren.

Da die vertikale Ausdehnung der Atmosphäre im Verhältnis zum Erdradius a sehr gering ist, gilt $z \ll a$, sodass die Variable $r = a + z$ in guter Näherung durch die Konstante a ersetzt werden kann. Außerdem kann für atmosphärische Prozesse mit Auflösungen über 10 km in der Regel ein hydrostatisches Gleichgewicht als gültig vorausgesetzt werden, sodass die statische Grundgleichung

$$\partial p = -\rho g \partial z = -\rho \partial \Phi \quad (3.7)$$

zur Vereinfachung der Gleichungen verwendet werden kann. Dies geschieht dadurch, dass die statische Grundgleichung als Transformationsbeziehung benutzt wird, um die Gleichungen vom (λ, ϕ, r) -Koordinatensystem in ein (λ, ϕ, p) -Koordinatensystem zu transformieren, in welchem atmosphärische Strömungen divergenzfrei sind. Durch diese Transformation entfällt zudem die dritte Bewegungsgleichung als prognostische Gleichung für die Vertikalgeschwindigkeit, da sie durch die statische Grundgleichung ersetzt wird. Die Vertikalgeschwindigkeit im (λ, ϕ, p) -Koordinatensystem $\omega = dp/dt$ lässt sich nur diagnostisch aus der Kontinuitätsgleichung bestimmen, wogegen die statische Grundgleichung eine diagnostische Gleichung für das Geopotenzial Φ bildet.

Berücksichtigt man ferner noch die für großräumige atmosphärische Bewegungen gültige Annahme, dass die vertikale Windgeschwindigkeit sehr viel kleiner ist als die horizontale ($w \ll u, v$), wodurch einige Terme vernachlässigt werden können, erhält man aus den Gleichungen (3.2) bis (3.4) zusammen mit den Gleichungen (3.1) und (3.7) das Gleichungssystem

$$\left(\frac{du}{dt} \right)_p - \left(f + u \frac{\tan \phi}{a} \right) v = -\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} + R_u, \quad (3.8)$$

$$\left(\frac{dv}{dt} \right)_p + \left(f + u \frac{\tan \phi}{a} \right) u = -\frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \phi} + R_v, \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial p} = -\frac{RT}{p}, \quad (3.10)$$

$$\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (v \cos \phi) + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0, \quad (3.11)$$

$$\left(\frac{dT}{dt} \right)_p - \frac{RT}{c_p p} \omega = \frac{1}{c_p} Q_T, \quad (3.12)$$

wobei die totale zeitliche Ableitung im (λ, ϕ, p) -Koordinatensystem die Form

$$\left(\frac{d}{dt} \right)_p = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial}{\partial \phi} + \omega \frac{\partial}{\partial p}$$

annimmt. Diese Gleichungen werden als die “primitiven Gleichungen” (in Kugelkoordinaten) bezeichnet [z.B. SALBY, 1992], da sie die Basisgleichungen für eine große Zahl von dynamischen Modellen sind. Die Bilanzgleichungen für den Wasserdampf und das Wolkenwasser sollen der Vollständigkeit halber nochmal hingeschrieben werden:

$$\left(\frac{dq}{dt} \right)_p = Q_q, \quad (3.13)$$

$$\left(\frac{dq_w}{dt} \right)_p = Q_w. \quad (3.14)$$

Mit der hydrostatischen Approximation erhält man ferner aus der Kontinuitätsgleichung (3.3) durch Integration eine Gleichung für die Bodendrucktendenz

$$\frac{\partial p_s}{\partial t} = -g \int_0^\infty dz \left(\frac{\partial u \rho}{\partial x} + \frac{\partial v \rho}{\partial y} \right),$$

die im (λ, ϕ, p) -Koordinatensystem die Form

$$\frac{\partial p_s}{\partial t} = \frac{1}{a \cos \phi} \int_{p_s}^0 dp \left(\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \phi} (v \cos \phi) \right) \quad (3.15)$$

annimmt.

Die Gleichungen (3.8) bis (3.15) bilden die Basisgleichungen des HIRHAM4 und umfassen prognostische Gleichungen für u , v , T , q , q_w und p_s sowie diagnostische Gleichungen für Φ und ω .

Im HIRHAM4 wird anstelle einer vertikalen p -Koordinate eine gemischte vertikale η -Koordinate verwendet. (Näheres zur vertikalen Diskretisierung und zur Definition von η folgt im nächsten Abschnitt.) Die Formulierung der Gleichungen im η -Koordinatensystem folgt dem Ansatz von KASAHARA [1974] und soll an dieser Stelle nicht explizit ausgeführt werden, da es sich lediglich um eine mathematische Koordinatentransformation handelt. Die Bewegungsgleichungen enthalten im η -Koordinatensystem zwangsläufig wieder horizontale Druckgradienten, unterscheiden sich ansonsten aber kaum von den Gleichungen (3.8) und (3.9), sodass auf eine Darstellung verzichtet wird.

Die Kontinuitätsgleichung nimmt im η -Koordinatensystem die Form

$$\frac{\partial}{\partial \eta} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(u \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(v \cos \phi \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\dot{\eta} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) = 0 \quad (3.16)$$

an. Für die Bodendrucktendenz ergibt sich durch die Randbedingungen $\dot{\eta} = 0$ für $\eta = 0$ und $\eta = 1$ die Gleichung

$$\frac{\partial p_s}{\partial t} = \frac{1}{a \cos \phi} \int_1^0 d\eta \left(\frac{\partial}{\partial \lambda} \left(u \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) + \frac{\partial}{\partial \phi} \left(v \cos \phi \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) \right) \quad (3.17)$$

und für die Vertikalgeschwindigkeit $\dot{\eta}$ erhält man

$$\dot{\eta} \frac{\partial p}{\partial \eta} = \frac{1}{a \cos \phi} \int_{\eta}^0 d\eta \left(\frac{\partial}{\partial \lambda} \left(u \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) + \frac{\partial}{\partial \phi} \left(v \cos \phi \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) \right) - \frac{\partial p}{\partial t}. \quad (3.18)$$

Der Zusammenhang zwischen $\dot{\eta}$ und ω ist durch

$$\omega = \frac{dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \phi} \frac{\partial p}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial p}{\partial \phi} + \dot{\eta} \frac{\partial p}{\partial \eta} \quad (3.19)$$

gegeben.

3.2.3 Numerische Diskretisierungen

Da eine analytische Integration der prognostischen Gleichungen im Allgemeinen nicht möglich ist, müssen diese numerisch integriert werden.

Horizontale Diskretisierung

Hierzu werden die Gleichungen versetzt auf einem Arakawa-C-Gitter durch zentrierte finite Differenzen approximiert. Die partielle räumliche Ableitung einer beliebigen Größe $\psi(x)$ wird dabei durch den zentrierten Differenzenquotienten

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} \rightarrow \frac{\psi(x + \Delta x) - \psi(x - \Delta x)}{2\Delta x} \quad (3.20)$$

ersetzt, wobei Δx der Gitterabstand ist. Für die zweite Ableitung ergibt sich

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \rightarrow \frac{\psi(x + \Delta x) - 2\psi(x) + \psi(x - \Delta x)}{(\Delta x)^2}. \quad (3.21)$$

Die einzelnen Variablen werden an verschiedenen Orten definiert, wodurch sich ein versetztes Gitter ("staggered grid") ergibt. Die Größen T , q , q_w und p_s werden dabei an den Gitterschnittpunkten (x, y) , die Größe u an den Punkten $(x + \Delta x/2, y)$ und die Größe v an den Punkten $(x, y + \Delta y/2)$ diskretisiert. Ein Gitter mit dieser Anordnung der

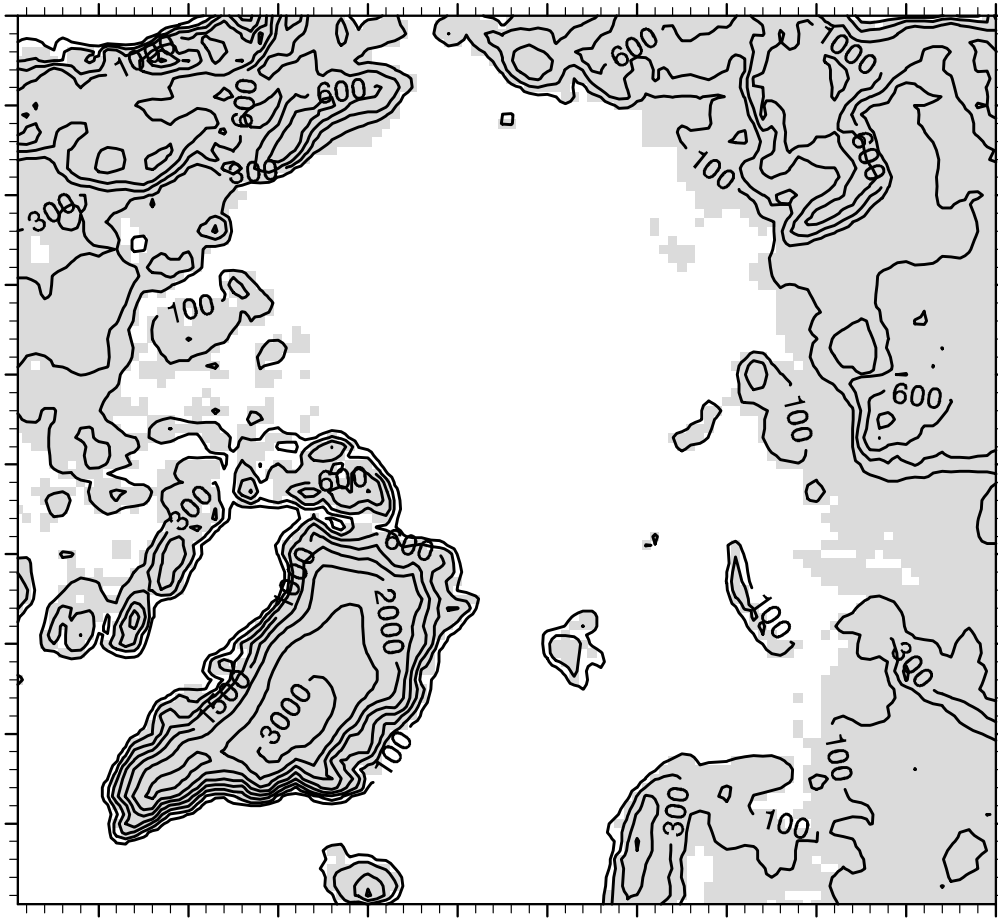


Abbildung 3.1: Arktisches Integrationsgebiet des HIRHAM4 mit der Höhe der Orografie (gpm) und der zugehörigen Land–Meer–Verteilung (Land: grau, Meer: weiß).

Variablen wird als Arakawa–C–Gitter bezeichnet. Durch den Versatz der horizontalen Windkomponenten erhöht man die Genauigkeit der Differenzenapproximation effektiv um den Faktor zwei, da eine Mittelung von u und v auf die Gitterzwischenräume entfällt.

Das Integrationsgebiet des Modells umfasst die gesamte Arktis nördlich von 65°N , mit 110 mal 100 Gitterpunkten in einer horizontalen Auflösung von $0,5^\circ$ mal $0,5^\circ$ in rotierten Koordinaten (Nordpol bei 0°N , 0°O), wodurch sich Gitterelemente von etwa 50 km mal 50 km ergeben. In Abbildung 3.1 ist das gesamte Integrationsgebiet mit der zugehörigen Land–Meer–Verteilung und der verwendeten Orografie dargestellt. Die Orografie stammt aus einem hochauflösenden Datensatz der U.S. Navy (Auflösung von $1/6^\circ$ mal $1/6^\circ$).

Vertikale Diskretisierung

In der Vertikalen umfasst das HIRHAM4 19 Schichten in gemischten σ - p -Koordinaten mit einer dem Gelände folgenden Koordinate $\sigma = p/p_s$, welche die unteren Modellschichten prägt, und einer Druckkoordinate p , die entsprechend für die oberen Modellschichten entscheidend ist. Die kombinierte Vertikalkoordinate wird mit η bezeichnet und ist somit eine Funktion des Luftdrucks in der Modellschicht p und des Luftdrucks am Boden

k	$A_{k+1/2}$	$B_{k+1/2}$	$p_{k+1/2}$	p_k
0	0,000000	0,0000000000	0,00	—
1	2000,000000	0,0000000000	20,00	10,00
2	4000,000000	0,0000000000	40,00	30,00
3	6046,110595	0,0003389933	60,80	50,40
4	8267,927560	0,0033571866	86,08	73,44
5	10609,513232	0,0130700434	119,34	102,71
6	12851,100169	0,0340771467	163,03	141,18
7	14698,498086	0,0706498323	218,55	190,79
8	15861,125180	0,1259166826	286,16	252,36
9	16116,236610	0,2011954093	364,97	325,57
10	15356,924115	0,2955196487	452,93	408,95
11	13621,460403	0,4054091989	546,89	499,91
12	11101,561987	0,5249322235	642,77	594,83
13	8127,144155	0,6461079479	735,78	689,28
14	5125,141747	0,7596983769	820,83	778,30
15	2549,969411	0,8564375573	893,07	856,95
16	783,195031	0,9287469142	948,65	920,86
17	0,000000	0,9729851852	985,63	967,14
18	0,000000	0,9922814815	1005,18	995,41
19	0,000000	1,0000000000	1013,00	1009,09

Tabelle 3.1: Verwendete Parameter $A_{k+1/2}$ (Pa) und $B_{k+1/2}$ (dimensionslos) für die Festlegung der 19 vertikalen Schichten ($k = 1, \dots, 19$) des HIRHAM4. Für einen Bodendruck $p_s = 1013$ hPa wurde der Luftdruck an den Schichtgrenzen $p_{k+1/2}$ (hPa) mit Gleichung (3.23) bestimmt. Der Luftdruck in der Mitte der Schicht p_k (hPa) ergibt sich dann aus Gleichung (3.22).

p_s , also $\eta = \eta(p, p_s)$, mit den Randbedingungen $\eta(0, p_s) = 0$ und $\eta(p_s, p_s) = 1$.

Die Modellschichten ($k = 1, \dots, 19$) werden letztlich durch den Luftdruck

$$p_k = \frac{1}{2}(p_{k+1/2} - p_{k-1/2}) \quad (3.22)$$

bestimmt, wobei

$$p_{k+1/2} = A_{k+1/2} + B_{k+1/2} \cdot p_s \quad (3.23)$$

durch die Konstanten $A_{k+1/2}$ und $B_{k+1/2}$ festgelegt ist. Für einen Referenzdruck von $p_s = 1013$ hPa sind die entsprechenden Werte in Tabelle 3.1 aufgelistet. Die Modellschichten

reichen vom Boden bis in eine Höhe von 10 hPa und besitzen unterschiedliche Abstände, wobei die höchste vertikale Auflösung mit etwa 5 Schichten in der atmosphärischen Grenzschicht anzutreffen ist und die niedrigste, ebenfalls mit 5 Schichten, in der unteren Stratosphäre.

Als Beispiel für die vertikale Diskretisierung der Gleichungen sei an dieser Stelle die statische Grundgleichung (3.10) angeführt, die in Differenzenschreibweise die Form

$$\Phi_{k+1/2} - \Phi_{k-1/2} = -RT_k \Delta(\ln p_k) \quad (3.24)$$

annimmt. Da die Gaskonstante R im Allgemeinen unbekannt ist, wird im Modell das Produkt RT durch $R_L T_v$ ersetzt, wobei R_L die bekannte Gaskonstante für trockene Luft und $T_v = (1 + 0,608 q) T$ die virtuelle Temperatur ist.

Zeitliche Diskretisierung

Im HIRHAM4 wird ein semi-implizites “Leap-Frog”-Zeitschrittverfahren für die numerische Lösung der prognostischen Gleichungen verwendet. Mit diesem Verfahren erhält man die Größe ψ zum Zeitschritt $n + 1$ durch

$$\psi^{n+1} = \psi^{n-1} + 2\Delta t \cdot (f^n - S_\psi), \quad (3.25)$$

wobei die Funktion f^n die lokale zeitliche Änderung von ψ zum Zeitschritt n angibt und explizit aus den Modellgleichungen in Differenzenform berechnet werden kann. Die Größe S_ψ steht für einen semi-impliziten Korrekturterm, in dem implizite und explizite Werte der Divergenz bzw. eines linearen Zusatzpotenzials enthalten sind. Die genaue Formulierung von S_ψ hängt von der betrachteten Größe ψ ab und soll hier nicht näher spezifiziert werden.

Berücksichtigt man den prognostizierten Werte ψ_e^{n+1} , der sich mit dem expliziten “Leap-Frog”-Zeitschrittverfahren

$$\psi_e^{n+1} = \psi^{n-1} + 2\Delta t \cdot f^n \quad (3.26)$$

(auch als Bockspring-Methode bekannt) ergibt, lässt sich Gleichung (3.25) auch als

$$\psi^{n+1} = \psi_e^{n+1} + 2\Delta t \cdot S_\psi \quad (3.27)$$

schreiben. Im Modell wird auch zunächst ψ_e^{n+1} mit dem expliziten Verfahren (3.26) bestimmt, und anschließend wird die semi-implizite Korrektur S_ψ berechnet, um schließlich ψ zum nächsten Zeitschritt ($n + 1$) zu erhalten.

Nach dem semi-impliziten Zeitschrittverfahren wird noch eine Zeitfilterung nach ASSELIN [1972] durchgeführt, um das Auftreten unphysikalischer numerischer Lösungen (sogenannter “computational modes”) zu unterdrücken. Durch die Filterung erhält man für eine beliebige Größe ψ zum Zeitschritt n den gefilterten Wert

$$\psi_f^n = \psi^n + \epsilon_f (\psi_f^{n-1} + \psi_f^{n+1} - 2\psi^n), \quad (3.28)$$

wobei $\epsilon_f = 0,05$ der Zeitfilter-Koeffizient ist. Der Index f bezieht sich jeweils auf gefilterte Werte von ψ .

Der für die einzelnen Simulationen gewählte Modellzeitschritt Δt betrug 240 s oder 300 s. In Einzelfällen wurden die Simulationen auch mit einem Modellzeitschritt von 180 s durchgeführt, um aufgetretene numerische Stabilitätsprobleme bei der Berechnung der physikalischen Tendenz der prognostischen Größen T , q und q_w infolge von Phasenänderungen zu umgehen. In allen Fällen ist das Courant–Friedrichs–Lewy–Stabilitätskriterium oder kurz CFL–Kriterium [COURANT et al., 1928] erfüllt², nach welchem sich, für den Fall $\Delta t = 300$ s und die verwendete Gitterweite $\Delta x = 50$ km, eine maximale Signalgeschwindigkeit

$$u_{max} \leq \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{50 \text{ km}}{300 \text{ s}} = 167 \text{ ms}^{-1} \quad (3.29)$$

ergibt, welche im Modell auftreten kann. Da die diskretisierten Modellgleichungen keine Schallwellen mehr beinhalten, ist u_{max} als obere Geschwindigkeitsgrenze für die berücksichtigten atmosphärischen Phänomene, die in der Regel Geschwindigkeiten $u < 50 \text{ ms}^{-1}$ haben, durchaus großzügig.

Initialisierung

Die Anfangsbedingungen, mit denen das Modell startet, werden durch eine nichtlineare, sogenannte Normalmoden–Initialisierung (“normal mode initialization”, siehe z.B. HOLTON [1992]) bereitgestellt. Als die Normalmoden eines dynamischen Systems werden die freien Schwingungen des Systems bezeichnet. Diese lassen sich berechnen, indem man die diskretisierten Modellgleichungen um einen Grundzustand linearisiert und die orthogonalen Eigenlösungen der linearisierten Modellgleichungen bestimmt. Die zugrunde liegenden Felder lassen sich dann als Reihen der Eigenfunktionen entwickeln. Für jeden Gitterpunkt jeder Schicht gibt es drei Normalmoden: eine sich ostwärts und eine sich westwärts ausbreitende Schwerewelle und eine sich westwärts ausbreitende Rossby-Welle [HOLTON, 1992].

Das Ziel des Initialisierungsverfahrens ist es, die hochfrequenten Schwerewellen zu eliminieren, durch die ein gestörtes Gleichgewicht im Anfangszustand entstehen kann, wodurch unphysikalische oder aus numerischen Gründen unerwünschte Lösungen der Gleichungen auftreten können. Andererseits soll das Verhältnis zwischen den dynamischen und thermodynamischen Feldern, entsprechend den niederfrequenten Rossby-Wellen, die die “langsame” Entwicklung der großräumigen Strömung bestimmen, erhalten bleiben. Für ein lineares System lassen sich die Schwerewellen herausfiltern, indem die entsprechenden Normalmoden gleich null gesetzt und lediglich die Moden der Rossby-Wellen berücksichtigt werden. Im Fall eines nichtlinearen Systems muss die Lösung iterativ gefunden werden, wobei die lineare Lösung als erste Schätzung dient. Die Amplituden der Schwerewellen werden dabei so angepasst, dass ihre Anfangstendenzen verschwinden.

²Das CFL–Kriterium soll hier nur als grobe Schätzung dienen. Es beinhaltet eine notwendige, aber keinesfalls hinreichende Bedingung für die Stabilität der numerischen Lösung.

3.2.4 Horizontale Diffusion

Da die Diskretisierung der Modellgleichungen eine zeitliche Mittelung darstellt, müssen prinzipiell Gleichungen für zeitlich gemittelte Größen verwendet werden. Dazu wird für alle Variablen eine Aufspaltung $\psi = \bar{\psi} + \psi'$ vorgenommen, wobei $\bar{\psi}$ für den zeitlichen Mittelwert und ψ' für die Abweichung vom Mittelwert steht. Berücksichtigt man die Reynoldsschen Mittelungsregeln [z.B. HOLTON, 1992; ETLING, 1996] und gewichtete Mittel der Form $\bar{\psi} = \overline{\rho\psi}/\bar{\rho}$ (der Überstrich wird hier gleichzeitig für gewichtete und ungewichtete Mittel verwendet), so erhält man prognostische Gleichungen für die gemittelten Größen \bar{u} , \bar{v} , \bar{T} , \bar{q} und \bar{q}_w , die sich von den Gleichungen für die ungemittelten Größen lediglich durch einen zusätzlichen Term

$$D_\psi = -\overline{u'_k \frac{\partial \psi'}{\partial x_k}} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\bar{\rho} \overline{u'_k \psi'} \right) \quad (3.30)$$

unterscheiden. Das zweite Gleichheitszeichen ist nur bei der Verwendung gewichteter Mittel exakt, weswegen diese Art der Mittelung auch angewandt wird. Der Überstrich für gemittelte Größen wird im Folgenden nur bei mittleren Produkten von Schwankungsgrößen mit angegeben und ansonsten jeweils weggelassen. Das mittlere Produkt der Schwankungsgrößen in D_ψ gibt den turbulenten Fluss der Größe ψ an, und kann, mit einem entsprechenden Schließungsansatz, als turbulente Diffusion interpretiert werden [z.B. ETLING, 1996].

Die turbulente Diffusion lässt sich in einen horizontalen und einen vertikalen Anteil aufteilen. Die vertikale Diffusion wird bei der Grenzschicht-Parametrisierung in Abschnitt 3.3.4 behandelt, sodass an dieser Stelle nur der Modellansatz für die Berücksichtigung der horizontalen Diffusion dargestellt wird, da es sich hierbei um eine adiabatische Formulierung handelt [CHRISTENSEN et al., 1996], wodurch die Gleichungen einen weiteren adiabatischen Transportterm enthalten.

Im HIRHAM4 wird die horizontale Diffusion entlang der Modellflächen durch ein lineares Diffusionschema vierter Ordnung für die prognostischen Größen u , v , T und q berücksichtigt, welches für die Größe ψ durch die Gleichung

$$\left(\frac{\partial \psi}{\partial t} \right)_{hd} = -K_\psi \frac{\partial^4}{\partial x_k^4} \psi^{n-1} \quad (3.31)$$

gegeben ist. Der Index hd bezieht sich hier lediglich auf die lokale zeitliche Änderung von ψ als Folge der horizontalen Diffusion. K_ψ ist der horizontale Diffusionskoeffizient, der hier die Einheit m^4s^{-1} hat, $\partial/\partial x_k$ ist der horizontale Nabla-Operator und ψ^{n-1} ist der Wert von ψ zum vorangegangenen Zeitschritt.

Da die Modellflächen des HIRHAM4 in gemischten σ - p -Koordinaten formuliert sind, wodurch sie in Bodennähe der Orografie folgen, kann die horizontale Diffusion in Gebieten mit steiler Orografie zu einer Vermischung von Luftmassen aus verschiedenen Höhen führen, die sehr unterschiedliche Eigenschaften besitzen. Dadurch können zusätzliche unphysikalische Effekte entstehen, wie z.B. eine künstliche Konvektion mit Niederschlag, die ihre Ursache nicht in den thermodynamischen Gegebenheiten der Atmosphäre haben. Um solche unphysikalischen Effekte zu reduzieren, wird die horizontale Diffusion

an jenen Gitterpunkten ausgeschaltet, die zu benachbarten Gitterpunkten der selben Schicht große Unterschiede in der Höhe aufweisen.

3.3 Physikalische Parametrisierungen

Um die Modellgleichungen lösen zu können, müssen zusätzlich zur bislang noch nicht näher spezifizierten vertikalen Diffusion auch die Reibungs- und Quellterme (R_u , R_v , Q_T , Q_q und Q_w) bekannt sein. Diese Terme enthalten alle diabatischen physikalischen Prozesse, die einen Einfluss auf die Dynamik des gekoppelten Systems haben und in der Regel auf Skalen unterhalb der Gitterauflösung stattfinden. Aus diesem Grund müssen diese Prozesse parametrisiert werden, d.h. ein physikalischer Zusammenhang mit den auflösbaren, großskaligen Modellgrößen ist erforderlich, um diese Prozesse wiedergeben zu können.

Das HIRHAM4 umfasst Parametrisierungen für Strahlung, Landoberflächenprozesse, Meeresoberflächen–Meereis–Prozesse, planetare Grenzschicht (vertikale Diffusion), Impulstransport durch Schwerewellen, Cumuluskonvektion und großräumige Kondensation (Schichtwolken). Der Übersichtlichkeit halber werden einzelne Prozesse in diesem Abschnitt durch Indizes markiert. Der Index *rad* bezieht sich dabei auf die Strahlung, *vd* auf die vertikale Diffusion, *gw* auf die Schwerewellen, *cc* auf die Cumuluskonvektion und *con* auf die großräumige Kondensation.

Die lokale zeitliche Änderung der Größe ψ , die durch die im Modell parametrisierten physikalischen Prozesse verursacht wird, sei hier mit P_ψ bezeichnet. P_ψ beinhaltet demzufolge die Reibungs- oder Quellterme und die turbulente vertikale Diffusion. Der unterschiedliche Einfluss der einzelnen physikalischen Prozesse auf die verschiedenen prognostischen Größen lässt sich wie folgt zusammenfassen:

$$P_{u_i} = \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} \right)_{vd} + \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} \right)_{gw}, \quad (3.32)$$

$$P_T = \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{vd} + \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{rad} + \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{cc} + \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{con}, \quad (3.33)$$

$$P_{q_i} = \left(\frac{\partial q_i}{\partial t} \right)_{vd} + \left(\frac{\partial q_i}{\partial t} \right)_{cc} + \left(\frac{\partial q_i}{\partial t} \right)_{con}, \quad (3.34)$$

mit $u_i = u, v$ und $q_i = q, q_w$.

Die unteren Randbedingungen werden durch die Parametrisierungen der Oberflächenprozesse und der planetaren Grenzschicht bestimmt. Das HIRHAM4 umfasst diesbezüglich, zusätzlich zu den prognostischen und diagnostischen Gleichungen von Abschnitt 3.2, noch eine Energiebilanzgleichung für die Oberflächentemperatur über Meereis, eine Wärmeleitungsgleichung für die Temperaturen in fünf Bodenschichten, eine hydrologische Bilanzgleichung, welche Regen, Schneefall, Verdunstung, Abfluss und Schneeschmelze umfasst, und diagnostische Gleichungen für die Wolkenbedeckung und die Phasenanteile in Mischwolken. Detaillierte Informationen findet man in der Modelldokumentation von CHRISTENSEN et al. [1996] und bei ROECKNER et al. [1996].

3.3.1 Strahlung

Die Temperaturänderung durch kurz- und langwellige Strahlung wird durch die Divergenz der Netto-Strahlungsflüsse $F = F_k + F_l$ bestimmt, wobei F_k für den kurzwelligen und F_l für den langwelligen Strahlungsfluss steht. Im p -Koordinatensystem lässt sich für horizontal homogene Verhältnisse die strahlungsbedingte Temperaturänderung durch

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{rad} = \frac{g}{c_p} \frac{\partial F}{\partial p} \quad (3.35)$$

darstellen, wobei g die Erdbeschleunigung und c_p die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck ist.

Die Berechnung des vollständigen Strahlungstransfers benötigt sehr viel Rechenzeit und wird deshalb bei der Zeitintegration mit einem Zeitschritt von 4 bzw. 5 Minuten nur alle zwei Stunden durchgeführt. Um aber Änderungen des Zenitwinkels der Sonne und der Temperatur auch zwischen diesen Zeiten zu berücksichtigen, werden die Strahlungsflüsse zu jedem Zeitpunkt durch

$$F_k = \tau_e \cdot S_0 \quad (3.36)$$

$$F_l = \epsilon_e \cdot \sigma \cdot T^4 \quad (3.37)$$

angenähert, wobei τ_e das effektive Transmissionsvermögen und ϵ_e das effektive Emissionsvermögen der jeweiligen Modellschicht zum Zeitpunkt der vollständigen Strahlungsberechnung ist. Mit S_0 ist der aktuelle Strahlungsfluss von der Sonne am oberen Rand der Atmosphäre bezeichnet und σ steht für die Stefan–Boltzmann–Konstante.

Die Parametrisierung des Strahlungstransfers wurde vom ECMWF-Modell übernommen und basiert auf den Ansätzen von FOUQUART und BONNEL [1980] für die kurzwellige Strahlung und MORCRETTE et al. [1986] für die langwellige Strahlung. Zudem wurden noch einige Modifizierungen vorgenommen, die die Berücksichtigung von zusätzlichen Treibhausgasen (CH_4 , N_2O , FCKWs), die Absorption von Ozon bei einer Wellenlänge von $14,6 \mu\text{m}$ und eine Verbesserung bei der Parametrisierung des Wasserdampfeinflusses [GIORGETTA und WILD, 1995] betreffen.

Der Strahlungstransfer in der Atmosphäre wird bekanntermaßen durch die verschiedenen Bestandteile und Beimengungen der Atmosphäre bestimmt. Im HIRHAM4 werden die folgenden strahlungsaktiven Komponenten berücksichtigt: H_2O , CO_2 , CH_4 , N_2O , O_3 , FCKWs, Aerosole und Wolken.

Neben der Aufteilung in kurz- und langwellig Strahlung, wird insbesondere zwischen wolkenlosem und bewölktem Himmel unterschieden. Die Eigenschaften von Wolkentröpfchen und Eiskristallen in Bezug auf die Einfachsteuerung der Strahlung sind von der Mie–Theorie abgeleitet und an ein verwendetes Breitbandmodell angepasst worden. Ausführliche Informationen über die Bedeutung von Wolken und Flüssigwasser für den Strahlungstransfer findet man bei ROCKEL et al. [1991].

Im Allgemeinen sind die Aerosol- und Treibhausgaskonzentrationen sowie die Konzentration von Wolkentröpfchen fest vorgegebene Parameter. Der effektive Radius von Wolkentröpfchen und Eiskristallen ist in Abhängigkeit des Gehalts an Wasser in flüssiger

bzw. fester Form parametrisiert. Desweiteren wird eine fest eingestellte Solarkonstante von 1365 W/m^2 verwendet.

Für die Regionalisierung des GSDIO-Szenarios (siehe Abschnitt 5.3) wurden die Treibhausgase CO_2 , CH_4 und N_2O den entsprechenden Werten des Szenarios angepasst, wogegen sie für die Regionalisierung des CTRL (siehe Abschnitt 5.2) jeweils die folgenden konstanten Werte aufwiesen: $\text{CO}_2 = 353 \text{ ppm}$, $\text{CH}_4 = 1720 \text{ ppb}$ und $\text{N}_2\text{O} = 310 \text{ ppb}$.

3.3.2 Landoberflächenprozesse

Allgemein wird im HIRHAM4 zwischen verschiedenen Oberflächentypen unterschieden: 16 Landbedeckungstypen (mit oder ohne Schnee), offener Ozean, Meereis und Grönlandgletscher. Über Landflächen wird der Impuls-, Wärme- und Feuchteausaustausch zwischen Boden, Vegetation und Atmosphäre berücksichtigt. Die meisten Landoberflächeneigenschaften, wie z.B. Orografie (siehe Abbildung 3.1), Bodenalbedo, Vegetationstyp, Blattflächenindex oder die Wärmekapazität und maximale Wasseraufnahmefähigkeit des Bodens, sind fest vorgegeben (oder unterliegen lediglich einem klimatologischen Jahresgang) und können sich demzufolge, durch die vom Modell simulierten atmosphärischen Zustände, nicht interaktiv ändern.

Für die Berechnung der Bodenwärmeflüsse wird ein Bodenmodell verwendet, dessen fünf Schichten zwischen 0 und etwa 10 m Tiefe liegen, wobei die Schichtdicke mit der Tiefe zunimmt. Zudem wird eine mögliche Schneeschicht berücksichtigt. Die oberen Randbedingungen werden durch den atmosphärischen Netto-Energiefluss F_{atm} bestimmt, der sich aus den turbulenten fühlbaren und latenten Wärmeflüssen am Boden (siehe Abschnitt 3.3.4) und den Strahlungsflüssen am Boden (vergleiche Abschnitt 3.3.1) zusammensetzt. Am unteren Rand ist ein Wärmefluss von null vorgeschrieben. Die Temperatur in den einzelnen Schichten wird durch die Wärmeleitungsgleichung

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{F_o}{\rho_g c_g \Delta z_1} + \frac{2\lambda_g}{\rho_g c_g \Delta z_1} \cdot \frac{T_2 - T_1}{\Delta z_2 + \Delta z_1} \quad (3.38)$$

für die oberste Schicht und

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} = \frac{2\lambda_g}{\rho_g c_g \Delta z_i} \left(\frac{T_{i+1} - T_i}{\Delta z_{i+1} + \Delta z_i} - \frac{T_i - T_{i-1}}{\Delta z_i + \Delta z_{i-1}} \right) \quad (3.39)$$

für die 4 unteren Schichten bestimmt, wobei Δz_i die Dicke der Schicht i und T_i die Temperatur in dieser Schicht ist. Das Produkt $\rho_g c_g$ gibt die Wärmekapazität pro Volumeneinheit an und ist vom Bodentyp abhängig, was durch den Index g angedeutet werden soll, und λ_g ist die Wärmeleitfähigkeit des Bodens. Für den Fall, dass kein Schnee liegt, ist $F_o = F_{atm}$ und die Temperatur an der Grenzfläche zur Atmosphäre T_s ist gleich T_1 .

Für den Fall, dass der Boden mit Schnee bedeckt ist, wird eine zusätzliche Wärmeleitungsgleichung für die Temperatur in der Mitte der Schneeschicht T_{Sn} gelöst:

$$\frac{\partial T_{Sn}}{\partial t} = \frac{\Delta F_o}{\rho_{Sn} c_{Sn} S_n}, \quad (3.40)$$

wobei S_n die Schneedicke in Metern einer äquivalenten Wassersäule und $\rho_{S_n} c_{S_n}$ die Wärmekapazität von Schnee pro Volumeneinheit angibt. Die Flussdifferenz ΔF_o ist der an der Schneeobergrenze ankommende Netto-Energiefluss aus der Atmosphäre F_{atm} minus dem Energiefluss F_o , der die Grenzfläche zwischen Schneeschicht und Boden durchquert. Die Temperatur an der Grenzfläche zwischen Atmosphäre und Schneeobergrenze T_s wird linear extrapoliert aus T_{S_n} und T_1 .

Das Wasser an der Bodenoberfläche wird im HIRHAM4 in drei Teile untergliedert: Die Schneemenge S_n (in Metern einer äquivalenten Wassersäule), die Wassermenge W_l , die durch die Vegetation abgefangen wird, und den Bodenwassergehalt W_s . Die zeitliche Entwicklung dieser Größen wird durch Regen, Schneefall, Verdunstung und Abfluss bestimmt. Die Berechnung des Abflusses basiert dabei auf dem Schema von DÜMENIL und TODINI [1992].

3.3.3 Meeresoberflächen–Meereis–Prozesse

Es bestehen zwei Möglichkeiten der Meereisbehandlung im HIRHAM4. Die eine, welche auch im allgemeinen Zirkulationsmodell ECHAM3 [DKRZ, 1993] verwendet wird, setzt den Meereisanteil B in einer Gitterbox auf 100%, wenn die Meeresoberflächentemperatur T_s unterhalb eines kritischen Wertes T_{freez} ist (andernfalls ist $B = 0$), und berechnet die Eisoberflächentemperatur T_{skin} aus einer linearisierten Wärmebilanzgleichung. Dazu wird für den Wärmestrom $Q(T_{skin})$ eine Taylor-Entwicklung um T_s durchgeführt, die nach dem Term erster Ordnung abgebrochen wird:

$$Q(T_{skin}) = Q(T_s) + \frac{\partial Q}{\partial T}(T_{skin} - T_s) . \quad (3.41)$$

Andererseits lässt sich Q aus der Änderung von T_{skin} im Zeitintervall Δt durch

$$Q(T_{skin}(t)) = \frac{C_{pi}}{\Delta t}(T_{skin}(t) - T_{skin}(t - \Delta t)) \quad (3.42)$$

bestimmen, wobei C_{pi} die Wärmekapazität für eine feste Eisdicke ist. Fasst man beide Gleichungen zusammen und löst nach T_{skin} auf, erhält man eine lineare Gleichung für die neue Eisoberflächentemperatur:

$$T_{skin}(t) = \frac{Q(T_s) - \frac{\partial Q}{\partial T} \cdot T_s + \frac{C_{pi}}{\Delta t} \cdot T_{skin}(t - \Delta t)}{\frac{C_{pi}}{\Delta t} - \frac{\partial Q}{\partial T}} . \quad (3.43)$$

Die Regionalisierungen des CTRL wurden mit diesem Eisschema und der kritischen Temperatur $T_{freez} = -1.79^\circ\text{C}$ sowie einer festen Meereisdicke von 2 m durchgeführt. Die Meeresoberflächentemperatur T_s stammt aus dem CTRL und wurde alle 12 Stunden aktualisiert und zwischen diesen Zeitpunkten linear interpoliert.

Die zweite Möglichkeit der Meereisbehandlung basiert auf dem Ozeanmodell OPYC [OBERHUBER, 1993a] und berücksichtigt in den einzelnen Gitterboxen eine partielle Meereisbedeckung sowie variable Werte für die Meereisdicke und die Schneedicke

über Meereis. Bei diesem Eisschema wird sowohl die Temperatur an der Schnee–Eis–Grenzfläche T_{si} als auch die Temperatur an der Schneeoberfläche T_{skin} prognostisch berechnet. Dazu wird die Wärmeleitungsgleichung für horizontal homogene Bedingungen

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho c} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (3.44)$$

und eine linearisierte Wärmebilanzgleichung verwendet. Letztere erhält man, indem man eine Linearisierung für $Q(T_{skin})$ bezüglich der Temperatur (wie in Gleichung (3.41)) und der zeitlichen Variation $T_{skin}(t) - T_{skin}(t - \Delta t)$ durchführt. Als Resultat ergibt sich für T_{skin} die Gleichung

$$Q(T_{skin}(t)) = Q(T_a) + \frac{\partial Q}{\partial T} (T_{skin}(t) - T_s - B \cdot (T_{skin}(t - \Delta t) - T_s)) , \quad (3.45)$$

wobei $Q(T_a) = B \cdot Q(T_{skin}) + (1 - B) \cdot Q(T_s)$ der Wärmestrom einer partiell mit Meereis bedeckten Gitterzelle mit der mittleren Temperatur $T_a = B \cdot T_{skin} + (1 - B) \cdot T_s$ und B der entsprechende Anteil von Meereis ist. Durch analoges Vorgehen erhält man eine Gleichung für T_{si} .

Für die Lösung der Gleichungen werden noch Randbedingungen benötigt. Neben der Annahme, dass die Wärmeströme und Temperaturen an den Grenzflächen stetig sind, wird $\partial T / \partial t = 0$ am unteren Rand und $Q = A \cdot F_{atm}$ am oberen Rand angesetzt, wobei A die Fläche der Gitterbox und F_{atm} der Netto-Energiefluss aus der Atmosphäre ist.

Dieses zweite Eisschema wurde bei den Regionalisierungen des GSDIO–Szenarios verwendet, wobei B und T_s sowie die Meereisdicke, die für die Berechnung des Wärmestroms vom Ozean benötigt wird, aus dem GSDIO–Szenario stammen. Auch hier wurden die Werte alle 12 Stunden aktualisiert und zwischen diesen Zeitpunkten linear interpoliert.

3.3.4 Planetare Grenzschicht

Die turbulenten Flüsse in der atmosphärischen Grenzschicht werden mittels der Monin–Obukhov–Ähnlichkeitstheorie nach LOUIS [1979] bestimmt. Allerdings wird für den Diffusionskoeffizienten eine Schließung höherer Ordnung nach BRINKOP und ROECKNER [1995] verwendet, um den turbulenten Austausch von Impuls, Wärme, Feuchte und Wolkenwasser in der Atmosphäre oberhalb der bodennahen Grenzschicht zu berechnen.

Der turbulente Fluss einer mittleren Größe ψ wird in der Bodenschicht durch

$$\overline{w'\psi'_s} = -C_\psi \sqrt{u_l^2 + v_l^2} (\psi_l - \psi_s) \quad (3.46)$$

bestimmt. Der Index l steht für die unterste Modellschicht, die die Obergrenze der Bodenschicht repräsentiert, und der Index s für die Erdoberfläche, die die Bodenschicht nach unten abgrenzt. u_l und v_l sind die horizontalen Windkomponenten in der untersten Modellschicht und C_ψ ist der Widerstandsbeiwert für die Größe ψ , der von der Höhe

der Schicht l und der Stabilität der Schichtung abhängt und aus der Monin–Obukhov–Ähnlichkeitstheorie abgeleitet wird [ROECKNER et al., 1996].

Um die turbulente vertikale Diffusion einer mittleren Größe ψ oberhalb der Bodenschicht zu bestimmen, wird für den vertikalen turbulenten Fluss $\overline{w'\psi'}$ dieser Größe der Gradientansatz für turbulente Flüsse

$$\overline{w'\psi'} = -K_\psi \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (3.47)$$

verwendet, wobei K_ψ der entsprechende Diffusionskoeffizient ist. Mit diesem Ansatz ergibt sich für die, durch vertikale Diffusion bedingte, lokale zeitliche Änderung der mittleren Größe ψ die Gleichung

$$\left(\frac{\partial \psi}{\partial t} \right)_{vd} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho K_\psi \frac{\partial \psi}{\partial z} \right). \quad (3.48)$$

Für den unbekanntenen Diffusionskoeffizienten wird eine Schließung 1,5ter Ordnung mit einer Prandtl–Kolmogorov–Parametrisierung verwendet,

$$K_\psi = c_o \cdot l_\psi \cdot \sqrt{e} \cdot S_\psi(Ri_m), \quad (3.49)$$

bei der der Diffusionskoeffizient als Funktion der turbulenten kinetischen Energie e angegeben wird (die sogenannte TKE–Schließung). c_o ist eine Konstante ($c_o = 0,516$), l_ψ ist der Mischungsweg für die Größe ψ , und S_ψ ist eine empirische Stabilitätsfunktion, die von der sogenannten feuchten Richardson–Zahl Ri_m (Index m für “moist”; wird gelegentlich auch als Bulk–Richardson–Zahl bezeichnet) abhängt. Bei dieser Art der Schließung muss eine weitere prognostische Gleichung für die turbulente kinetische Energie gelöst werden, die im HIRHAM4 aus der vereinfachten Form

$$\frac{\partial e}{\partial t} = - \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \overline{w'e'}}_{(1)} + \underbrace{\frac{g}{\theta_v} \overline{w'\theta'_v}}_{(2)} - \underbrace{\left(\overline{w'u'} \frac{\partial u}{\partial z} + \overline{w'v'} \frac{\partial v}{\partial z} \right)}_{(3)} - \underbrace{\frac{c_o^3}{l_m} e^{3/2}}_{(4)} \quad (3.50)$$

besteht. Die einzelnen Terme haben dabei folgende Bedeutung: (1) Turbulenter Fluss von Turbulenzenergie, (2) Produktion oder Vernichtung von Turbulenzenergie durch turbulente Wärme Flüsse (Auftriebskräfte), (3) Produktion von Turbulenzenergie aus der Scherung der mittleren Strömung (Grundstrom), (4) Energiedissipation (Vernichtung von Turbulenzenergie durch molekulare Reibung). Advektion von turbulenter kinetischer Energie wird im HIRHAM4 vernachlässigt.

Für die Bestimmung des Mischungsweges in Gleichung (3.49) wird der Ansatz von BLACKADAR [1962] verwendet, bei dem sich der Mischungsweg l als Funktion der Höhe z durch

$$l(z) = \frac{\kappa z}{1 + \frac{\kappa z}{\lambda}} \quad (3.51)$$

darstellen lässt, wobei κ die von Kármánsche Konstante und λ eine asymptotische Mischungslänge ist. Im HIRHAM4 ist $\kappa = 0,4$ und λ nimmt in der gesamten Grenzschicht den konstanten Wert 300 m an und nähert sich in der freien Atmosphäre dann exponentiell dem Wert von 30 m.

3.3.5 Impulstransport durch Schwerewellen

Der Impulstransport durch orografisch angeregte Schwerewellen, die bei stabiler Schichtung über hügeligem Gelände entstehen und vom Modell nicht mehr explizit aufgelöst werden können, wird nach MILLER et al. [1989] simuliert. Dafür werden orografische Varianzen, die unterhalb der Gitterauflösung liegen, aus dem in Abschnitt 3.2 erwähnten hochauflösenden Datensatz der U.S. Navy verwendet und richtungsabhängig in vier Sektoren (O/W, N/S, NW/SO und NO/SW) eingeteilt.

Orografisch angeregte Schwerewellen haben typischerweise Wellenlänge in der Größenordnung von 1–10 km und können mit der verwendeten Gitterweite von etwa 50 km nicht mehr aufgelöst werden. Da durch Schwerewellen aber Impuls transportiert wird, muss der von diesen Schwerewellen verursachte Impulsfluss parametrisiert werden.

Die Schwerewellen lassen sich als kleinskalige Störungen u'_i der mittleren Strömung u_i des Modells interpretieren und können demzufolge wie turbulente Größen behandelt werden, wodurch wiederum ein zusätzlicher vertikaler Impulsfluss $\overline{w'u'_i}$ zu berücksichtigen ist. Für die durch Schwerewellen verursachte lokale zeitliche Änderung des mittleren Impulses (ausgedrückt durch den mittleren horizontalen Windvektor u_i) ergibt sich somit

$$\left(\frac{\partial u_i}{\partial t}\right)_{gw} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho \overline{w'u'_i}\right). \quad (3.52)$$

Der Impulsfluss pro Volumeneinheit lässt sich durch die Reynoldsschen Schubspannungen $\tau_i = -\rho \overline{w'u'_i}$ ausdrücken. Berücksichtigt man noch die statische Grundgleichung (3.7) für die Transformation ins p -Koordinatensystem, erhält man

$$\left(\frac{\partial u_i}{\partial t}\right)_{gw} = -g \frac{\partial \tau_i}{\partial p}, \quad (3.53)$$

wobei g die Erdbeschleunigung ist.

Das Parametrisierungs-Schema besteht nun aus zwei Teilen: Erstens aus einer Parametrisierung der Schubspannungen τ_i in den unteren Schichten und zweitens aus der Modellierung der dynamischen Prozesse, die die vertikale Struktur von τ_i bestimmen. Die Schubspannung in den unteren Schichten hängt von der horizontalen Windgeschwindigkeit, den orografischen Varianzen und der Brunt–Vaisala–Frequenz

$$N = \sqrt{\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta}{\partial z}} \quad (3.54)$$

ab, welche die Stabilität der atmosphärischen Schichtung durch den Vertikalgradienten der potenziellen Temperatur θ beinhaltet. Eine zusätzliche Schubspannung wird berücksichtigt, wenn die Strömung in den unteren Schichten einen kritischen Wert übersteigt, z.B. im Fall brechender Leewellen.

Die Schubspannung in den oberen Schichten ist ein Ergebnis der aufwärts gerichteten Wellenausbreitung. Um das Einsetzen von Turbulenz, z.B. infolge konvektiver Instabilität, zu beschreiben, wird eine lokale Wellen–Richardson–Zahl konstruiert, mit der

die vertikale Struktur der Schubspannung berechnet wird. Durch die Bedingung, dass diese Wellen–Richardson–Zahl nicht unter den kritischen Wert von 0,25 fallen kann, kann die Schubspannung stufenweise vom Boden aufwärts festgelegt werden. Weitere Einzelheiten findet man in der Modelldokumentation des ECHAM3 vom DKRZ [1993].

3.3.6 Cumuluskonvektion

Die Parametrisierung der Cumuluskonvektion basiert auf dem Massenflusskonzept von TIEDTKE [1989] mit Modifizierungen für hochreichende Konvektion von NORDENG [1994]. Im HIRHAM4 wird zwischen flacher, mittlerer und hochreichender Konvektion unterschieden:

- (a) Unter flacher Konvektion wird hier Cumuluskonvektion verstanden, die vorwiegend in ungestörten Strömungen unter Abwesenheit großräumiger Konvergenz auftritt. Als Beispiel seien lediglich die Schönwettercumuli unterhalb einer Absinkinversion angeführt.
- (b) Der Begriff mittlere Konvektion bezieht sich auf konvektive Zellen, die ihren Ursprung nicht in der atmosphärischen Grenzschicht haben, sondern durch dynamische Hebung von Luftmassen über das Hebungskondensationsniveau entstehen, wo dann erst freie Konvektion einsetzen kann. Diese Konvektion findet man häufig in Verbindung mit Warmfronten oder auch im Warmsektor tropischer Wirbelstürme.
- (c) Mit hochreichender Konvektion wird letztlich die Cumuluskonvektion bezeichnet, die eine große vertikale Erstreckung hat und zum Teil sogar bis in die untere Stratosphäre reicht. Voraussetzung ist eine hochreichend feucht-labile Schichtung oberhalb des Kondensationsniveaus. Diese Art der Konvektion tritt häufig bei synoptisch-skaliger Konvergenz in den unteren Schichten auf, wie z.B. in der Nähe von Tiefdruckgebieten und an Kaltfronten oder Trögen.

Alle Konvektionsschemen benötigen Schließungsannahmen, um die Wolkenparameter mit den großskaligen Größen in Verbindung zu bringen: Für die flache Konvektion wird vorausgesetzt, dass der Feuchtegehalt in der atmosphärischen Grenzschicht stationär ist, für die mittlere Konvektion wird der Massenfluss an der Wolkenbasis mit der großskaligen Vertikalgeschwindigkeit verknüpft und für die hochreichende Konvektion wird der Massenfluss mit der konvektiv verfügbaren potenziellen Energie in Beziehung gebracht.

Die Wolkenbasis wird durch die unterste Modellschicht festgelegt, in der in einem aufsteigenden Luftpaket Kondensation auftritt. Für flache und hochreichende Konvektion wird der Massenfluss an der Wolkenbasis aus der Feuchtekonvergenz in der atmosphärischen Grenzschicht berechnet. (Für die hochreichende Konvektion dient dies nur als erste Schätzung. In einem nachfolgenden Schritt wird die Schließung von NORDENG [1994] verwendet.) Anschließend wird die Obergrenze der Wolken durch die erste Modellschicht bestimmt, an der ein aufsteigendes Luftpaket negativen Auftrieb erfährt. Die Eigenschaften eines aufsteigenden Luftpakets werden durch die Annahme festgelegt, dass das Aufsteigen trockenadiabatisch von der atmosphärischen Grenzschicht bis

zur Wolkenbasis und feuchtadiabatisch in der Wolke abläuft. Abwinde werden in diesem Stadium nicht berücksichtigt. Für die Aufwinde wird sowohl ein turbulentes als auch ein organisiertes Mitreißen benachbarter Luftmassen (Entrainment) sowie ein entsprechendes Abstoßen von mitgeführten Luftpaketen (Detrainment) berücksichtigt.

3.3.7 Großräumige Kondensation

Im HIRHAM4 ist das Wolkenwasser q_w als prognostische Größe enthalten, wobei diagnostisch in einen flüssigen Anteil q_{wl} und einen festen Anteil q_{wi} unterteilt wird. Die diagnostische Gleichung stellt eine auf der Temperaturabhängigkeit basierende Parametrisierung dar und lautet

$$q_{wl} = f(T) \cdot q_w \quad (3.55)$$

mit der Zahlenwertgleichung

$$f(T) = \begin{cases} a + (1 - a)e^{-bT^2} & , \text{ für } T < 0^\circ\text{C} \\ 1 & , \text{ für } T \geq 0^\circ\text{C} \end{cases} \quad (3.56)$$

bei der die Temperatur T in $^\circ\text{C}$ angegeben wird. a und b sind Konstanten mit den Werten $a = 0,0059$ und $b = 0,003102$. Der feste Anteil an Wolkenwasser lässt sich anschließend aus der einfachen Beziehung $q_{wi} = q_w - q_{wl}$ ableiten.

Um auch Wolkenbildung, die unterhalb der Gitterauflösung stattfindet, zu berücksichtigen, wird der von SUNDQVIST [1978] entwickelte Ansatz verwendet, bei dem die Gitterzellen des Modells in einen mit Wolken bedeckten und einen wolkenlosen Teil aufgeteilt werden. Der Anteil an der Fläche einer Gitterzelle, der mit Wolken bedeckt ist, sei im Folgenden mit b bezeichnet, wodurch sich für den wolkenlosen Teil der Flächenanteil $1 - b$ ergibt.

Im Modell werden zuerst die spezifische Feuchte und das Wolkenwasser in jeder Gitterzelle für den mit Wolken bedeckten und den wolkenfreien Teil getrennt berechnet. Danach werden in jeder Gitterzelle und jeder Modellschicht die entsprechenden Kondensations- und Verdunstungsraten bestimmt. Die Auswirkungen der wolkenphysikalischen Prozesse, wie das Wachstum von Wolkentröpfchen oder Eiskristallen, werden durch einen umfassenden Satz von Parametrisierungen berücksichtigt.

Zum Schluss werden die Änderungen der spezifischen Feuchte und des Wolkenwassers zusammen mit der zugehörigen Temperaturänderung berechnet, um die Auswirkungen von Kondensation und Verdunstung auf die Temperatur angemessen zu berücksichtigen. Für die Mittelwerte in einer Gitterzelle lauten die entsprechenden Gleichungen:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{con} = \frac{l_v}{c_p} \left(b C_c + (1 - b) C_o - (1 - b) E_o \right), \quad (3.57)$$

$$\left(\frac{\partial q}{\partial t}\right)_{con} = -b C_c - (1 - b) C_o + (1 - b) E_o \quad (3.58)$$

und

$$\left(\frac{\partial q_w}{\partial t}\right)_{con} = b C_c + (1 - b) C_o - b P_c, \quad (3.59)$$

wobei l_v für die spezifische latente Wärme und c_p für die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck steht. C_c und C_o sind die Kondensationsraten. Der Index c bezieht sich auf den mit Wolken bedeckten Teil und der Index o auf den wolkenlosen Teil der Gitterzelle. P_c bezeichnet die Niederschlagsrate im mit Wolken bedeckten Teil und E_o die Verdunstungsrate von Niederschlag, der in den wolkenlosen Teil fällt. Verdunstung im mit Wolken bedeckten Teil der Gitterzelle ist nicht erlaubt ($E_c = 0$), und Niederschlag kann nur aus Wolken fallen ($P_o = 0$).

Der Flächenanteil der Wolkenbedeckung b ist parametrisiert als eine nichtlineare Funktion der über eine Gitterzelle gemittelten relativen Feuchte U . Für $U_b < U < U_{sat}$, wobei U_b ein Schwellwert für die Kondensation und U_{sat} die Sättigungsfeuchte ist, lässt sich b durch

$$b = 1 - \sqrt{1 - \frac{U - U_b}{U_{sat} - U_b}} \quad (3.60)$$

bestimmen. Ansonsten ist $b = 0$, d.h. existierende Wolken lösen sich im Falle $U < U_b$ auf. Der Schwellwert für die Kondensation ist eine Funktion der Höhe und die Sättigungsfeuchte nimmt im Modell den Wert Eins an.

3.4 Randantrieb

Für den Randantrieb des HIRHAM4 mussten in einem ersten Schritt die in 12-stündlichen Abständen vorliegenden Modellausgaben des ECHAM4 auf das Integrationsgebiet des HIRHAM4 interpoliert werden. Da das ECHAM4 ein spektrales Modell ist, liegen die Variablen üblicherweise in Form von Spektralkoeffizienten vor. Für die Größen, die auf einem gaußschen Gitter abgelegt sind, wie z.B. die spezifische Feuchte oder die Orografie, wurden die entsprechenden Werte in Spektralkoeffizienten transformiert. Anschließend erfolgte eine Rotation der Spektralkoeffizienten um -90° , sodass der Nordpol bei 0°N und 0°O liegt.

Das ECHAM4 beinhaltet als prognostische Größen Divergenz und Vorticity, als Randwerte des HIRHAM4 werden aber die horizontalen Windkomponenten benötigt, sodass der nächste Schritt darin bestand, aus Divergenz und Vorticity die horizontalen Windkomponenten zu berechnen³. Schließlich wurde aus den rotierten Spektralkoeffizienten der Ausschnitt zwischen $24,5^\circ\text{N}$ und $25,0^\circ\text{S}$ und zwischen $27,5^\circ\text{W}$ und $27,0^\circ\text{O}$, jeweils in $0,5^\circ$ Abständen, auf ein Gitter transformiert, welches mit dem Modellgitter des HIRHAM4 identisch ist (vergleiche Abbildung 3.1).

Für alle Randgrößen (sowohl seitliche als auch untere) aller verwendeten Antriebsdatensätze (CTRL, GSDIO-Szenario) gilt, dass sie während der Simulationen alle 12 Stunden aktualisiert wurden.

³Diese Umrechnung ist z.B. bei KRISHNAMURTI et al. [1998] ausführlich beschrieben.

3.4.1 Seitlicher Rand

Damit zu jedem Zeitschritt der Simulation Randwerte vorliegen, werden die Randfelder innerhalb der Modellsimulation einer linearen zeitlichen Interpolation unterworfen. Anschließend werden die Informationen an den seitlichen Rändern mittels einer Relaxation über eine 10 Gitterpunkte umfassende Randzone in das Modellinnere transferiert. Diese Prozedur wurde von DAVIES [1976] entwickelt und hat, angewendet auf ein Feld ψ , die Form

$$\psi_k^m = \alpha_k \psi_k^r + (1 - \alpha_k) \psi_k^i, \quad (3.61)$$

wobei ψ_k^m für die modifizierte Feldgröße, ψ_k^r für die entsprechende Randfeldgröße und ψ_k^i für die interne Feldgröße des Modells steht, und zwar jeweils am k -ten Gitterpunkt relativ zum nächstgelegenen Rand ($k=0$). Die Koeffizienten α_k sind die Abschwächungsgewichte, welche dermaßen wirken, dass das Randantriebsfeld und das interne Modellfeld innerhalb der Randzone konsistent verbunden sind. Im konkreten Fall der 10 Gitterpunkte umfassenden Randzone werden diese Koeffizienten mit der Gleichung

$$\alpha_k = 1 - \tanh\left(\frac{k}{3}\right) \quad (3.62)$$

berechnet, woraus sich die 10 Gewichte ($k = 0, \dots, 9$) ergeben, die in Tabelle 3.2 aufgelistet sind.

k	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
α_k	1,000	0,678	0,417	0,238	0,130	0,069	0,036	0,019	0,010	0,005

Tabelle 3.2: Abschwächungsgewichte α_k für die Relaxation der Randwerte in der 10 Gitterpunkte umfassenden Randzone, wie sie mittels Gleichung (3.62) vom HIRHAM4 berechnet werden. k gibt den Gitterpunktsabstand zum Rand an.

Diese Prozedur des Randantriebs wird für alle prognostischen Größen mit Ausnahme der spezifischen Feuchte und des Wolkenwassers durchgeführt.

Die spezifische Feuchte ist nur an den äußersten Randpunkten mit dem Antriebsfeld verbunden ($k=0$). Gleichzeitig wird geprüft, ob die Windkomponenten einen horizontalen Feuchtefluss in das Modell hinein oder aus dem Modell heraus anzeigen. Ist der Feuchtefluss in das Modell gerichtet, wird dem Feuchtefeld am äußersten Gitterpunkt der Wert des Antriebsfeldes zugeordnet. Im Falle eines Feuchteflusses aus dem Modell heraus, wird dem Feuchtefeld am äußersten Gitterpunkt ein Wert zugeordnet, welcher durch Extrapolation aus den Werten der vier benachbarten, stromaufwärts liegenden Gitterpunkten innerhalb des Modellgebietes berechnet wird.

Der Wolkenwassergehalt an den Rändern wird, wie die spezifische Feuchte, in Abhängigkeit der Strömungsrichtung bestimmt. Der Unterschied besteht darin, dass für den Wolkenwassergehalt kein Antriebsfeld des globalen Modells berücksichtigt wird, sodass für den Fall, dass die Strömung in das Modellinnere gerichtet ist, am äußersten Gitterpunkt der Wolkenwassergehalt null gesetzt wird⁴.

⁴Auch bei der Initialisierung wird Wolkenwasser nicht berücksichtigt ($q_w = 0$, für $t = 0$), wodurch eine Einschwingzeit zwischen 6 bis 12 Stunden entsteht [CHRISTENSEN et al., 1996].

3.4.2 Unterer Rand

Am unteren Rand benötigt das HIRHAM4 Informationen über die Meeresoberflächentemperatur und die Meereisbedeckung. Zusätzlich können auch Meereisdicken und Schneedicken über Meereis berücksichtigt werden. Für die Regionalisierung des GSDIO-Szenarios wurden die letztgenannten Größen ebenfalls für den unteren Randantrieb des HIRHAM4 verwendet, da in diesem Experiment deutliche Änderungen in den Meereisdicken auftreten [ROECKNER, 2000]. Da Schneedicken über Meereis aus dem Szenario nicht zur Verfügung standen, wurde über Meereis eine Schneedicke angenommen, die einer 1 mm hohen Wassersäule entspricht.

Eine weitere Änderung bei den Regionalisierungen des GSDIO-Szenarios war eine Verbesserung in der Interpolation der unteren Randdaten des Szenarios auf das HIRHAM4-

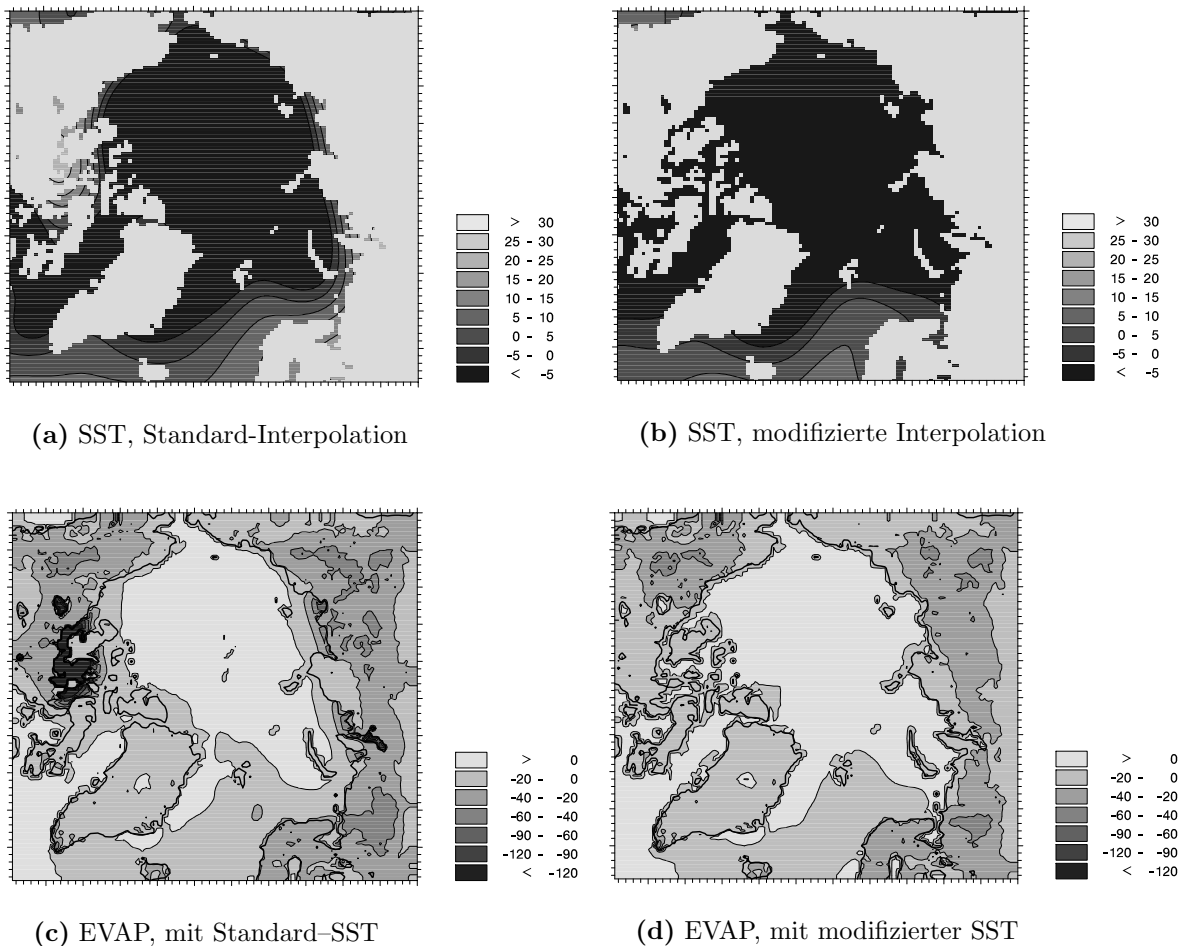


Abbildung 3.2: Mittlere Meeresoberflächentemperaturen ($^{\circ}\text{C}$) für den Juli des Modelljahres 415 des CTRL, interpoliert auf das HIRHAM4-Gebiet mit Berücksichtigung von Landpunkten (a) und ohne Berücksichtigung von Landpunkten (b), sowie die Verdunstungssummen (mm) der entsprechenden HIRHAM4-Juli-Simulationen mit Berücksichtigung von Landpunkten bei der SST-Interpolation (c) und ohne Berücksichtigung von Landpunkten bei der SST-Interpolation (d).

Gebiet. Es zeigten sich nämlich viel zu hohe Verdunstungsraten im Sommer in Verbindung mit unrealistisch hohen Meeresoberflächentemperaturen in einigen stark gegliederten, küstennahen Gebieten (z.B. in schmalen Meerengen, kleineren Buchten oder Seen, die vom HIRHAM4 aufgelöst werden können, von der antreibenden Simulation aber nicht). Dies ist darauf zurückzuführen, dass bei der Interpolation der globalen Daten auf das HIRHAM4-Gebiet, aufgrund der gröberen horizontalen Auflösung der antreibenden Simulation, auch Landpunkte in das Interpolationsverfahren mit einbezogen wurden, um für diese küstennahen Gebieten ebenfalls Werte zu erhalten. Diese Landpunkte zeigen aber in der Regel, und vor allem in den Sommermonaten, andere meteorologischen Gegebenheiten, so z.B. deutlich höhere Temperaturen im Sommer und naturgemäß nur eine begrenzte Menge an Wasser. Dadurch entstehen, trotz Glättung durch die Interpolation, unrealistische Werte in einigen Küstenbereichen des HIRHAM4. Um dieses Problem zu vermeiden, wurden vor der eigentlichen Interpolation sämtliche Oberflächentemperaturen von Landpunkten der antreibenden Simulation durch den Mittelwert aus den Temperaturen der nächstgelegenen Wasserpunkte ersetzt.

Die Unterschiede zwischen der Standardinterpolation und der modifizierten Interpolation der Meeresoberflächentemperaturen (SST) auf das HIRHAM4-Gebiet sind für einen beliebig ausgewählten Juli des CTRL in Abbildung 3.2 zu sehen. Zusätzlich zeigt die Abbildung auch die beiden entsprechenden, mit dem HIRHAM4 simulierten Verdunstungssummen (EVAP) dieses Juli-Monats, wobei lediglich der untere Randantrieb des HIRHAM4 in beiden Simulationen, durch die unterschiedlich interpolierten Meeresoberflächentemperaturen, verschieden war.

Die unrealistisch hohen Verdunstungssummen in den Meeresgebieten zwischen dem kanadischen Archipel und dem nordamerikanischen Kontinent als auch im Bereich des Ob-Busens, die sich in der Simulation mit Berücksichtigung von Landpunkten bei der Interpolation der Meeresoberflächentemperaturen zeigen, haben ihre Ursache gerade in den extrem hohen Meeresoberflächentemperaturen in diesen Gebieten. Diese entstehen dadurch, dass diese schmalen Meeresarme als Landpunkte in der T30 Auflösung erscheinen und das Land im Juli deutlich wärmer ist als das Meer. Berücksichtigt man hingegen nur Wasserpunkte bei der Interpolation der Meeresoberflächentemperatur, erhält man deutlich geringere Temperaturen in den erwähnten Gebieten, wodurch auch die Verdunstungssummen in der Größenordnung der benachbarten Regionen liegen. Für die Sommermonate bietet dieses modifizierte Interpolationsverfahren somit deutliche Vorteile, wogegen im Winter der Unterschied zum ursprünglichen Interpolationsverfahren relativ gering ist.

4 Statistische Methoden zur Analyse der Modelldaten

In diesem Kapitel werden die statistischen Methoden kurz vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden, sofern es sich nicht um einfache Verfahren, wie die Berechnung arithmetischer Mittel oder Standardabweichungen, handelt. Die ersten vier Abschnitte dieses Kapitels beschreiben die Berechnung von räumlichen Mittelwerten aus Gitterpunktsdaten, die lineare Trendanalyse und die gaußsche Tiefpassfilterung von Zeitreihen sowie die Analyse Empirischer Orthogonaler Funktionen. Diese Methoden wurden überwiegend für die Analyse der globalen Modellexperimente verwendet. Allerdings sind einzelne Teile dieser Methoden, wie die Berechnung von Korrelationskoeffizienten oder die Filterung von Zeitreihen, auch bei der Analyse der Simulationsergebnisse des HIRHAM4 angewendet worden. Außerdem wird im fünften und letzten Abschnitt dieses Kapitels die verwendete Methode zur Signifikanzabschätzung von Differenzen vorgestellt, welche lediglich bei der Auswertung der HIRHAM4-Simulationen Anwendung fand.

4.1 Berechnung räumlicher Mittelwerte

Bei der Berechnung der mittleren Temperaturen für ein geografisches Gebiet aus nicht äquidistanten Gitterpunktsdaten wurden die unterschiedlich großen Flächen, die ein Gitterpunkt repräsentiert, durch entsprechende Gewichte berücksichtigt. Für ein gaußsches Gitter (siehe Abschnitt 5.1.1) mit M zonalen und N meridionalen Gitterpunkten wurde das Flächenmittel der Temperatur \hat{T} zwischen den meridionalen Gitterpunkten n_1 und n_2 durch

$$\hat{T} = \frac{\sum_{n=n_1}^{n_2} (\cos \phi_n \cdot \sum_{m=1}^M T_{m,n})}{M \cdot \sum_{n=n_1}^{n_2} \cos \phi_n} \quad (4.1)$$

berechnet, wobei $T_{m,n}$ für die Temperatur am Gitterpunkt (m, n) steht. ϕ_n ist die geografische Breite am n -ten meridionalen Gitterpunkt, die mittels der Näherung

$$\phi_n = \gamma \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{2n-1}{N} \right) \quad (4.2)$$

bestimmt wurde. Der Faktor $\gamma = 1 - 0,51/N \approx 1$ stellt lediglich eine empirisch ermittelte Anpassung an das gaußsche Gitter dar.

4.2 Lineare Trendanalyse

Bei der Untersuchung von Zeitreihen auf einen Trend besteht eine geeignete Methode darin, eine lineare Einfachregression gemäß dem linearen Regressionsmodell durchzuführen [z.B. WILKS, 1995]. Für die n Wertepaare (x_i, y_i) einer Stichprobe wird dabei als optimale Näherung der lineare Zusammenhang

$$\hat{y} = a_0 + a_1x \quad (4.3)$$

mit der Voraussetzung angenommen, dass für den zu untersuchenden Zusammenhang keine anderen Größen eine Rolle spielen. \hat{y} ist dabei die Zielgröße (Prädikand, abhängige Variable) und x die Einflussgröße (Prädiktor, unabhängige Variable). Bei der in dieser Arbeit erfolgten Untersuchung von Trends in Zeitreihen steht die Größe x stellvertretend für die Zeit in Jahren und y für den Jahres(mittel)wert der untersuchten Größe, z.B. der Temperatur oder des NAO-Index.

Die Regressionsgleichung (4.3) ist die Gleichung einer Geraden. Die Regressionskoeffizienten a_0 und a_1 entsprechen bei grafischer Interpretation dem Achsenabschnitt (a_0) und der Geradensteigung (a_1) und werden nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate bestimmt, d.h. die Summe der Quadrate der Abstände der Wertepaare (x_i, y_i) von der Geraden ist minimal. Die optimale Gerade erhält man, indem man die Ableitungen nach den Unbekannten a_0 und a_1 bildet und gleich null setzt. Eine genaue Herleitung findet man z.B. bei WILKS [1995]. Zur quantitativen Bestimmung eines Trends in den Zeitreihen ist lediglich der Regressionskoeffizient a_1 maßgebend.

Ob ein linearer Trend statistisch signifikant ist, kann mit Hilfe des Korrelationskoeffizienten

$$r(x, y) = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 \sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2}} \quad (4.4)$$

abgeschätzt werden, wobei mit \bar{x} und \bar{y} die entsprechenden Mittelwerte der Größen x und y bezeichnet sind. Die Nullhypothese, es besteht keine Korrelation, wird abgelehnt, sobald $|r|$ einen von der Irrtumswahrscheinlichkeit und der Anzahl der Freiheitsgrade ν abhängigen Wert erreicht oder überschreitet. Für eine Anzahl der Freiheitsgrade kleiner gleich 30 wurde der Grenzwert für die 5%-Schranke $r_{0.05}$ der Tabelle 193 von SACHS [1992] entnommen, und ansonsten mit der einfachen Näherung

$$r_{0.05} = \frac{2}{\sqrt{\nu + 2}} \quad (4.5)$$

abgeschätzt. Zur sprachlichen Vereinfachung bezieht sich in dieser Arbeit, wenn nicht anders erwähnt, der Begriff statistische Signifikanz immer auf das 95%-Niveau.

Da bei meteorologischen Größen die einzelnen Daten in der Regel eine gewisse Abhängigkeit voneinander aufweisen, ist die Anzahl der Freiheitsgrade geringer als bei einem unabhängigen, rein stochastischen Datensatz. Aus diesem Grund ist die Anzahl der Stichprobenwerte für die Bestimmung der Freiheitsgrade nicht ausreichend. Nach SCHÖNWIE-

SE [1992] reduziert sich die Anzahl der Freiheitsgrade für Korrelations- bzw. Kreuzkorrelationsanalysen von Zeitreihen in der allgemeinen Form

$$\nu' = \nu \cdot \frac{1 - |r_1(x)r_1(y)|}{1 + |r_1(x)r_1(y)|}, \quad (4.6)$$

wobei $r_1(x)$ und $r_1(y)$ die Autokorrelationskoeffizienten der Zeitreihen x und y bei einer Zeitverschiebung um jeweils ein Zeitintervall sind. ν bezeichnet die Anzahl der Freiheitsgrade ohne und ν' mit Berücksichtigung der Autokorrelation. In dem hier betrachteten Fall einer Zeitreihe y und gleich großer Zeitintervalle ist $r_1(x) = 1$, und Gleichung (4.6) reduziert sich mit $\nu = n - 2$ zu

$$\nu' = (n - 2) \cdot \frac{1 - |r_1(y)|}{1 + |r_1(y)|}. \quad (4.7)$$

Für sämtliche Signifikanzabschätzungen von Korrelationskoeffizienten wurde in dieser Arbeit die reduzierte Anzahl der Freiheitsgrade nach Gleichung (4.7) bzw. Gleichung (4.6) berücksichtigt.

4.3 Tiefpassfilterung von Zeitreihen

Neben der linearen Trendanalyse wurden für die Zeitreihen im Allgemeinen auch eine Tiefpassfilterung durchgeführt, um die Variabilität auf längeren Zeitskalen darzustellen. Die angewendete Filtermethode ist unter der Bezeichnung gaußsche Tiefpassfilterung oder Tiefpassfilterung gaußscher Art bekannt, da die Filtergewichte als Funktion der gaußschen Normalverteilung bestimmt werden.

Allgemein erhält man den gefilterten i -ten Wert einer Zeitreihe ψ durch

$$\tilde{\psi}_i = \sum_{k=-m}^m w_k \cdot \psi_{i+k} \quad (4.8)$$

mit $i = 1 + m, \dots, n - m$, wobei n die Anzahl der Zeitreihenelemente und $2m + 1$ die Anzahl von Filtergewichten w_k ist. Für die w_k wird im Fall einer Tiefpassfilterung die Normierung

$$\sum_{k=-m}^m w_k = 1 \quad (4.9)$$

angewendet, damit die Mittelwerte des erfassten Zeitintervalls erhalten bleiben. Bei der in dieser Arbeit angewendeten gaußschen Tiefpassfilterung erhält man die unnormierten, rohen Filtergewichte [z.B. SCHÖNWIESE, 1992] durch

$$w'_k = f\left(k \frac{6}{T^*}\right), \quad (4.10)$$

wobei $f(z)$ der Funktionswert der gaußschen Normalverteilung und T^* die Filterperiode ist. Die w_k lassen sich dann durch Anwendung der Normierung (4.9) bestimmen.

Da die gefilterte Zeitreihe gegenüber der ungefilterten am Reihenanfang und am Reiheneende um jeweils m Werte verkürzt ist, sollte m möglichst klein gehalten werden. Bei der gaußschen Tiefpassfilterung, mit im Prinzip unendlich vielen Gewichten, ist es üblich, die Reihe für Werte $w_k < w_0/10$ abubrechen [SCHÖNWIESE, 1992].

4.4 Analyse Empirischer Orthogonaler Funktionen

Die Analyse Empirischer Orthogonaler Funktionen, kurz EOF-Analyse, ist eine statistische Methode, die auch unter der Bezeichnung Hauptkomponenten- oder Eigenvektoranalyse bekannt ist, und bei der ein Datensatz mit normalerweise hoher räumlicher und zeitlicher Dimension nach Empirischen Orthogonalen Funktionen entwickelt wird, um dadurch einen niedriger dimensionierten Datensatz zu erhalten. Durch diese Reduktion der Datenmenge lässt sich die räumliche und zeitliche Variabilität langer, umfangreicher Datenreihen besser untersuchen. Die Vorgehensweise soll hier nur kurz skizziert werden, da sie in vielen Statistikbüchern [z.B. WILKS, 1995; VON STORCH und ZWIERS, 1999] ausführlich beschrieben ist.

Die Anomalie $\psi'_k(t)$ eines großräumigen Feldes $\psi_k(t) = \bar{\psi}_k + \psi'_k(t)$ lässt sich für alle Punkte $k = 1, \dots, n$ des Feldes als endliche Reihe

$$\psi'_k(t) = \sum_{i=1}^m \alpha_i(t) \cdot e_{i,k} \quad (4.11)$$

entwickeln, wobei die $e_{i,k}$ feste räumliche Muster, die sogenannten EOFs oder Eigenvektoren, und die $\alpha_i(t)$ die entsprechenden Zeitkoeffizienten sind. Letztere werden häufig auch als EOF-Koeffizienten oder Hauptkomponenten (“principal components”, kurz: PC) bezeichnet. Die m Muster werden dabei so geordnet, dass die Varianz der Zeitkoeffizienten $\alpha_i(t)$ mit zunehmendem Index i abnimmt, d.h. die 1. EOF $e_{1,k}$ ist das räumliche Muster, das den größten Anteil an der Gesamtvarianz des Feldes erklärt. Exakt ist die Zerlegung (4.11) allerdings nur, wenn $m = n$ ist. Eine gute Approximation erhält man aber meist auch bei der Berücksichtigung einer wesentlich geringeren Anzahl von Mustern ($m \ll n$). Wählt man zudem die Muster $e_{i,k}$ so aus, dass sie orthogonal sind, lassen sich die $\alpha_i(t)$ durch die Projektion von $\psi'_k(t)$ auf $e_{i,k}$ erhalten und die Korrelation zwischen allen $\alpha_i(t)$ ist gleich null.

Es lässt sich zeigen, dass die Eigenvektoren der Varianz-Kovarianz-Matrix von ψ_k einen Satz von Mustern $e_{i,k}$ darstellen. Die zugehörigen Eigenwerte λ_i beschreiben die Varianz der entsprechenden Zeitkoeffizienten $\alpha_i(t)$ und tragen demzufolge die Einheit des Feldes ψ_k zum Quadrat.

Bei der Berechnung der EOFs wird in dieser Arbeit die Normierung

$$\alpha'_i(t) \cdot e'_{i,k} = \frac{\alpha_i(t)}{\sqrt{\lambda_i}} \cdot \sqrt{\lambda_i} e_{i,k} \quad (4.12)$$

verwendet, wodurch die $\alpha'_i(t)$ die Varianz eins besitzen und die EOF-Muster $e'_{i,k}$ in der Einheit des Feldes ψ_k angegeben werden.

4.5 Signifikanzabschätzung von Differenzen

Ob ein gefundener Unterschied in verschiedenen Modellsimulationen auch ein bestimmtes Signal darstellt oder nur rein zufällig auftritt, ist insbesondere bei einem geringen Stichprobenumfang häufig schwer zu entscheiden. In dieser Arbeit wurde für sämtliche Differenzen von Mittelwerten auch eine Signifikanzabschätzung durchgeführt, um eine größere, wenn auch keine absolute Sicherheit bei der Interpretation der einzelnen Simulationsunterschiede zu gewährleisten.

In der Literatur existieren mehrere Testverfahren, die immer Einschränkungen für ihre Gültigkeit beinhalten, z.B. die Voraussetzung von zumindest angenähert normalverteilten Daten oder eines großen Stichprobenumfangs. Für diese Arbeit wurde ein Testverfahren gesucht, das die Einschränkungen an den Datensatz möglichst gering halten sollte, und somit auch für kleine Stichproben, ungleiche Varianzen und nicht normalverteilte Daten noch angewendet werden kann. Im Wesentlichen beruht das ausgewählte Testverfahren auf dem Fisher-Behrens-Problem, das z.B. von SACHS [1992] oder SCHÖNWIESE [1992] beschrieben wird. Geprüft wird die Nullhypothese, dass zwei Mittelwerte gleich sind, wobei die Varianzen der Grundgesamtheiten unbekannt und möglicherweise auch ungleich sein dürfen. Da außerdem innerhalb einer Stichprobe die Werte voneinander abhängen können, was eine Reduktion der Freiheitsgrade zur Folge hätte, wird diesbezüglich nur eine effektive Anzahl von Stichprobenwerten berücksichtigt.

Die Signifikanz einer Differenz wird in dieser Arbeit mit einem t -Test abgeschätzt, bei dem die Prüfgröße \hat{t} mit dem zugehörigen Wert der Student- t -Verteilung verglichen wird. Die Prüfgröße wird durch

$$\hat{t} = \frac{\bar{\psi}_1 - \bar{\psi}_2}{\sqrt{Q_1 + Q_2}} \quad (4.13)$$

mit der Abkürzung $Q_i = s_i^2/n'_i$ bestimmt, wobei $\bar{\psi}_i$ der Mittelwert, s_i die entsprechende Standardabweichung und n'_i die effektive Anzahl von Stichprobenwerten des i -ten Datensatzes ist. n' lässt sich nach WILKS [1995] mit der Näherung

$$n' \cong n \frac{1 - r_1}{1 + r_1} \quad (4.14)$$

bestimmen, wobei n die Anzahl der Stichprobenwerte und r_1 der Autokorrelationskoeffizient der entsprechenden Stichprobe bei einer Verschiebung um jeweils eine Position ist (vergleiche auch Abschnitt 4.2).

Die Anzahl der Freiheitsgrade der Stichprobe kann durch

$$\nu = \frac{(Q_1 + Q_2)^2}{\frac{Q_1^2}{n'_1 - 1} + \frac{Q_2^2}{n'_2 - 1}} \quad (4.15)$$

abgeschätzt werden [z.B. SACHS, 1992]. Der entsprechende Wert der Student- t -Verteilung $t_{\alpha, \nu}$, der von der Irrtumswahrscheinlichkeit α und der Anzahl der Freiheitsgrade ν abhängt, wurde für $\alpha = 0,05$ der Tabelle A.3 von SCHÖNWIESE [1992] entnommen.

Die Nullhypothese wird abgelehnt, wenn $|\hat{t}| > t_{\alpha, \nu}$ ist, d.h. die Differenz zwischen den beiden Datensätzen ist dann statistisch signifikant (auf dem Signifikanzniveau, das dem Werte α entspricht).

Auch bei den Differenzen bezieht sich in dieser Arbeit der Begriff statistische Signifikanz immer auf das 95%-Niveau. Falls eine Differenz in dieser Arbeit als statistisch nicht signifikant bezeichnet wird, bedeutet dies nur, dass die Nullhypothese mit diesem Test nicht abgelehnt werden kann. Der Unterschied zwischen beiden Mittelwerten kann dennoch mehr als zufällig sein.

5 Globale Modellexperimente

Da die prognostischen Gleichungen des HIRHAM4 auch räumliche Ableitungen der prognostischen Größen enthalten, werden an den Modellrändern für die Lösung der Gleichungen neben Anfangsbedingungen auch Randbedingungen benötigt. Da es sich bei dem HIRHAM4 um ein regionales Ausschnittsmodell handelt, können diese Randbedingungen (und ebenso die Anfangsbedingungen) von einem gröber aufgelösten globalen Modell oder einem größerem Ausschnittsmodell stammen, in das das regionale Modell eingebettet oder genestet wird. Dadurch erhält das regionale Modell einen Antrieb an den Rändern, durch den die großräumigen Strukturen des globalen/größeren Modells in das Modellinnere des regionalen Modells transportiert werden. Die Randdaten haben somit einen wesentlichen Einfluss auf die Simulationsergebnisse des genesteten Modells¹, wodurch der Auswahl geeigneter Antriebsdaten eine wichtige Bedeutung zukommt.

Für den Randantrieb des HIRHAM4 wurden zwei globale Klimamodellexperimente ausgewählt. Beide Experimente stammen von globalen gekoppelten allgemeinen Zirkulationsmodellen, die als Komponenten jeweils ein Modell für die atmosphärische Zirkulation und ein Modell für die Ozeanzirkulation umfassen. Das atmosphärische Zirkulationsmodell war für beide Experimente das ECHAM4 [ROECKNER et al., 1996], dessen Ausgabedaten auch für den Randantrieb des HIRHAM4 verwendet wurden.

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird das ECHAM4 kurz vorgestellt. Die beiden folgenden Abschnitte befassen sich dann mit den beiden Experimenten, wobei jeweils zuerst eine Beschreibung des Experiments, dann eine kurze Analyse und schließlich die Erläuterung der Auswahl bestimmter Perioden für den Randantrieb des HIRHAM4 erfolgt.

5.1 Modellbeschreibung des ECHAM4

Das ECHAM4 wurde vom Max-Planck-Institut für Meteorologie gemeinsam mit dem Deutschen Klimarechenzentrum (DKRZ) in Hamburg entwickelt und basiert auf dem spektralen Wettervorhersagemodell des “European Centre for Medium-Range Weather Forecasts” (ECMWF) mit für Klimasimulationen modifizierten Parametrisierungen. Diese Parametrisierungen werden, mit geringfügigen Veränderungen, auch im

¹Neben den Randbedingungen haben natürlich auch die Anfangsbedingungen sowie die “Wahl” der physikalischen Parametrisierungen und numerischen Verfahren einen nicht unerheblichen Einfluss auf die Simulationsergebnisse [z.B. RINKE und DETHLOFF, 2000; DETHLOFF et al., 2001a].

HIRHAM4 verwendet. Der Modellname ECHAM4 bezieht sich auf die Herkunft, ECMWF und Hamburg, sowie auf die vierte Generation des Modells.

5.1.1 Modellstruktur

Das Modell basiert auf den primitiven Gleichungen. Die prognostischen Größen des ECHAM4 sind die Vorticity, die Divergenz, die Temperatur, die spezifische Feuchte, das Mischungsverhältnis des Wolkenwassers (flüssige und feste Phase zusammen) und der Logarithmus des Bodendrucks. Abgesehen von den positiv definiten Komponenten (z.B. der spezifischen Feuchte) werden die prognostischen Größen horizontal durch endliche Reihen von Kugelflächenfunktionen spektral dargestellt. Die horizontale Auflösung des Modells ist dann durch die größte berücksichtigte Wellenzahl gegeben, bei der der Abbruch der Reihenentwicklung erfolgt. Im ECHAM4 wird ein sogenannter Dreiecksabbruch ("triangular truncation") verwendet, bei dem die maximale zonale Wellenzahl und die maximale Gesamtwellenzahl gleich groß sind, sodass alle im Modell berücksichtigten Wellenkombinationen in einem dreieckigen Bereich des Wellenzahlraums liegen [z.B. KRISHNAMURTI et al., 1998]. Die beiden verwendeten Experimente wurden mit horizontalen Auflösungen von T30 ("triangular truncation" bei Wellenzahl 30) bzw. T42 durchgeführt. Die nichtlinearen Terme und die parametrisierte Physik, mit Ausnahme der horizontalen Diffusion, werden auf einem entsprechenden gaußschen Gitter berechnet, welches für den Fall T30 einen Gitterpunktabstand von $\sim 3,75^\circ$ und für den Fall T42 einen Gitterpunktabstand von $\sim 2,8^\circ$ in Breite und Länge besitzt.

In der Vertikalen umfasst das ECHAM4, genauso wie das HIRHAM4 (vergleiche Abschnitt 3.2), 19 Schichten in gemischten σ - p -Koordinaten, wobei $\sigma = p/p_s$ eine dem Gelände folgende Koordinate und p eine Druckkoordinate ist. Die Modellschichten reichen vom Boden bis in eine Höhe von 10 hPa mit unterschiedlichen Abständen, wobei die höchste vertikale Auflösung mit etwa 5 Schichten in der planetaren Grenzschicht auftritt und die niedrigste, ebenfalls mit 5 Schichten, in der unteren Stratosphäre.

Der Modellzeitschritt für Dynamik und Physik hängt im ECHAM4 von der horizontalen Auflösung ab. Im konkreten Fall wurde für die Experimente ein Zeitschritt von 30 min (T30) bzw. 24 min (T42) verwendet [STENDEL und ROECKNER, 1998]. Für die Berechnung des Strahlungstransfers wird allerdings, wie beim HIRHAM4 und unabhängig von der Auflösung, ein Zeitschritt von 2 Stunden verwendet (vergleiche Abschnitt 3.3).

Die Dynamik und Numerik des ECHAM4 ist in den meisten Teilen identisch mit der des ECHAM3, welche ausführlich in der Modelldokumentation vom DKRZ [1993] beschrieben ist.

5.1.2 Modellphysik

Das ECHAM4 beinhaltet einen umfassenden Satz von physikalischen Parametrisierungen für horizontale Diffusion, Oberflächenflüsse und vertikale Diffusion, Landoberflächenprozesse, Impulstransport durch Schwerewellen, Cumuluskonvektion, Schichtwolken und Strahlung. Eine detaillierte Beschreibung findet man bei ROECKNER et al. [1996]

und, da die Parametrisierungen des ECHAM4 größtenteils vom HIRHAM4 übernommen wurden, in verkürzter Form auch in Abschnitt 3.3 bei der Modellbeschreibung des HIRHAM4.

5.2 Das Kontrollexperiment des ECHO-G

5.2.1 Allgemeine Beschreibung des Experiments

Das erste globale Modellexperiment, das bezüglich arktischer Klimavariationen untersucht wurde, ist ein 600-jähriger Kontrolllauf des globalen gekoppelten Klimamodells ECHO-G (ECHAM4/HOPE-G). Dieser Kontrolllauf wird in dieser Arbeit mit CTRL abgekürzt. Als Kontrollläufe werden Modellexperimente bezeichnet, bei denen alle externen Antriebsfaktoren (hier in Bezug auf das gekoppelte System Atmosphäre-Ozean) konstant bleiben, sodass folglich die erzeugte Klimavariabilität nur durch die interne nichtlineare Dynamik des Systems bestimmt wird. Im konkreten Fall bedeutet dies, dass der CTRL mit festgeschriebenem, konstantem äußeren Antrieb in Bezug auf Treibhausgase, Aerosole und die Solarkonstante durchgeführt wurde. Die entsprechenden Werte sind repräsentativ für die Klimarandbedingungen des Jahres 1990. So wurde z.B. über den gesamten Simulationszeitraum von 600 Jahren eine feste Solarkonstante von 1365 W/m^2 und eine konstante CO_2 -Konzentration von 353 ppm angesetzt.

Das verwendete Modell ECHO-G ist ausführlich in der Dokumentation von LEGUTKE und VOSS [1999] beschrieben, sodass hier nur einige wichtige Eigenschaften angesprochen werden:

1. Das Atmosphärenmodell ECHAM4 wurde mit der in Abschnitt 5.1.1 erläuterten horizontalen T30-Auflösung betrieben, wodurch das entsprechende gaußsche Gitter aus 96 mal 48 Gitterpunkten besteht. Von diesen liegen insgesamt 672 nördlich von 65°N . Im Vergleich zur verwendeten Auflösung des HIRHAM4 mit 11000 Gitterpunkten in diesem Gebiet (siehe Abschnitt 3.2) ist dies eine 16 mal gröbere Auflösung, wogegen die vertikale Auflösung (19 Schichten) beider Modelle gleich ist.
2. Das Ozeanmodell HOPE-G ist die globale Version des “Hamburg Ocean Primitive Equation” Zirkulationsmodells [WOLFF et al., 1997] und wurde horizontal auf einem gaußschen T42 Arakawa-E-Gitter mit einem verfeinerten Gitter in Äquatornähe betrieben. Die vertikale Auflösung ist durch 20 Schichten gegeben. Das HOPE-G beinhaltet außerdem ein dynamisch-thermodynamisches Meereismodell mit Schneebedeckung.
3. Für die Koppelung der beiden Modelle wurde das Softwarepaket OASIS (Ocean Atmosphere Sea Ice Soil) verwendet, um den Austausch von Wärme, Wasser und Impuls zwischen Atmosphäre und Ozean zu bewerkstelligen. Die Flüsse an der

Grenzfläche zwischen der Atmosphäre und dem Ozean werden im ECHO-G zudem durch eine Flusskorrektur² modifiziert, damit sich auf langen Zeitskalen keine Klimadrift ergibt.

Trotz konstanter Randbedingungen und Flusskorrektur zeigt der CTRL eine globale Klimadrift, weswegen er auch nach 600 Jahren beendet bzw. abgebrochen wurde. Im Anschluss wurde ein zweiter, 1000-jähriger Kontrolllauf mit dem ECHO-G (hier mit CTRL2 bezeichnet) durchgeführt, der einige Modifikationen bezüglich der Flüsse zwischen Atmosphäre und Ozean beinhaltet. Diese Modifikationen betreffen die Flusskorrektur, den Abfluss von kontinentalen Eisschilden und die Einführung eines Umverteilungsschemas für die Wärme Flüsse in Äquatornähe, wo das Atmosphären- und das Ozeanmodell große Abweichungen in der Gitterauflösung besitzen [LEGUTKE, 2000].

5.2.2 Analyse der Simulationsergebnisse

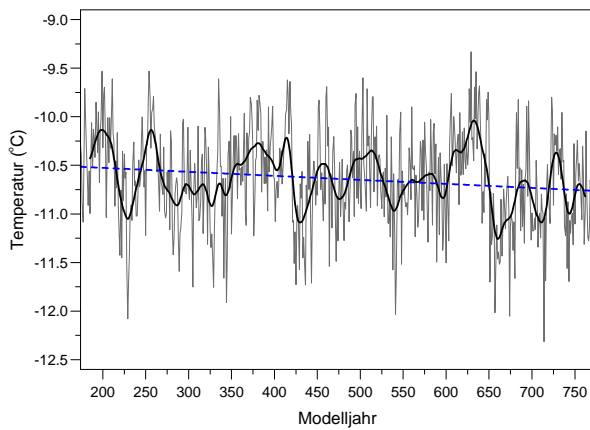
Da der Grundgedanke dieser Arbeit auf der Untersuchung natürlicher Klimavariationen in der Arktis liegt, wurden auch im CTRL hauptsächlich arktische Klimabedingungen betrachtet. Da aber das arktische Klima nicht unabhängig von globalen oder hemisphärischen Einflüssen ist, wird hier zunächst auch ein Blick auf die hemisphärischen Jahresmittel der 2m-Temperatur geworfen. Gleichzeitig werden die Temperaturen des CTRL mit denen des CTRL2 verglichen, um die oben erwähnte Klimadrift im CTRL im Vergleich zum CTRL2 und zu Beobachtungen abzuschätzen.

Abbildung 5.1 zeigt die Jahresmittel der 2m-Temperatur für die Nord- und Südhalbkugel sowie für das gesamte Gebiet nördlich von 60°N des 600-jährigen (CTRL) und des 1000-jährigen Kontrolllaufs (CTRL2). Die entsprechenden Gesamtmittelwerte der dargestellten Zeitreihen sowie die Standardabweichungen und Trends samt Signifikanzschätzung sind Tabelle 5.1 zu entnehmen.

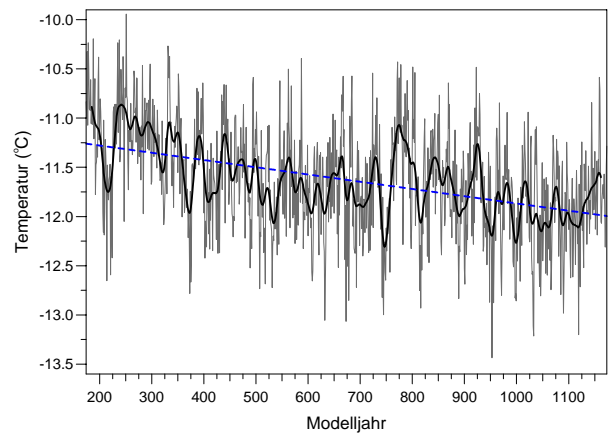
Beide Modellläufe zeigen auf der Nordhalbkugel einen Abwärtstrend und auf der Südhalbkugel einen Aufwärtstrend. Der CTRL zeigt auf der Nordhalbkugel, und ähnlich in der Nordpolarregion, allerdings nur einen leichten, nicht signifikanten Abwärtstrend von $-0,007$ K pro 100 Jahre, wogegen der Abwärtstrend im CTRL2 mit $-0,025$ K pro 100 Jahre nicht nur größer, sondern auch statistisch signifikant ist. Für die Südhalbkugel zeigen beide Läufe einen statistisch signifikanten Aufwärtstrend, wobei der Trend im CTRL mit $0,064$ K pro 100 Jahre mehr als dreimal so groß ist wie im CTRL2 ($0,018$ K pro 100 Jahre). Diese entgegengesetzten Trends auf den beiden Erdhalbkugeln beider Modellläufe kompensieren sich nur beim CTRL2 zu einem nicht signifikanten globalen Temperaturtrend.

Zusätzlich zu den Werten der beiden Kontrollläufe enthält Tabelle 5.1 auch die entsprechenden Werte aus dem 53-jährigen Datensatz der Reanalysen des NCEP/NCAR

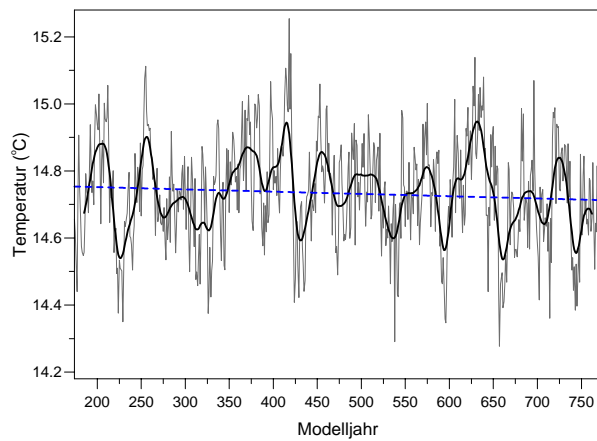
²Die Flusskorrektur als solche ist ein unphysikalischer Eingriff in das gekoppelte System Atmosphäre–Ozean und dürfte eigentlich nur angebracht werden, wenn man sicher sein könnte, dass sich Atmosphäre und Ozean in einem Gleichgewichtszustand befinden. Nichtsdestotrotz werden Flusskorrekturen heutzutage in vielen gekoppelten Klimamodellen verwendet, da die Kenntnis über den realen Austausch zwischen Atmosphäre und Ozean weitestgehend unbekannt ist.



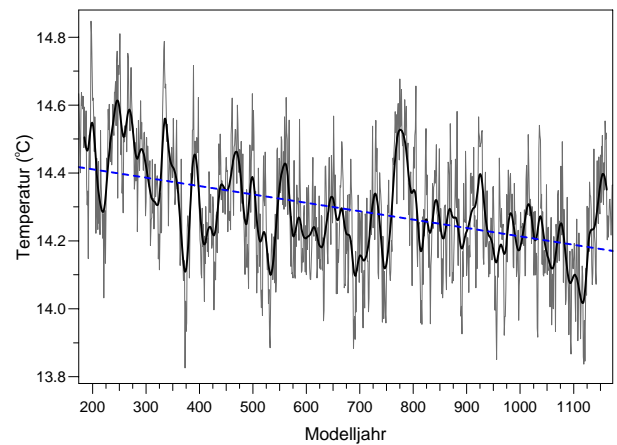
(a) CTRL, Nordpolarregion (ARC)



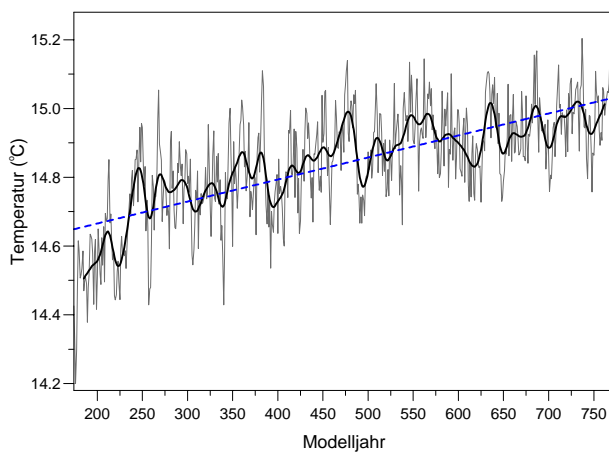
(b) CTRL2, Nordpolarregion (ARC)



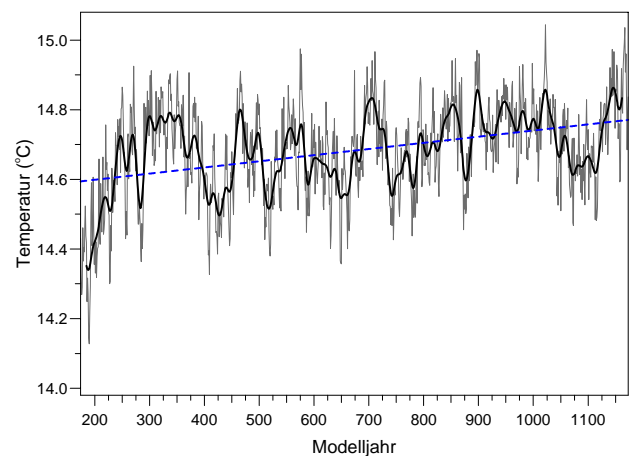
(c) CTRL, Nordhalbkugel (NH)



(d) CTRL2, Nordhalbkugel (NH)



(e) CTRL, Südhalbkugel (SH)



(f) CTRL2, Südhalbkugel (SH)

Abbildung 5.1: Jahresmittel der Lufttemperatur in 2 m Höhe gemittelt über die angegebenen Gebiete (dünne Linien). Die durchgezogenen dicken Linien repräsentieren die Temperaturzeitreihen nach einer gaußschen Tiefpassfilterung über 30 Jahre, und die gestrichelten Linien zeigen die linearen Trends der Zeitreihen.

Datenquelle	n	Zone	$\bar{\vartheta}$ [°C]	σ [K]	a_1 [K/100a]	ν	$r_{0.05}$	$r(t, \vartheta)$
CTRL	600	ARC	-10,6	0,50	-0,041	217	0,14	-0,14
		NH	14,7	0,16	-0,007	124	0,18	-0,07
		SH	14,8	0,16	0,064	62	0,25	0,68
CTRL2	1000	ARC	-11,6	0,55	-0,074	290	0,12	-0,39
		NH	14,3	0,18	-0,025	154	0,16	-0,40
		SH	14,7	0,14	0,018	113	0,19	0,37
NCEP	53	ARC	-10,5	0,47	0,967	23	0,40	0,32
		NH	14,4	0,19	0,258	14	0,50	0,21
		SH	13,1	0,19	0,892	10	0,58	0,71

Tabelle 5.1: Für die Zeitreihen der Jahresmitteltemperaturen verschiedener Gebiete (Zone) der beiden Kontrollläufe (CTRL und CTRL2) und der NCEP-Reanalysen sind jeweils die folgenden Größen angegeben: der n -jährige Mittelwert der 2m-Temperatur $\bar{\vartheta}$ mit der zugehörigen Standardabweichung σ , der Regressionskoeffizient für den linearen Trend a_1 , die reduzierte Anzahl der Freiheitsgrade der Zeitreihe ν mit dem zugehörigen Grenzwert des Korrelationskoeffizienten $r_{0.05}$ für eine Irrtumswahrscheinlichkeit von 0,05 sowie der Korrelationskoeffizient $r(t, \vartheta)$ zur Abschätzung der Signifikanz des linearen Trends (siehe Abschnitt 4.2). ARC steht als Gebietskürzel für die gesamte arktische Region nördlich von 60°N, NH für die Nordhalbkugel und SH entsprechend für die Südhalbkugel.

(“National Centers for Environmental Prediction”/“National Center for Atmospheric Research”), der einen modellgenerierten globalen Beobachtungsdatensatz darstellt. Die Reanalysen umfassen hier die Jahre von 1948 bis 2000 und besitzen eine horizontale Auflösung von T62 (vergleiche Abschnitt 5.1.1). Der Temperaturtrend in den Reanalyse-daten ist jeweils ein Aufwärtstrend und mindestens eine Größenordnung größer als in beiden Kontrollläufen; aufgrund des relativ kurzen Beobachtungszeitraums ist er allerdings nur auf der Südhalbkugel statistisch signifikant.

Ein Vergleich der mittleren 2m-Temperaturen ergibt auffallende Unterschiede, insbesondere für die Temperaturen auf der Südhalbkugel, die in beiden Modellläufen um mehr als 1,5 K über den “beobachteten” liegen. Die Unterschiede auf der Nordhalbkugel sind deutlich geringer, und vor allem in den Nordpolarregion entsprechen die mittleren Temperaturen des CTRL denen der Reanalysen, wogegen die des CTRL2 um mehr als 1 K abweichen.

Die jährliche Variabilität der 2m-Temperaturen, abgeschätzt durch die Standardabweichungen, ist auf beiden Halbkugeln beider Läufe von der gleichen Größenordnung und nur etwas geringer als bei den Reanalysen. Auch die zeitliche Variabilität in der Nordpolarregion ist jeweils von der gleichen Größenordnung.

Obwohl der globale Temperaturtrend im CTRL2, im Vergleich zu dem des CTRL, aufgrund der unterschiedlichen Vorzeichen der Trends beider Halbkugeln deutlich reduziert

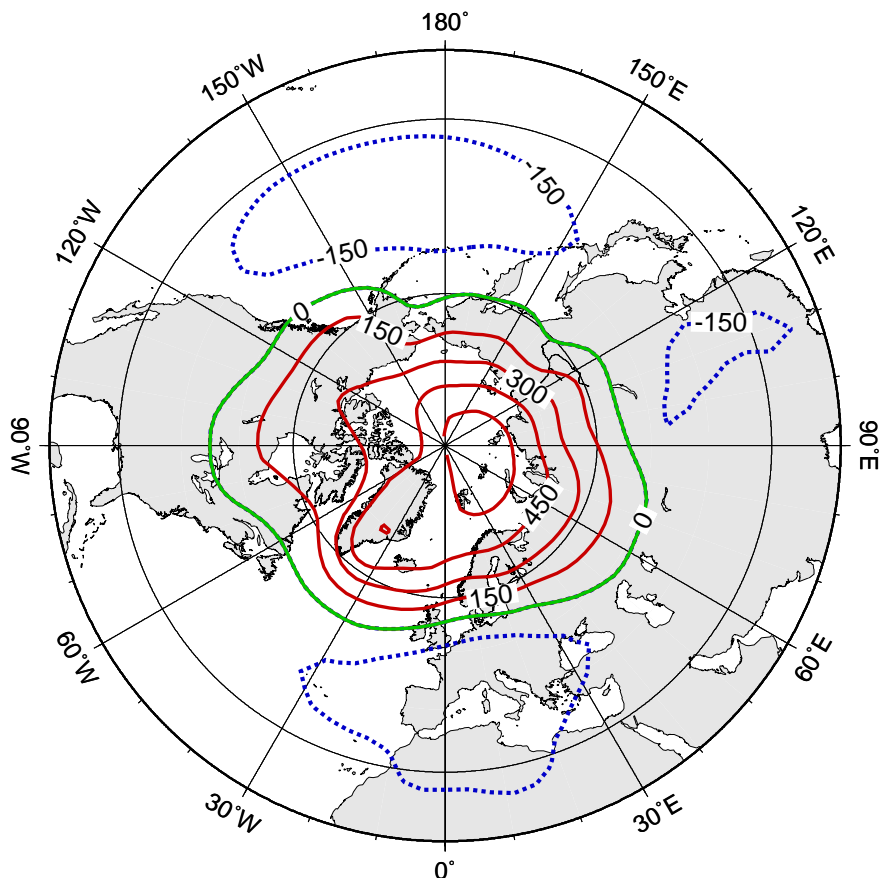


Abbildung 5.2: 1. EOF der monatsgemittelten Luftdruckfelder der Wintermonate Dezember bis März vom CTRL für das Gebiet nördlich von 20°N (Einheit: Pa). Die durchgezogenen Isolinien repräsentieren positive und die gepunkteten Isolinien negative Anomalien. Die Nulllinie ist grau dargestellt. Der Isolinienabstand beträgt 150 Pa.

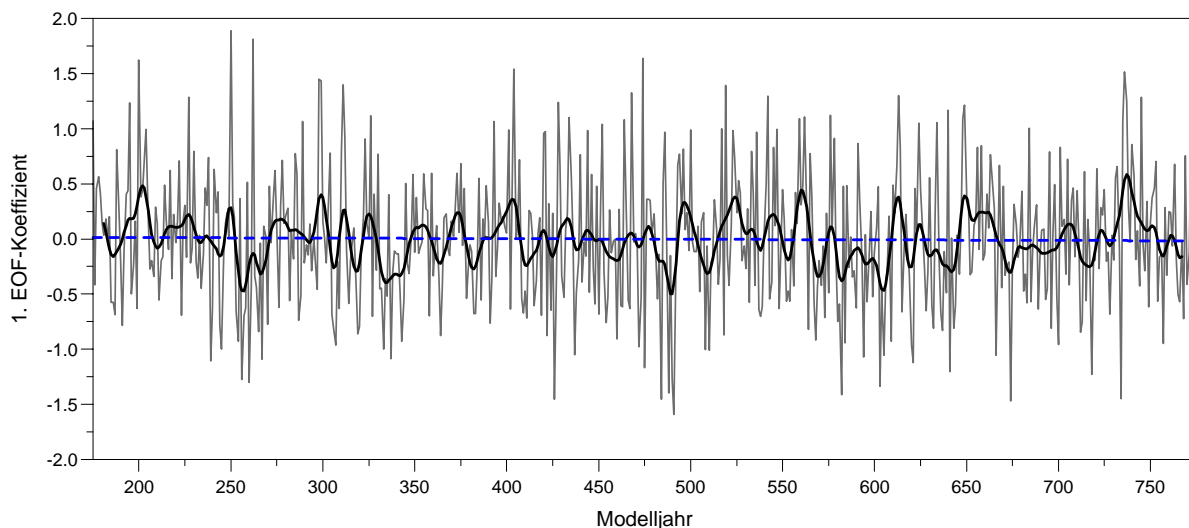


Abbildung 5.3: Koeffizienten-Zeitreihe der 1. EOF aus Abbildung 5.2 gemittelt über die vier Monate (DJFM) eines jeden Winters (dünne Linie). Die durchgezogene dicke Linie repräsentiert die Zeitreihen nach einer gaußschen Tiefpassfilterung über 15 Jahre, und die gestrichelte Linie zeigt den linearen Trend der Zeitreihe.

werden konnte, zeigt der CTRL auf der Nordhalbkugel und insbesondere in der Nordpolarregion geringere Trends und insgesamt geringere Abweichungen zu den beobachteten Werten der Reanalysen. Aus diesem Grund ist der CTRL für diese Arbeit als Kontroll-experiment ausgewählt worden.

Natürlich ist das eben erwähnte kein ausreichendes Kriterium, um etwas über die Realitätsnähe der Simulation auszusagen. Auch lassen die großen Abweichungen der mittleren Temperaturen nicht den Schluss zu, dass die Simulation diesbezüglich als unrealistisch einzustufen ist, da auch die Reanalysen aufgrund mangelnder Beobachtungsdaten in einigen Gebieten “nur” eine modellgestützte Dateninterpolation darstellen. Ebenso lässt sich nicht schlussfolgern, dass der deutlich größere Trend in den Reanalysen nicht natürlichen Ursprungs sei. Dies alles soll an dieser Stelle aber nicht weiter diskutiert werden. Der CTRL soll hier nur als eine mögliche realitätsnahe Realisierung des Klimas unter imaginären konstanten äußeren Bedingungen angesehen werden.

Ergänzend zur zeitlichen Variabilität soll noch kurz auf das dominierende räumliche Schwingungsmuster der nordhemisphärischen Zirkulation eingegangen werden. Abbildung 5.2 zeigt die 1. EOF (zur Erläuterung siehe Abschnitt 4.4) der monatsgemittelten Luftdruckfelder nördlich von 20°N der Monate Dezember bis März vom CTRL. Dieses führende Muster hat einen Anteil von 34% an der Gesamtvarianz des Feldes und repräsentiert die Arktische Oszillation mit den typischen Aktionszentren in der zentralen Arktis und in mittleren Breiten über dem nördlichen Pazifik und dem nördlichen Atlantik und Südeuropa (vergleiche Abschnitt 2.3). Abgesehen von dem Vorzeichen, welches für die Interpretation des Musters jedoch ohne Belang ist, zeigt der CTRL das Muster der AO in der gleichen Größenordnung wie Beobachtungsdaten (vergleiche z.B. Abbildung 1 von THOMPSON und WALLACE [1998]).

Die zugehörige Zeitreihe der EOF-Koeffizienten ist in Abbildung 5.3 dargestellt und zeigt die starke jährliche und dekadische Variabilität der AO. Ein Trend der AO innerhalb der 600-jährigen Kontrollsimulation ist zudem nicht zu erkennen. Um allerdings die Analogie zur NAO in Bezug auf positive und negative Phasen zu gewähren, ist es im speziellen Fall sinnvoll, das “falsche” Vorzeichen des AO-Musters auf die EOF-Koeffizienten zu übertragen, sodass der AO-Index im Folgenden durch $I'_{AO}(t) = -\alpha'_1(t)$ definiert ist (siehe auch Abschnitt 2.3).

5.2.3 Auswahl von Perioden für die Regionalisierung des arktischen Klimas

Aufgrund der hohen Rechenzeiten von regionalen Klimamodellen ist es kaum möglich, eine große Anzahl von kompletten Jahren zu simulieren. Aus diesem Grund wurde einerseits der Januar als repräsentativer Monat für den arktischen Winter und der Juli als repräsentativer Monat für den arktischen Sommer ausgewählt oder andererseits komplette Wintersimulationen (Dezember bis März) durchgeführt. Dadurch war es möglich, das Klima mehrerer längerer Perioden zu simulieren. Die Regionalisierungen des Klimas dieser Perioden können als einzelne Zeitscheibenexperimente mit unterschiedlichen Randbedingungen angesehen werden.

Auswahl von Perioden warmer und kalter Januare

In Abbildung 5.4 ist ein 250-jähriger Ausschnitt der 600-jährigen CTRL-Zeitreihe der monatsgemittelten 2m-Temperaturen im Januar für das Nordpolargebiet (nördlich 60°N) dargestellt. Zum Vergleich ist auch die entsprechende 53-jährige Zeitreihe der NCEP-Reanalysen zu sehen. Beide Zeitreihen weisen deutliche jährliche Variationen der 2m-Temperatur von bis zu 8 K auf, wodurch sich schlussfolgern lässt, dass der CTRL in der Lage ist, die beobachtete Klimavariabilität auf der jährlichen Zeitskala zu reproduzieren. Die tiefpassgefilterten Temperaturen zeigen zudem, dass es in beiden Zeitreihen Perioden von etwa 5 bis 20 Jahren Länge gibt, in denen die Winter überwiegend warm oder kalt sind. Allerdings liegen die Temperaturen der Reanalysen im Mittel um mehr als 1 K über denen des CTRL. Dies muss aber nicht zwangsläufig bedeuten, dass der CTRL die Wintertemperaturen der Arktis prinzipiell unterschätzt; die Ursache kann auch darin liegen, dass die Auflösungen des ECHO-G von T30 und die der NCEP-Reanalysen von T62 nicht identisch sind, wodurch die Gebietsmittel (hier nördlich von 60°N) durch die unterschiedliche Anzahl und Lage der Gitterpunkte beeinflusst werden.

PROSHUTINSKY und JOHNSON [1997] haben herausgefunden, dass zyklonale und antizyklonale Zirkulationsregime in der zentralen Arktis etwa fünf bis sieben Jahre andauern, bevor ein Regimewechsel erfolgt. Ein etwa 10-jähriger Klimazyklus in der Arktis wurde auch von MYSAK und VENEGAS [1998] gefunden. Demzufolge erschien es sinnvoll, für die Regionalisierung des CTRL 6-jährige Perioden auszuwählen, in denen annähernd gleiche großräumige Klimabedingungen vorherrschen. Als Auswahlkriterium für solche Perioden fungierte die in Abbildung 5.4 dargestellte 2m-Temperatur des Monats Januar, mit der letztlich warme und kalte Perioden festgelegt wurden. Eine 6-Jahres-Periode wurde als warm oder kalt eingestuft, wenn die mittlere Januartemperatur dieser Periode mindestens 1 K über oder unter dem Mittelwert aller 600 Januare lag. Insgesamt gibt es mit dieser Definition 51 warme und 51 kalte 6-Jahres-Perioden im CTRL, wenn Überschneidungen mitgezählt werden. Von diesen wurden relativ willkürlich zwei warme und zwei kalte Perioden ausgewählt, die in Abbildung 5.4 durch hellgraue Balken markiert sind.

Modell-jahre	Mittlere 2m-Temperatur (°C) in der Arktis						Mittel
	Jan-1	Jan-2	Jan-3	Jan-4	Jan-5	Jan-6	
208–213	–26,9	–26,3	–25,4	–23,8	–24,2	–23,9	– 25,1
227–232	–26,1	–30,9	–26,2	–29,4	–28,7	–26,3	– 27,9
415–420	–24,1	–23,9	–25,5	–25,1	–22,8	–25,4	– 24,5
421–426	–26,2	–29,5	–27,8	–27,2	–26,9	–27,8	– 27,6
174–773	—						– 26,3

Tabelle 5.2: Ausgewählte 6-Jahres-Perioden des CTRL bezüglich warmer oder kalter Januare in der Arktis. Die Spalten Jan-1 bis Jan-6 enthalten die mittleren 2m-Temperaturen der einzelnen Januare innerhalb der Perioden. Der Mittelwert der vier Perioden und der gesamten Zeitreihe steht jeweils in der letzten Spalte (Mittel).

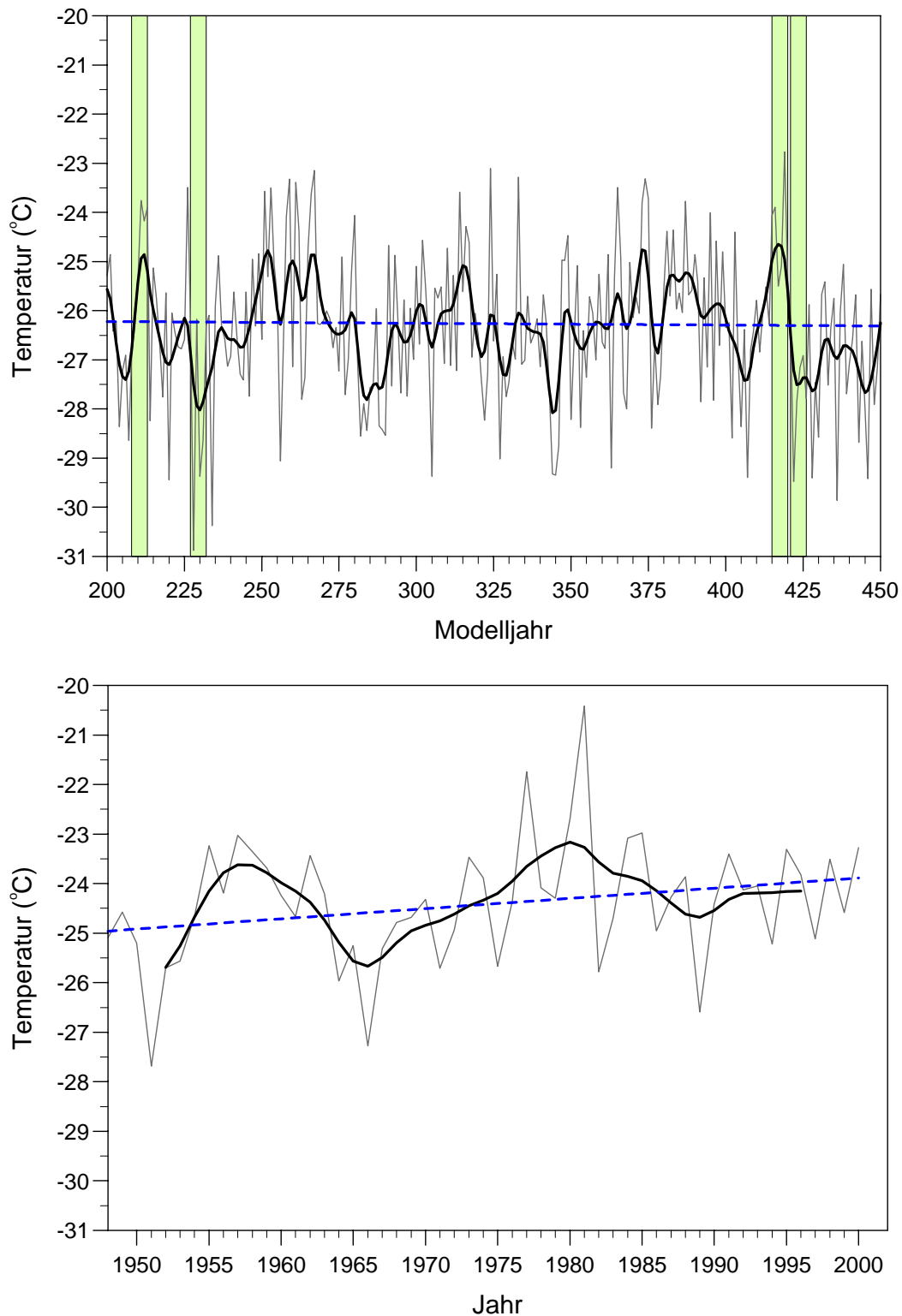


Abbildung 5.4: Januarmittel der Lufttemperatur in 2 m Höhe gemittelt über das gesamte Gebiet nördlich von 60°N (dünne Linien) für einen 250-jährigen Ausschnitt vom CTRL (oben) und von den NCEP-Reanalysen (unten). Die durchgezogenen dicken Linien repräsentieren die Zeitreihen nach einer gaußschen Tiefpassfilterung über 10 Jahre, und die gestrichelten Linien zeigen die linearen Trends der Zeitreihen. Die hellgrauen Balken in der oberen Abbildung markieren die vier ausgewählten 6-Jahres-Perioden des CTRL.

In Tabelle 5.2 sind die mittleren 2m-Temperaturen der vier ausgewählten 6-Jahres-Perioden für jeweils alle 6 Januare und die Mittelwerte der Perioden aufgelistet. Die Temperaturdifferenz zwischen beiden warmen und beiden kalten Perioden beträgt etwa 3 K, obwohl sowohl in den warmen als auch in den kalten Perioden einige Januare mit gemäßigten Temperaturen enthalten sind.

Auswahl von Perioden warmer und kalter Juli-Monate

Analog zur Abbildung 5.4 sind in Abbildung 5.5 die entsprechenden 2m-Temperaturen für den Monat Juli dargestellt. Die obere Abbildung zeigt allerdings einen anderen Ausschnitt aus der CTRL-Zeitreihe, da für den Juli eine andere zweite Periode ausgewählt wurde. Die 2m-Temperaturen der NCEP-Reanalysen liegen auch im Juli im Mittel über denen des CTRL, allerdings beträgt der Unterschied in diesem Monat nur etwa 0,2 K. Die jährliche Variabilität im Juli, von bis zu 1,9 K im CTRL und von bis zu 1,5 K bei den Reanalysen, ist deutlich geringer als im Januar, wo Jahr-zu-Jahr-Variationen von bis zu 8 K auftraten. Die tiefpassgefilterten Temperaturen zeigen aber auch hier, dass es in beiden Zeitreihen Perioden von etwa 5 bis 20 Jahren Länge gibt, in denen der Sommer überwiegend warm oder kalt ist. Allerdings hat es den Anschein, dass extrem kalte arktische Sommer im Beobachtungsintervall 1948–2000 selten vorkamen, wodurch möglicherweise der Unterschied zwischen CTRL und Beobachtungen zustande kommt.

Bei der Auswahl von Juli-Monaten, die nach ähnlichen Kriterien wie beim Monat Januar erfolgte, zeigte sich, dass die Perioden mit warmen bzw. kalten Januaren überwiegend auch warme bzw. kalte Juli-Monate umfassen. Ein Vergleich mit Abbildung 5.1(a) zeigt außerdem, dass die ausgewählten Perioden auch im Jahresmittel ein warmes bzw. kaltes Klima in der Arktis aufweisen.

In Bezug auf den Sommer wurde als Kriterium für die Einstufung einer 6-Jahres-Periode als warm oder kalt eine Abweichung von 0,3 K der mittleren Julitemperatur dieser Periode zum Mittelwert aller 600 Juli-Monate gewählt. Mit diesem Kriterium wurden

Modelljahre	Mittlere 2m-Temperatur (°C) in der Arktis						Mittel
	Juli-1	Juli-2	Juli-3	Juli-4	Juli-5	Juli-6	
415–420	6,3	6,1	6,4	6,7	6,6	6,7	6,5
421–426	6,0	5,9	5,5	5,5	5,4	4,9	5,5
626–631	6,2	6,3	6,1	6,3	6,5	6,4	6,3
657–662	5,0	5,6	5,7	5,1	5,4	5,2	5,4
174–773	—						5,9

Tabelle 5.3: Ausgewählte 6-Jahres-Perioden des CTRL bezüglich warmer oder kalter Juli-Monate in der Arktis. Die Spalten Juli-1 bis Juli-6 enthalten die mittleren 2m-Temperaturen der einzelnen Juli-Monate innerhalb der Perioden. Der Mittelwert der vier Perioden und der gesamten Zeitreihe steht jeweils in der letzten Spalte (Mittel).

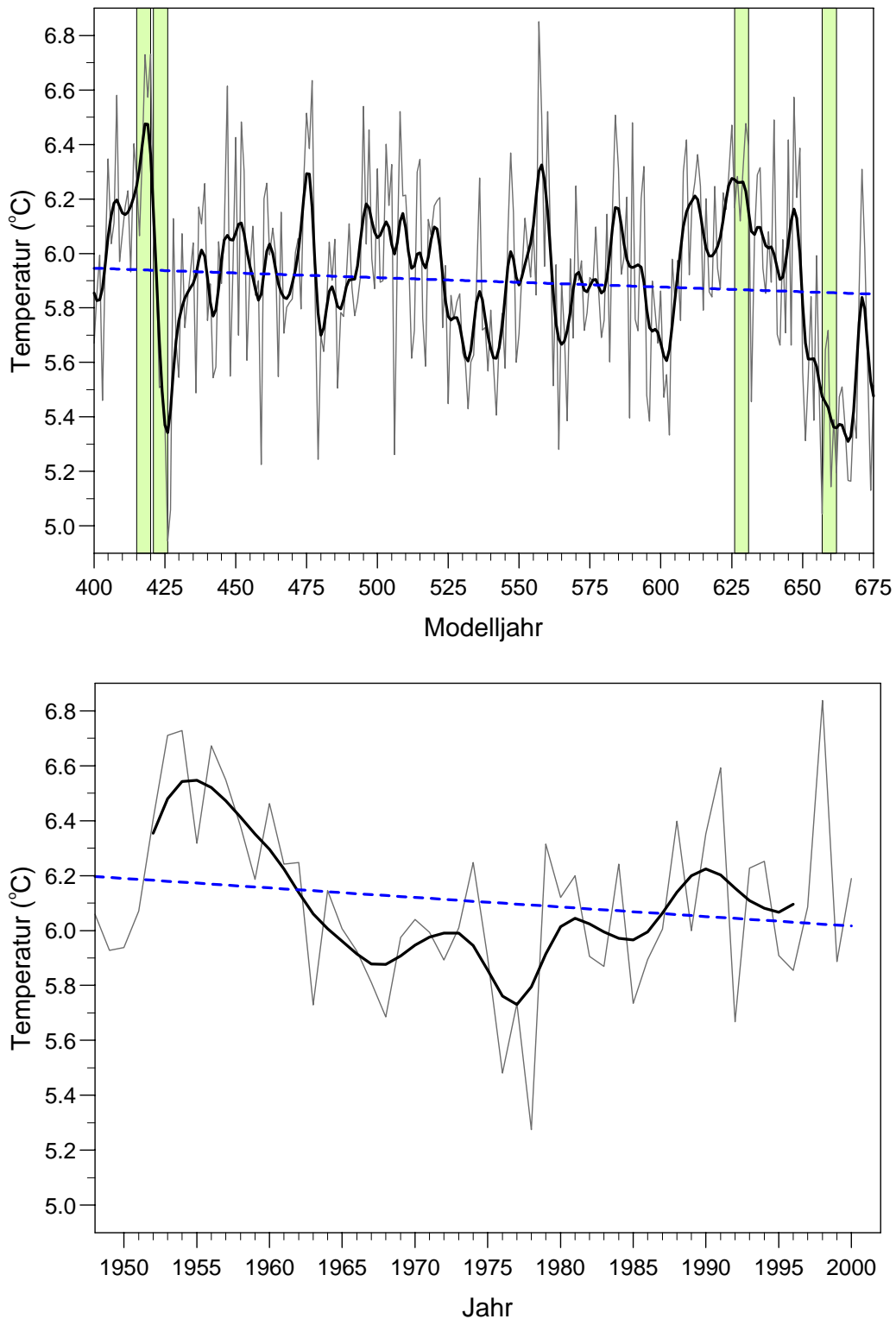


Abbildung 5.5: Julimittel der Lufttemperatur in 2 m Höhe gemittelt über das gesamte Gebiet nördlich von 60°N (dünne Linien) für einen 275-jährigen Ausschnitt vom CTRL (oben) und von den NCEP-Reanalysen (unten). Die durchgezogenen dicken Linien repräsentieren die Zeitreihen nach einer gaußschen Tiefpassfilterung über 10 Jahre, und die gestrichelten Linien zeigen die linearen Trends der Zeitreihen. Die hellgrauen Balken in der oberen Abbildung markieren die vier ausgewählten 6-Jahres-Perioden des CTRL.

34 warme und 44 kalte 6-Jahres-Perioden im CTRL ermittelt, wobei wiederum Überschneidungen mitgezählt wurden. Auch für den Juli wurden zwei warme und zwei kalte Perioden ausgewählt, markiert durch hellgraue Balken in Abbildung 5.5, wobei jeweils eine auch für den Januar ausgewählt wurde. Die mittleren 2m-Temperaturen der vier ausgewählten Perioden sind in Tabelle 5.3 aufgelistet. Die mittlere Temperaturdifferenz zwischen beiden warmen und beiden kalten Perioden beträgt im Juli etwa 1 K (gegenüber 3 K im Januar), wobei einige Juli-Monate innerhalb der Perioden wiederum eher gemäßigte Mitteltemperaturen aufweisen.

Die Ursache für die stärkere Variabilität im Winter kann im Wesentlichen auf die größeren meridionalen Temperaturgradienten zurückgeführt werden, die durch die größeren Unterschiede in der kurzwelligen Einstrahlung zwischen polaren und äquatorialen Breiten im Winter zustande kommen. Da dies gleichbedeutend ist mit einer größeren großräumigen Baroklinität in mittleren Breiten, ist nicht nur die allgemeine atmosphärische Zirkulation im Winter stärker ausgeprägt als im Sommer, sondern es treten im Winter auch verstärkt hydrodynamische Instabilitäten auf. Die atmosphärische Dynamik spielt folglich im Winter eine wichtigere Rolle als im Sommer und hat, aufgrund der Nichtlinearität dynamischer Prozesse, entscheidenden Einfluss auf die Klimavariabilität.

Auswahl von Perioden bezüglich positiver und negativer Phasen der NAO/AO

In Abbildung 5.6 sind der AO-Index (I'_{AO} ; gemittelt über die vier Monate Dezember bis März eines jeden Winters) und der NAO-Index (I_{NAO}) für einen 140-jährigen Ausschnitt des CTRL dargestellt. (Für die Berechnung des NAO-Index wurde aus den 96×48 Gitterpunkten des CTRL der Gitterpunkt (95,14) stellvertretend für Lissabon und der Gitterpunkt (91,7) stellvertretend für Stykkisholmur ausgewählt.) Zusätzlich enthält die Abbildung den NAO-Index des fast gleich langen Beobachtungszeitraums von 1864 bis 2001. Diese aus Beobachtungsdaten abgeleiteten Werte des NAO-Index stammen von der Internet-Seite <http://www.cgd.ucar.edu/~jhurrell/nao.html> von J. Hurrell vom NCAR und wurden relativ zum 120-jährigen Zeitraum 1864–1983 normalisiert, wogegen beim CTRL diesbezüglich die gesamten 600 Jahre verwendet wurden.

Die Beobachtungszeitreihe des NAO-Index zeigt deutliche jährliche Variationen, aber auch mehrjährige Phasen, in denen der über mehrere Jahre gemittelte Index hoch oder niedrig ist, z.B. mit positiven Werten von 1903–1914, 1920–1927 und 1981–1995, und negativen Werten von 1955–1971. Die letzten Jahrzehnte des 19. Jahrhunderts sind hingegen durch eine starke Oszillation zwischen positiven und negativen Werten des NAO-Index gekennzeichnet.

Auch die Zeitreihen des CTRL zeigen ein vergleichbares Verhalten. Es gibt Phasen, in denen NAO- und AO-Index überwiegend hoch (z.B. in den Modelljahren 378–383 oder 487–492) oder überwiegend niedrig sind (z.B. in den Modelljahren 395–407 oder 493–500). Hinzu kommen Phasen großer Variabilität zwischen positiven und negativen Werten (z.B. in den Modelljahren 423–450). Ein auffälliger Unterschied zu den Beobachtungen ist der, dass extrem positive Werte (> 3 im NAO-Index) im CTRL kaum auftreten, wogegen die Beobachtungen gerade in den 1980er und 1990er Jahren extrem hohe Werte des NAO-Index aufweisen. Eine mögliche Begründung kann der Umstand

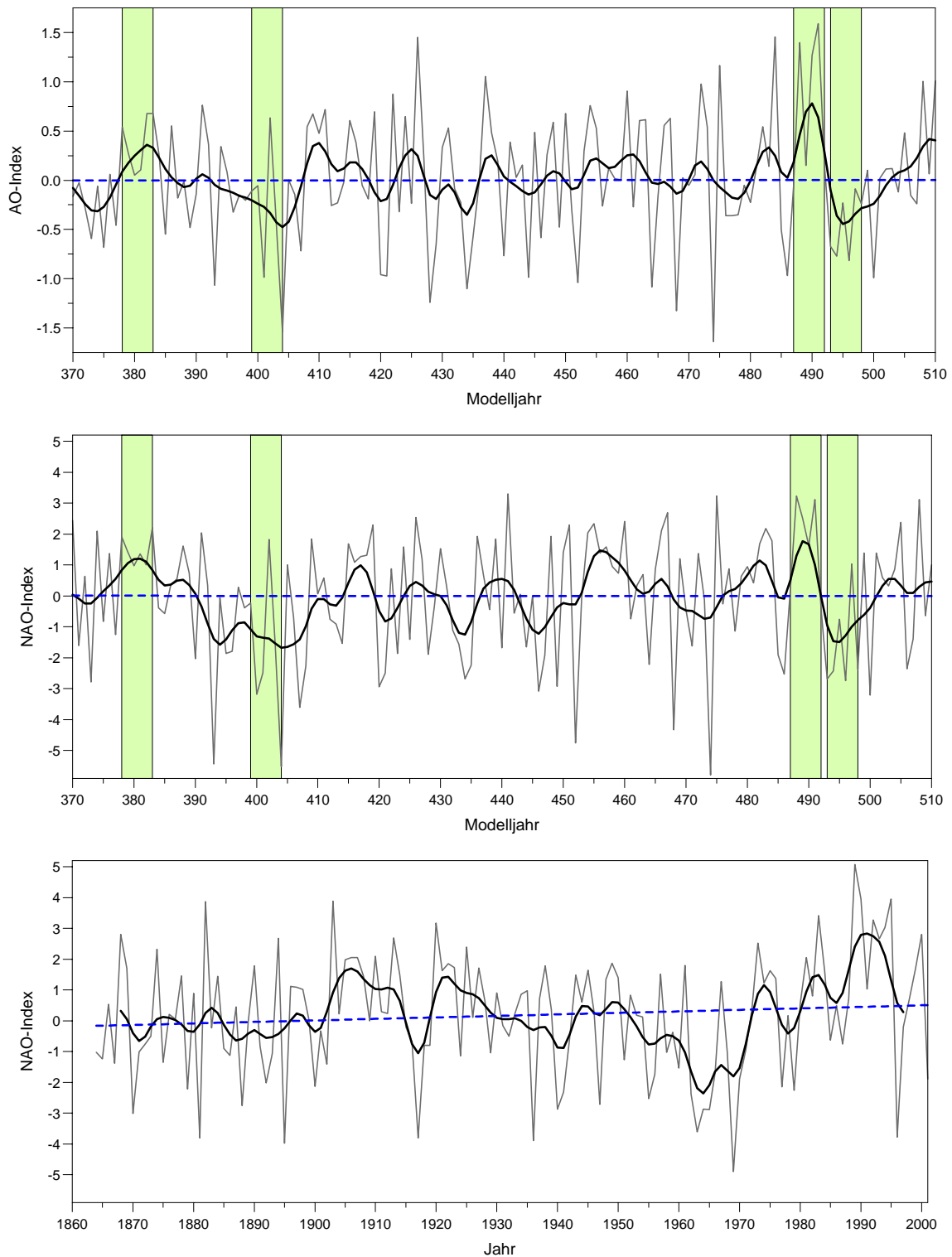


Abbildung 5.6: AO- und NAO-Index im Winter (DJFM) für einen 140-jährigen Ausschnitt des CTRL (Oben: AO, Mitte: NAO) und aus Beobachtungen von 1864 bis 2001 (Unten: NAO). Die durchgezogenen dicken Linien repräsentieren die Zeitreihen nach einer gaußschen Tiefpassfilterung über 10 Jahre, und die gestrichelten Linien zeigen die linearen Trends. Die hellgrauen Balken in der oberen und mittleren Abbildung markieren die vier ausgewählten 6-Jahres-Perioden des CTRL.

Modelljahre	Index	Jahr-1	Jahr-2	Jahr-3	Jahr-4	Jahr-5	Jahr-6	Mittel
378–383	I_{NAO}	1,9	1,4	1,0	1,4	1,0	2,2	1,5
	I'_{AO}	0,5	0,3	0,1	0,1	0,7	0,7	0,4
399–404	I_{NAO}	−0,2	−3,2	−2,5	1,8	−1,6	−5,5	−1,9
	I'_{AO}	−0,1	−0,1	−1,0	0,6	−0,4	−1,5	−0,4
487–492	I_{NAO}	0,2	3,2	2,5	1,6	3,1	−0,4	1,7
	I'_{AO}	−0,1	1,4	0,1	1,3	1,6	0,2	0,8
493–498	I_{NAO}	−2,7	−2,4	−0,8	−2,7	1,0	−2,4	−1,7
	I'_{AO}	−0,7	−0,8	−0,2	−0,8	−0,1	−0,2	−0,5

Tabelle 5.4: Ausgewählte 6-Jahres-Perioden des CTRL bezüglich positiver oder negativer Phasen der NAO und AO. Die Spalten Jahr-1 bis Jahr-6 enthalten den NAO- und den AO-Index der einzelnen Winter innerhalb der Perioden. Die Mittelwerte der vier Perioden stehen jeweils in der letzten Spalte (Mittel).

sein, dass die Beobachtungsdaten relativ zu den Jahren 1864–1983 normalisiert wurden, wodurch die extrem hohen Werte der letzten Jahre nicht in die Berechnung der Luftdruckanomalien einbezogen wurden (vergleiche Abschnitt 2.2). Ferner basiert der NAO-Index des CTRL auf einem 600-jährigen Lauf mit konstanten Klimarandbedingungen des Jahres 1990, einem Jahr, in dem der beobachtete NAO-Index sehr hoch war. Aufgrund der unzureichenden Kenntnis der Ursachen der NAO könnte somit der mittlere Zustand des CTRL bereits größere Ähnlichkeit mit der positiven Phase der NAO aufweisen, sodass ein Zusammenhang mit dem Fehlen extrem hoher Indexwerte im CTRL nicht ausgeschlossen werden kann.

Desweiteren zeigen die Zeitreihen von AO- und NAO-Index einen deutlichen Zusammenhang bezüglich positiver und negativer Werte. Der berechnete Korrelationskoeffizient zwischen beiden Zeitreihen beträgt 0,75. Aufgrund dieser signifikanten Korrelation sind positive/negative Phasen der NAO in der Regel auch positive/negative Phasen der AO. Allerdings zeigt sich kein signifikanter Zusammenhang zwischen der AO/NAO und den mittleren Temperaturen in der Nordpolarregion. Der Korrelationskoeffizient zwischen den DJFM-Mitteln der Temperatur und dem AO-Index beträgt $-0,03$ und zwischen den DJFM-Mitteln der Temperatur und dem NAO-Index $-0,05$, sodass sich eine allgemeine Erwärmung oder Abkühlung der Arktis nicht durch die Phasen der AO/NAO erklären lässt.

Um herauszufinden, welchen Einfluss die einzelnen Phasen der AO/NAO auf das arktische Winterklima haben, wurden wiederum relativ willkürlich vier 6-jährige Perioden des CTRL für den Antrieb des HIRHAM4 ausgewählt, von denen zwei die positive und zwei die negative Phase der AO/NAO repräsentieren. Diese ausgewählten Perioden sind in Abbildung 5.6 durch hellgraue Balken markiert. Tabelle 5.4 enthält zudem eine Zusammenstellung der einzelnen Index-Werte innerhalb der ausgewählten Perioden. Entsprechend zu den aufgrund der Temperatur ausgewählten Perioden treten auch hier innerhalb der Perioden vereinzelte Jahre mit entgegengesetztem Vorzeichen zum Periodenmittelwert auf.

5.3 Das GSDIO–Szenario des ECHAM4/OPYC3

5.3.1 Allgemeine Beschreibung des Experiments

Ergänzend zum CTRL wurde ein zweites Modellexperiment ausgewählt, welches eine Szenario-Simulation für die Jahre 1860 bis 2050 ist, die mit dem globalen gekoppelten Klimamodell ECHAM4/OPYC3 durchgeführt wurde. Diese Szenario-Simulation wird in dieser Arbeit als GSDIO–Szenario bezeichnet. Die einzelnen Buchstaben dieser Abkürzung stehen stellvertretend für Treibhausgase (Greenhouse gases, G), Sulfat-Aerosole (S), die Berücksichtigung des direkten (D) und des indirekten (I) Effekts (bezüglich der Sulfat-Aerosole) und für troposphärisches Ozon (O). Die Treibhausgase und Sulfate wurden für die Jahre von 1860 bis 1990 aus Beobachtungen abgeleitet und stammen für die Jahre von 1990 bis 2050 aus dem IPCC Emissions-Szenario IS92a [HOUGHTON et al., 1992].

Im GSDIO–Szenario wurde die zeitliche Entwicklung der atmosphärischen Konzentrationen von CO_2 , CH_4 , N_2O sowie mehrerer industrieller Gase, wie z.B. Fluorchlorkohlenwasserstoffen oder Methylchloroform, berücksichtigt. Bezüglich der Sulfat-Aerosole wurden biogene und vulkanische Schwefel-Emissionen vernachlässigt, sodass nur die anthropogenen Emissionen Berücksichtigung fanden. Der direkte Strahlungseffekt der Sulfat-Aerosole, der sich aus den optischen Eigenschaften der Aerosole ergibt, als auch der indirekte Effekt, der sich durch den Einfluss von Sulfat-Aerosolen auf die Wolkenalbedo ergibt, sind im GSDIO–Szenario berücksichtigt worden. Zudem wurde der Strahlungseffekt von anthropogen verursachten Änderungen im troposphärischen Ozon berücksichtigt. Die Ozonchemie wurde mit einem troposphärischen Chemiemodell berechnet, welches an das ECHAM4 gekoppelt wurde. Durch die Vorgabe von anthropogenen Emissionen bestimmter Vorläufersubstanzen (z.B. NO und CO) konnte damit die troposphärische Ozonverteilung simuliert werden.

Das Atmosphärenmodell ECHAM4 wurde bei diesem Experiment in der horizontalen T42–Auflösung betrieben, wodurch das entsprechende gaußsche Gitter aus 128 mal 64 Gitterpunkten besteht. Von diesen liegen insgesamt 1152 nördlich von 65°N , was im Vergleich zum HIRHAM4 eine etwa 10 mal gröbere horizontale Auflösung der Arktis zur Folge hat. Das Ozeanmodell OPYC3 (Ocean, isoPYCnal coordinates, level 3) [OBERHUBER, 1993a; OBERHUBER, 1993b] besteht aus drei Teilmodellen für den inneren Ozean, die Mischungsschicht unterhalb der Meeresoberfläche und das Meereis und hat insgesamt 11 Schichten. Die horizontale Auflösung ist polwärts von 36° identisch mit der des Atmosphärenmodells (T42) und nimmt in Richtung Äquator von $\sim 2,8^\circ$ bis auf $0,5^\circ$ zu. Weitere Einzelheiten zum GSDIO–Szenario als auch zum ECHAM4/OPYC3 findet man bei ROECKNER et al. [1999].

5.3.2 Analyse der Simulationsergebnisse

Das GSDIO–Szenario lässt sich, unter Berücksichtigung der gemachten Annahmen und Einschränkungen, als eine imaginäre Realisierung des historischen, gegenwärtigen und

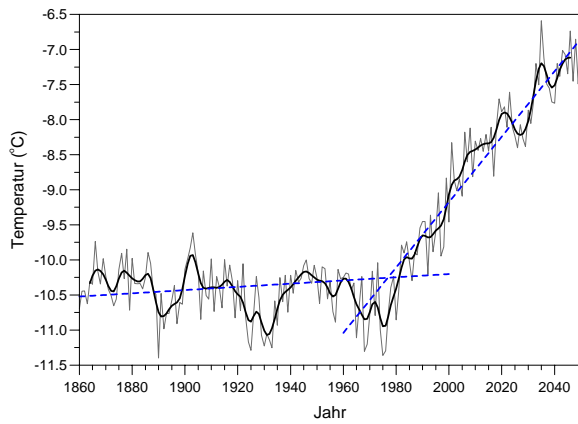
zukünftigen Klimas ansehen. Letzteres unter der Voraussetzung, dass die weitere Zunahme anthropogener Emissionen von Treibhausgasen und Aerosolen quantitativ richtig angesetzt wurde, und die physikalischen Prozesse, die mit diesen atmosphärischen Bestandteilen in Verbindung stehen, hinreichend realistisch im Modell beschrieben sind. Der Schwerpunkt bei der Untersuchung des GSDIO–Szenarios war natürlich wiederum das arktische Klima, insbesondere da sich das global stärkste Klimaänderungssignal gerade in der Nordpolarregion zeigt [ROECKNER et al., 1999].

In Abbildung 5.7 ist die Entwicklung der Jahres-, Sommer- und Wintermittel der 2m-Temperatur in der Nordpolarregion vom GSDIO–Szenario und, zum Vergleich, von den NCEP–Reanalysen dargestellt. Die entsprechenden Kenngrößen der Zeitreihen, z.B. Gesamtmittel, Standardabweichungen oder Trends, sind für die gesamte Simulation und die Teilzeiträume 1948 bis 2000 und 1960 bis 2050 Tabelle 5.5 zu entnehmen.

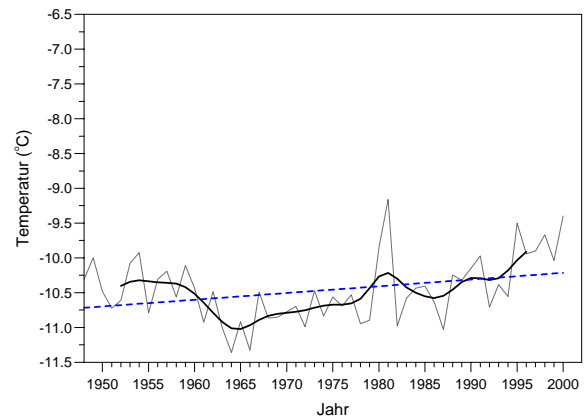
Das GSDIO–Szenario zeigt in der ersten Hälfte der Simulation (etwa bis 1980) annähernd gleichbleibende Temperaturen, wobei die jährliche Variabilität etwa mit der aus Beobachtungen übereinstimmt. Die jährlichen Schwankungen der arktischen Wintertemperaturen betragen bis zu 4 K, die der Sommertemperaturen bis zu 2 K und

Saison	Datenquelle	Zeitraum	$\bar{\vartheta}$ [°C]	σ [K]	a_1 [K/100a]	ν	$r_{0.05}$	$r(t, \vartheta)$
Jahr	GSDIO	1860–2050	−9,7	1,19	1,64	7	0,67	0,76
		1960–2050	−8,9	1,30	4,66	3	0,88	0,95
		1948–2000	−10,2	0,56	1,94	12	0,53	0,53
	NCEP	1948–2000	−10,5	0,47	0,97	23	0,40	0,32
JJAS	GSDIO	1860–2050	4,0	0,65	0,82	19	0,43	0,70
		1960–2050	4,4	0,70	2,46	8	0,63	0,92
		1948–2000	3,7	0,42	1,67	20	0,42	0,61
	NCEP	1948–2000	3,1	0,35	−0,62	26	0,37	−0,27
DJFM	GSDIO	1861–2050	−23,2	1,80	2,41	18	0,44	0,74
		1960–2050	−22,1	1,93	6,54	8	0,63	0,90
		1948–2000	−24,0	0,98	1,91	31	0,35	0,30
	NCEP	1949–2000	−22,8	0,83	2,83	34	0,33	0,51

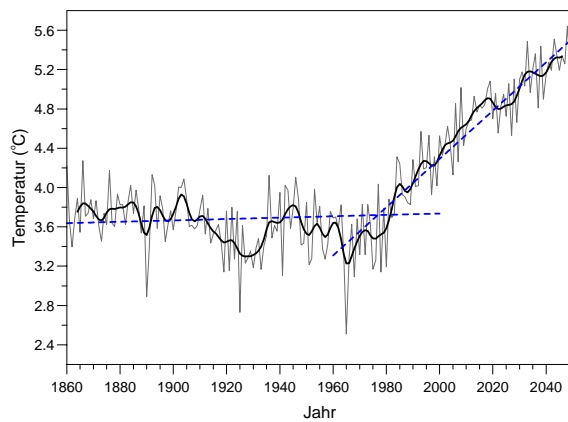
Tabelle 5.5: Für die Zeitreihen von Jahres-, Sommer- (JJAS) und Wintermitteln (DJFM) der 2m-Temperatur in der Nordpolarregion (nördlich 60°N) sind für mehrere Zeiträume aus dem GSDIO–Szenario und den NCEP–Reanalysen jeweils die folgenden Größen angegeben: der Mittelwerte der 2m-Temperatur $\bar{\vartheta}$ mit der zugehörigen Standardabweichung σ , der Regressionskoeffizient für den linearen Trend a_1 , die reduzierte Anzahl der Freiheitsgrade der Zeitreihe ν mit dem zugehörigen Grenzwert des Korrelationskoeffizienten $r_{0.05}$ für eine Irrtumswahrscheinlichkeit von 0,05 sowie der Korrelationskoeffizient $r(t, \vartheta)$ zur Abschätzung der Signifikanz des linearen Trends (siehe Abschnitt 4.2).



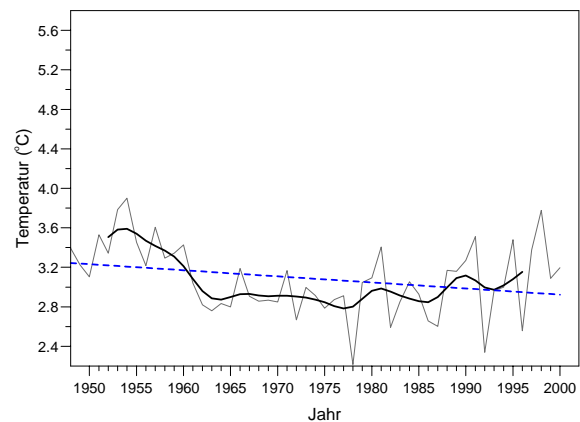
(a) GSDIO-Szenario, Jahresmittel



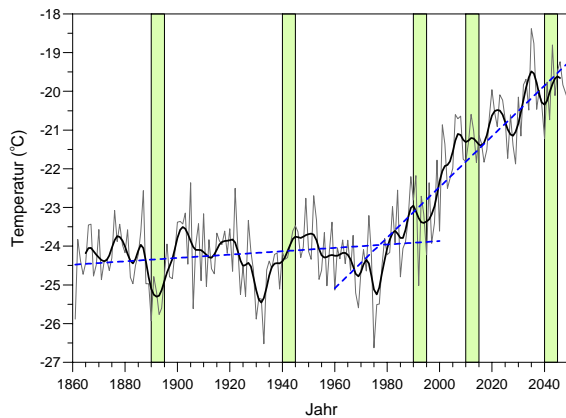
(b) NCEP-Reanalysen, Jahresmittel



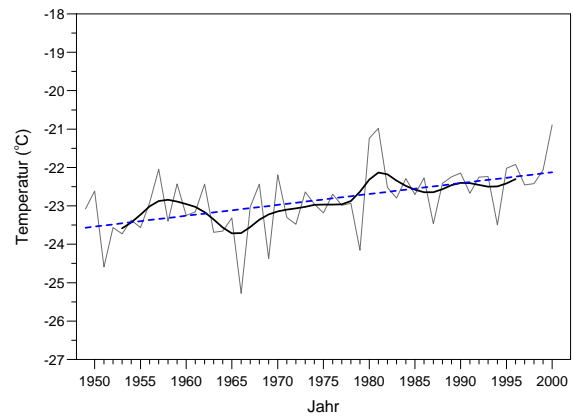
(c) GSDIO-Szenario, JJAS-Mittel



(d) NCEP-Reanalysen, JJAS-Mittel



(e) GSDIO-Szenario, DJFM-Mittel



(f) NCEP-Reanalysen, DJFM-Mittel

Abbildung 5.7: Jahres-, Sommer- (JJAS) und Wintermittel (DJFM) der Lufttemperatur in 2 m Höhe gemittelt über das gesamte Gebiet nördlich von 60°N (dünne Linien) vom GSDIO-Szenario und von den NCEP-Reanalysen. Die durchgezogenen dicken Linien repräsentieren die Zeitreihen nach einer gaußschen Tiefpassfilterung über 10 Jahre, und die gestrichelten Linien zeigen die linearen Trends von 1860 bis 2000 und von 1960 bis 2050 im Szenario bzw. von 1948 bis 2000 in den Reanalysen. Die hellgrauen Balken bei den DJFM-Mitteln vom GSDIO-Szenario markieren fünf ausgewählte 6-Jahres-Perioden.

auch im Jahresmittel liegen die Temperaturen der Arktis jeweils zwischen $-9,5^{\circ}\text{C}$ und $-11,5^{\circ}\text{C}$. Für den Vergleichszeitraum 1948–2000 liegen die Jahresmitteltemperaturen des GSDIO–Szenarios allerdings um etwa $0,3\text{ K}$ über denen der NCEP–Reanalysen, zeigen aber größere Abweichungen im Sommer (etwa $0,6\text{ K}$) und sind im Winter sogar etwa $1,2\text{ K}$ niedriger als in den Reanalysen.

Ein deutlicher Aufwärtstrend zeigt sich im GSDIO–Szenario etwa ab den 1970er Jahren. In den Jahresmitteltemperaturen zeigt sich von 1960 bis zum Simulationsende 2050 eine Erwärmung von etwa 4 K in der Nordpolarregion, wobei die Erwärmung im Sommer nur etwa 2 K und im Winter fast 6 K beträgt. Diese Aufwärtstrends sind jeweils statistisch signifikant. Da diese deutlichen Aufwärtstrends bereits in der Mitte des Vergleichszeitraums 1948–2000 einsetzen, zeigen sich auch in dieser Periode jeweils Aufwärtstrends, die sogar teilweise signifikant sind. In den NCEP–Reanalysen ist bei den Jahresmitteltemperaturen ebenfalls ein Aufwärtstrend festzustellen, der aber schwächer ist als der des Szenarios im gleichen Zeitraum. Allerdings zeigt sich in den Reanalysen ein Abwärtstrend der Temperatur im Sommer und ein wesentlich stärkerer, statistisch signifikanter

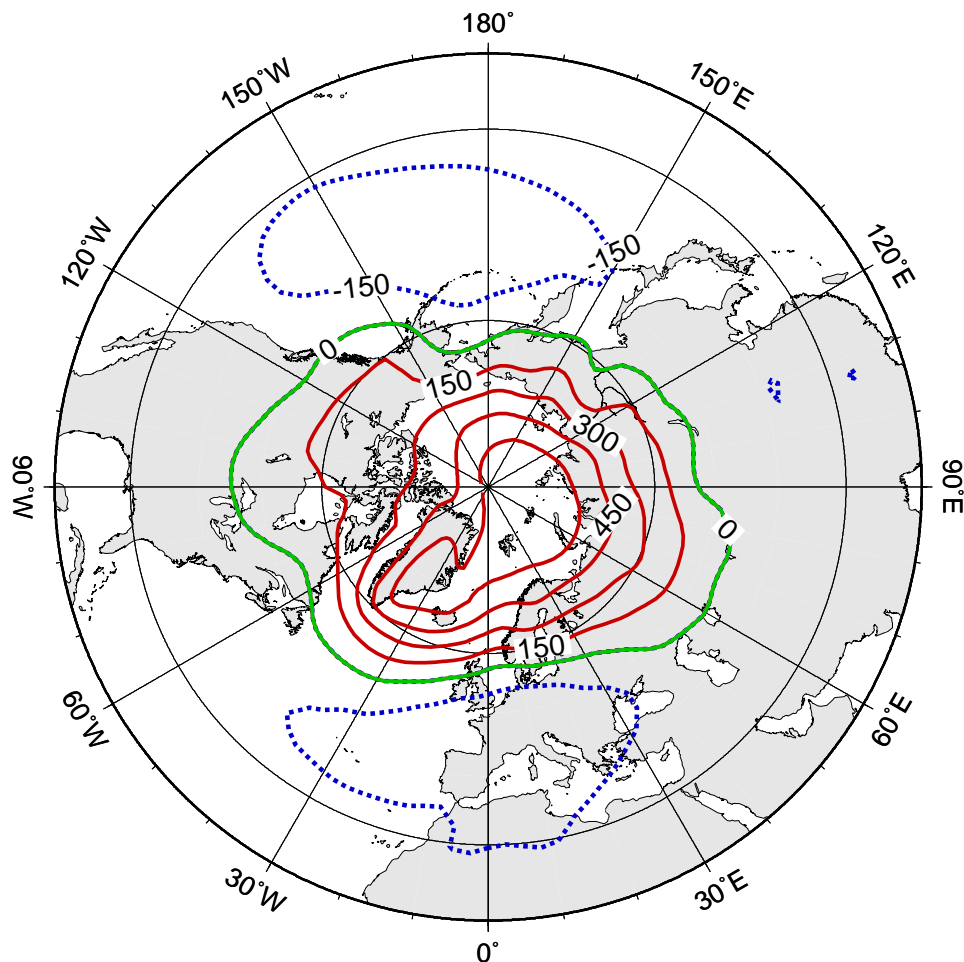


Abbildung 5.8: 1. EOF der monatsgemittelten Luftdruckfelder der Wintermonate Dezember bis März vom GSDIO–Szenario für das Gebiet nördlich von 20°N (Einheit: Pa). Die durchgezogenen Isolinien repräsentieren positive und die gepunkteten Isolinien negative Anomalien. Die Nulllinie ist grau dargestellt. Der Isolinienabstand beträgt 150 Pa .

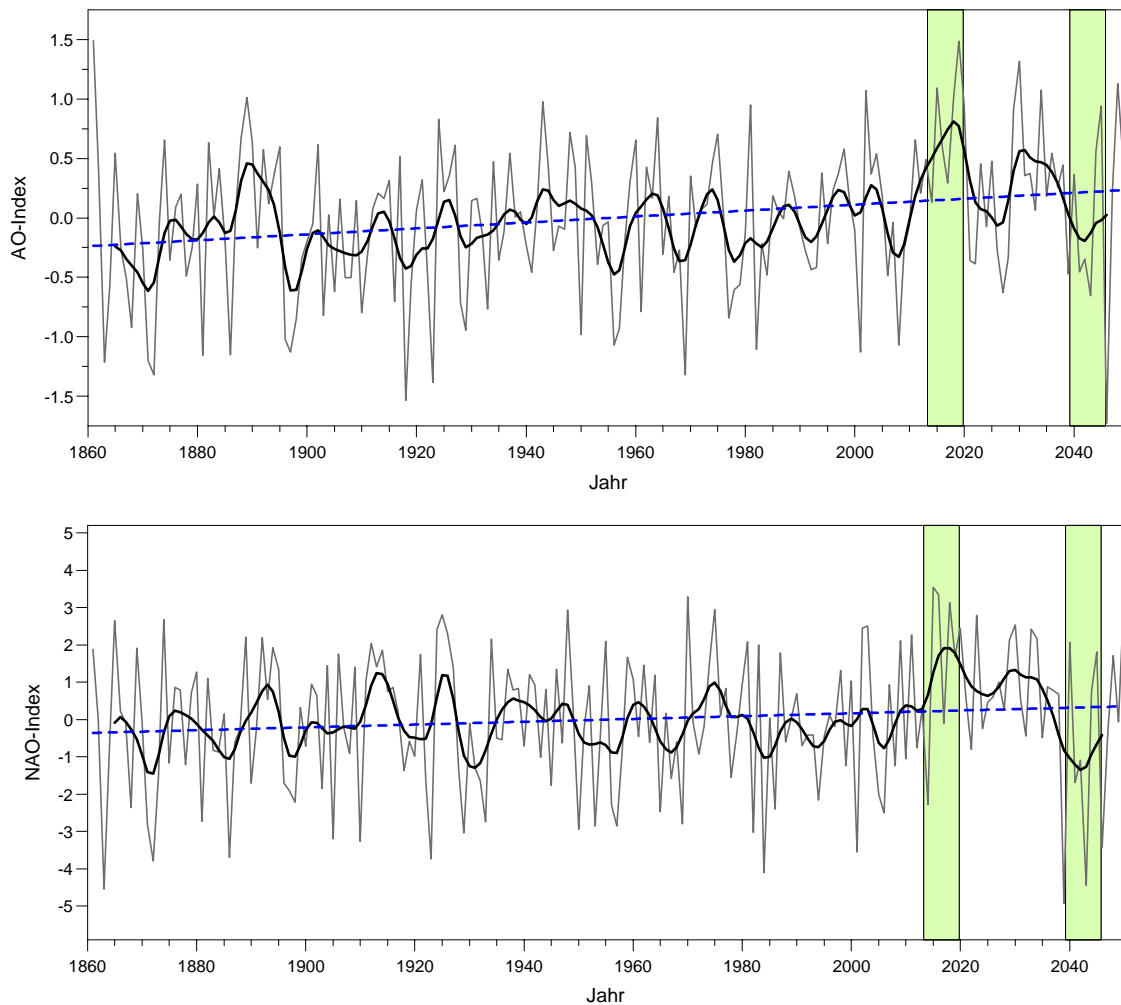


Abbildung 5.9: AO-Index (oben) und NAO-Index (unten) im Winter (DJFM) vom GSDIO-Szenario. Die durchgezogenen dicken Linien repräsentieren die Zeitreihen nach einer gaußschen Tiefpassfilterung über 10 Jahre, und die gestrichelten Linien zeigen die linearen Trends. Die hellgrauen Balken markieren die beiden ausgewählten 8-Jahres-Perioden des GSDIO-Szenarios.

Aufwärtstrend im Winter.

Von besonderem Interesse ist auch, ob sich die natürlichen Schwingungsmuster der NAO oder AO im GSDIO-Szenario durch den Einfluss der erhöhten Treibhausgase und Aerosole verändern bzw. eine Phase bevorzugt auftritt, zumal Beobachtungen einen deutlichen Trend zur positiven Phase in den letzten Jahrzehnten zeigen (siehe Abbildung 5.6). HURRELL et al. [2001] vertreten zudem die Meinung, dass es zunehmend weniger wahrscheinlich ist, dass natürliche Variabilität die Ursache für diesen Trend darstellt, und zwar unabhängig davon, welche Antriebsmechanismen letztlich für diese atmosphärische Schwingung verantwortlich sind.

Abbildung 5.8 zeigt die 1. EOF (zur Erläuterung siehe Abschnitt 4.4) der monatsgemittelten Luftdruckfelder nördlich von 20°N der Monate Dezember bis März vom GSDIO-Szenario. Dieses dominierende Muster im GSDIO-Szenario hat einen Anteil

von 37% an der Gesamtvarianz des Feldes und repräsentiert wiederum die Arktische Oszillation mit ihren typischen Aktionszentren (vergleiche Abschnitt 2.3). Ein Vergleich des AO–Musters im GSDIO–Szenario mit dem des CTRL (Abbildung 5.2) zeigt außerdem eine erstaunliche Übereinstimmung sowohl in der Lage der Aktionszentren als auch bei den Absolutwerten. Trotz veränderter Randbedingungen (Treibhausgase, Aerosole), unterschiedlicher Ozeanmodelle und verschiedener horizontaler Auflösungen beider Experimente zeigt sich die Arktische Oszillation mit einem nahezu identischen Muster in den beiden Simulationen, sodass es sich hier um ein sehr robustes internes Schwingungsphänomen der Atmosphäre zu handeln scheint.

Der entsprechende AO–Index (I'_{AO} ; gemittelt über die vier Monate Dezember bis März eines jeden Winters) des GSDIO–Szenarios ist in Abbildung 5.9 zusammen mit den NAO–Index (I'_{NAO}) dargestellt. Beide Zeitreihen zeigen auch im GSDIO–Szenario eine starke Variabilität, aber zusätzlich auch einen leichten Aufwärtstrend, der beim AO–Index etwas deutlicher als beim NAO–Index ist. Insbesondere zwischen 2015 und 2020 zeigt sich eine stark positive Phase der NAO/AO. Gegen Ende der Simulation, etwa zwischen 2040 und 2045, ist dann allerdings wieder ein Wechsel in die negative Phase zu sehen, sodass man nicht von einem allgemeinen Trend zur positiven Phase durch den Einfluss der Zunahme von Treibhausgasen und Aerosolen ausgehen kann.

Neuere Untersuchungen haben gezeigt, dass die AO durch Treibhausgase beeinflusst werden kann [FYFE et al., 1999; SHINDELL et al., 1999; ZORITA und GONZÁLEZ-ROUCO, 2000]. Während die Modellexperimente von FYFE et al. [1999] allgemein einen deutlichen Aufwärtstrend des AO–Index unter zunehmenden Treibhausgaskonzentrationen zeigen, tritt in den Treibhausgas-Experimenten von SHINDELL et al. [1999] ein Aufwärtstrend des AO–Index nur bei einer realistischen Repräsentation der Stratosphäre auf (Modellobergrenze bei 0,002 hPa). Die Experimente, deren Modellobergrenze bereits in der mittleren Stratosphäre bei 10 hPa liegt, zeigen keinen Trend der AO. Als Ursache wird die eingeschränkte Möglichkeit des Modells für eine realistische Simulation der vertikalen Ausbreitung planetarer Wellen angesehen, wodurch sowohl die stratosphärische als auch die troposphärische Zirkulation beeinflusst wird [BOVILLE und CHENG, 1988].

ZORITA und GONZÁLEZ-ROUCO [2000] haben in Ensemble-Simulationen des HadCM2 (Klimamodell des “Hadley Centre for Climate Prediction and Research”) und zwei ECHAM–Läufen sowohl Aufwärts- als auch Abwärtstrends des AO–Index unter dem gleichen Treibhausgas-Szenario gefunden. Diese verschiedenen Trends haben ihrerseits einen starken Einfluss auf regionale Temperaturänderungen und könnten Ausdruck einer unterschiedlichen Häufigkeit des Auftretens natürlicher Zirkulationsregime der Atmosphäre sein [CORTI et al., 1999]. Sowohl das HadCM2 als auch das ECHAM beinhalten nur eine grobe Repräsentation der Stratosphäre (Modellobergrenze bei 5 hPa bzw. 10 hPa), sodass der Einfluss der Stratosphäre auf die AO möglicherweise unrealistisch wiedergegeben wird. Das Gleiche gilt natürlich auch für die AO des GSDIO–Szenarios, in welchem neben zunehmenden Treibhausgasen allerdings auch die Effekte der ansteigenden Menge an Aerosolen berücksichtigt werden. Diese zusätzlichen Effekte des Aerosols führen im Vergleich zu einem reinen Treibhausgas-Szenario zu einer Reduktion der Erwärmung [ROECKNER et al., 1999] und wirken sich möglicherweise auch auf die AO aus.

5.3.3 Auswahl von Perioden für die Regionalisierung des arktischen Klimas

In Anlehnung an die Auswahl von Perioden aus dem CTRL (vergleiche Abschnitt 5.2.3) erfolgte auch hier wiederum eine Auswahl von mehrjährigen Perioden für die Regionalisierung des arktischen Klimas. Da im Winter des GSDIO-Szenarios nicht nur eine stärkere Variabilität, sondern insbesondere eine größere Erwärmung festzustellen ist, wurden allerdings nur Wintersimulationen durchgeführt, die aber den gesamten Winter (Dezember bis März) umfassten.

Auswahl von Perioden bezüglich warmer und kalter Winter

Im Hinblick auf die durch anthropogene Emissionen verursachte starke winterliche Erwärmung erfolgte auch hier eine Auswahl von mehreren 6-Jahres-Perioden für die Regionalisierung des arktischen Klimas. Dabei wurden allerdings nicht warme oder kalte Perioden aufgrund statistischer Überlegungen, sondern einfach vier Perioden im Abstand von jeweils 50 Jahren aus dem GSDIO-Szenario ausgewählt. Das einzige Kriterium war, dass jede folgende ausgewählte Periode im Mittel ein wärmeres Klima als die vorhergehende aufweist.

Um dem stärkeren Temperaturanstieg ab dem Ende des 20. Jahrhunderts gerecht zu werden, wurde ergänzend noch ein fünfte Periode ausgewählt, die zwischen den beiden letzten liegt. Diese fünf ausgewählten 6-Jahres-Perioden sind in Abbildung 5.7(e) durch hellgraue Balken markiert. Eine Übersicht über die mittleren Wintertemperaturen innerhalb der einzelnen 6-Jahres-Perioden bietet Tabelle 5.6.

Jahre	Mittlere 2m-Temperatur (°C) in der Arktis						Mittel
	Jahr-1	Jahr-2	Jahr-3	Jahr-4	Jahr-5	Jahr-6	
1890–1895	–25,9	–24,8	–25,2	–25,8	–25,6	–24,7	– 25,3
1940–1945	–24,2	–24,3	–24,3	–24,0	–23,6	–23,5	– 24,0
1990–1995	–22,8	–22,2	–25,0	–22,7	–23,2	–24,2	– 23,4
2010–2015	–21,8	–21,3	–20,6	–21,0	–21,8	–21,1	– 21,3
2040–2045	–21,2	–19,8	–20,7	–18,8	–20,1	–19,5	– 20,0
1860–2050	—						– 23,2

Tabelle 5.6: Ausgewählte 6-Jahres-Perioden des GSDIO-Szenarios bezüglich warmer oder kalter Winter in der Arktis. Die Spalten Jahr-1 bis Jahr-6 enthalten die mittleren 2m-Temperaturen der einzelnen Winter (DJFM) innerhalb der Perioden. Der Mittelwert der fünf Perioden und der gesamten Zeitreihe steht jeweils in der letzten Spalte (Mittel).

Die Wintertemperaturen der ersten beiden Perioden, und mit Abstrichen auch noch die der dritten, liegen im Schwankungsbereich natürlicher Klimavariabilität, die bezüglich einzelner Wintermittel im GSDIO-Szenario etwa den Temperaturbereich von $-26,5^{\circ}\text{C}$

bis $-22,5^{\circ}\text{C}$ umfasst (siehe Abbildung 5.7(e)), sodass maximale Schwankungen der mittleren Wintertemperaturen von etwa 4 K als natürlich einzustufen sind. Zum Vergleich sei hier auch der Schwankungsbereich der entsprechenden Temperaturen im CTRL angegeben: Diese bewegen sich im Temperaturbereich von etwa -27°C bis -22°C und beinhalten somit maximale Schwankungen von etwa 5 K, wobei zu berücksichtigen ist, dass auch der Simulationszeitraum deutlich länger war.

Das Wintermittel der 2m-Temperaturen in der Arktis beträgt im ersten Teil (bis etwa 1980) des GSDIO–Szenarios etwa $-24,5^{\circ}\text{C}$ (dieser Wert entspricht dem des CTRL), doch schon die Periode 2010–2015 weist im Mittel um mehr als 3 K höhere Temperaturen auf. Die letzte Periode 2040–2045 ist nochmal 1,3 K wärmer und liegt letztlich etwa 4,5 K über dem Temperaturmittel der Jahre 1860–1980. Im Vergleich zur ersten, kältesten 6-Jahres-Periode 1890–1895 ist die letzte, wärmste Periode 2040–2045 sogar um 5,3 K wärmer und übertrifft zudem deutlich den Bereich natürlicher Schwankungen.

Die Temperaturen der einzelnen Winter zeigen überwiegend nur geringe Abweichungen zum Periodenmittelwert, sodass jeder einzelne Winter bezüglich der Temperaturen als repräsentativ für die Periode eingestuft werden kann.

Auswahl von Perioden bezüglich positiver und negativer Phasen der NAO/AO

Um den Einfluss der NAO/AO auf das arktische Klima unter geänderten Klimarandbedingungen näher zu untersuchen, wurden aus dem GSDIO–Szenario wiederum Perioden ausgewählt, die diesmal die positive und die negative Phase der NAO/AO repräsentieren. Dazu boten sich die beiden bereits erwähnten Perioden gegen Ende der Simulation an: Für die negative Phase die Jahre 2013–2020 und für die positive Phase die Jahre 2039–2046. Beide Perioden umfassen diesmal allerdings 8 statt 6 Jahre, um die Aussagekraft der Ergebnisse zu erhöhen.

Die beiden ausgewählten 8-Jahres-Perioden sind in Abbildung 5.9 durch hellgraue Balken markiert. Die einzelnen Werte des NAO– und AO–Index innerhalb der beiden 8-Jahres-Perioden sind wiederum zur Übersicht in Tabelle 5.7 aufgelistet.

Jahre	Index	J-1	J-2	J-3	J-4	J-5	J-6	J-7	J-8	Mittel
2013–2020	I_{NAO}	0,3	-2,3	3,5	3,3	-0,1	3,1	1,7	2,5	1,5
	I'_{AO}	0,5	0,1	1,1	0,6	0,3	1,0	1,5	0,9	0,8
2039–2046	I_{NAO}	-4,9	2,1	-1,7	-1,1	-4,4	0,7	1,8	-3,4	-1,4
	I'_{AO}	-0,5	0,4	-0,5	-0,3	-0,7	0,6	0,9	-1,7	-0,2

Tabelle 5.7: Ausgewählte 8-Jahres-Perioden des GSDIO–Szenarios bezüglich positiver oder negativer Phasen der NAO und AO. Die Spalten J-1 bis J-8 enthalten den NAO– und den AO–Index der einzelnen Winter innerhalb der Perioden. Die Mittelwerte der beiden Perioden stehen jeweils in der letzten Spalte (Mittel).

In beiden ausgewählten Perioden des GSDIO–Szenarios treten einzelne Winter mit entgegengesetztem Vorzeichen zum Periodenmittelwert des entsprechenden Index auf. Diese

jährliche Variabilität innerhalb einzelner, längerer Phasen mit ansonsten einheitlichem Vorzeichen scheint typisch für diese atmosphärische Schwingung zu sein, zumal analoge Schwankungen auch beim CTRL festzustellen sind (siehe Tabelle 5.4). Auch in den Beobachtungsdaten (siehe Abbildung 5.6) finden sich nur vereinzelt 8-jährige Phasen, in denen kein Vorzeichenwechsel im NAO-Index auftritt.

6 Warme und kalte Zustände des arktischen Klimas

In Bezug auf ein im Mittel warmes oder kaltes arktisches Klima ist es einerseits von Interesse, welche regionale Verteilung die verschiedenen Klimaparameter aufweisen, z.B. ob es ausgezeichnete Gebiete gibt, in denen deutlich stärkere Klimavariationen als in anderen Gebieten auftreten, und andererseits ist es bislang ungeklärt, ob unterschiedliche atmosphärische Zirkulationszustände mit einem warmen oder kalten arktischen Klima in Verbindung stehen.

In diesem Kapitel werden die großräumigen Zirkulationsunterschiede und die damit verbundenen regionalen Klimabedingungen der Arktis, welche für ein überwiegend warmes oder kaltes Klima charakteristisch sind, anhand der Simulationsergebnisse des HIRHAM4 analysiert. Die Grundlage für diese Untersuchung bilden die in Abschnitt 5.2.3 beschriebenen Perioden des CTRL. Demzufolge repräsentieren auftretende klimatische Unterschiede lediglich eine natürliche, interne Variabilität des arktischen Klimasystems.

Der erste Abschnitt befasst sich mit dem arktischen Winterklima, welches hier durch den Monat Januar repräsentiert wird, und der zweite Abschnitt geht auf das arktische Sommerklima ein, für das stellvertretend der Monat Juli ausgewählt wurde. Da die interne Klimavariabilität im Winter deutlich stärker ist als im Sommer (vergleiche auch Abschnitt 5.2.3), wurde in diesem Kapitel der Schwerpunkt auf die Untersuchung des arktischen Winterklimas gelegt.

6.1 Kennzeichen eines warmen oder kalten Januars

6.1.1 Korrelationsmuster

Bevor auf die unterschiedlichen Klimabedingungen in warmen und kalten Januar eingegangen wird, soll zuerst der Zusammenhang zwischen der zur Periodenauswahl verwendeten, gebietsgemittelten 2m-Temperatur \hat{T} des CTRL und einzelnen simulierten Feldern $\psi(\lambda, \phi)$ des HIRHAM4 dargestellt werden. Dazu wurde der Korrelationskoeffizient zwischen den Monatsmitteln von \hat{T} und $\psi(\lambda, \phi)$ an jedem Gitterpunkt (λ, ϕ) des HIRHAM4 entsprechend Gleichung (4.4) berechnet. Für die Signifikanzabschätzung (sie-

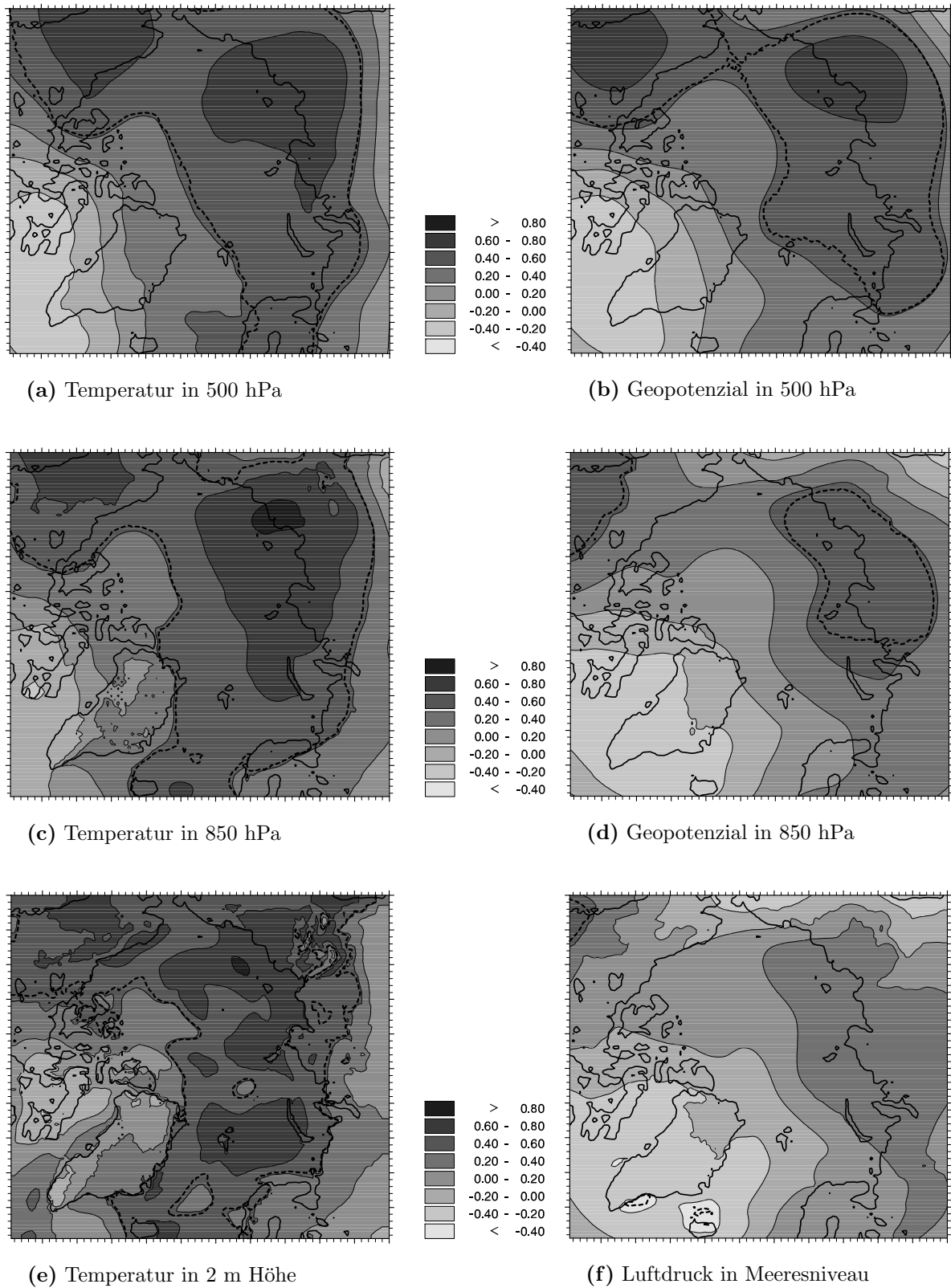


Abbildung 6.1: Korrelationskoeffizienten zwischen der über die Nordpolarregion gemittelten 2m-Temperatur des CTRL im Januar und monatsgemittelten Feldern der 24 Januar-Simulationen des HIRHAM4. Die gestrichelten Linien geben die 95%–Signifikanzgrenze an.

he auch Abschnitt 4.2) wurde die reduzierte Anzahl der Freiheitsgrade nach Gleichung (4.7) berücksichtigt.

Abbildung 6.1 zeigt die Korrelationskoeffizienten zwischen \hat{T} und 6 repräsentativen Feldern der 24 Januar-Simulationen des HIRHAM4, wobei auf der linken Seite die Korrelation mit Temperaturfeldern und auf der rechten Seite die Korrelation mit den, die Strömung widerspiegelnden, Geopotenzial- bzw. Luftdruckfeldern dargestellt ist. Es zeigt sich, dass die über die Nordpolarregion gemittelten 2m-Temperaturen einen deutlichen Zusammenhang mit den 2m-Temperaturen sowohl über den meisten arktischen Meeresgebieten als auch in Sibirien und Alaska aufweisen (Abbildung 6.1(e)). Die Korrelationskoeffizienten sind in diesen Gebieten meist größer als 0,4 und überwiegend statistisch signifikant auf dem 95%-Niveau. Zusätzlich zeigt sich aber auch ein Gebiet mit antikorrelierten 2m-Temperaturen im Bereich der Baffin-Insel, d.h. dass dort z.B. häufig niedrigere Temperaturen anzutreffen sind, falls die Arktis allgemein ein warmes Klima aufweist.

Interessant ist, dass sich dieser Zusammenhang nicht nur bei den Temperaturen in Bodennähe sondern auch in höheren Schichten zeigt, z.B. in 850 hPa (Abbildung 6.1(c)) oder auch in 500 hPa (Abbildung 6.1(a)), sodass es sich hier um einen annähernd barotropen Temperaturzusammenhang¹ handelt, der sich über die gesamte Troposphäre erstreckt. Entscheidend ist aber, dass sich die gesamte Troposphäre in Zusammenhang mit einer höheren mittleren Temperatur nicht in allen Regionen wärmer, sondern in einigen auch kälter zeigt, sodass Unterschiede in der großräumigen atmosphärischen Zirkulation bestehen müssen.

Diese Aussage bestätigt sich, wenn man die Korrelation zwischen \hat{T} und dem Luftdruckfeld (Abbildung 6.1(f)) sowie den Geopotenzialfeldern in 850 hPa (Abbildung 6.1(d)) und 500 hPa (Abbildung 6.1(b)) betrachtet. Zeigt sich im Luftdruckfeld lediglich eine örtlich signifikante negative Korrelation zwischen \hat{T} und dem Luftdruck im Bereich des Islandtiefs, so verstärkt sich die positive Korrelation im Bereich der Laptevsee und der Nordwestküste Nordamerikas mit zunehmender Höhe aufgrund der thermischen Ausdehnung der wärmeren Atmosphäre über diesen Gebieten, wogegen die negative Korrelation im Bereich zwischen Island und der Baffin-Insel annähernd gleich bleibt. Folglich ist der entsprechende regionale Unterschied in der atmosphärischen Zirkulation nicht barotrop, sondern in der oberen Troposphäre stärker ausgeprägt als in der unteren.

Diese einfache Korrelationsanalyse zeigt bereits einige wesentliche Unterschiede zwischen einer warmen und kalten Arktis im Wintermonat Januar. Die in Abhängigkeit der gebietsgemittelten 2m-Temperatur mit zunehmender Höhe zunehmende regionale Differenz im Geopotenzialfeld, die letztlich die unterschiedliche Temperaturverteilung widerspiegelt, zeigt, dass ein warmes oder kaltes arktisches Winterklima mit einer unterschiedlichen atmosphärischen Zirkulation in Verbindung steht. Die Zirkulationsgegensätze sind insbesondere in den mittleren und höheren Bereichen der Troposphäre zu erkennen.

Die jeweils 6 Januare der beiden warmen bzw. kalten Perioden (vergleiche Tabelle 5.2)

¹Man beachte, dass sich die Barotropie lediglich auf den Zusammenhang bezieht. Der Zustand der Atmosphäre kann dabei durchaus baroklin sein.

werden im Folgenden zusammengefasst und als warme bzw. kalte Januare bezeichnet. Die simulierten Klimabedingungen dieser warmen und kalten Januare werden im Weiteren näher untersucht, um die Unterschiede und Zusammenhänge auch quantitativ deutlicher hervorzuheben.

6.1.2 Charakteristika der großräumigen Zirkulation

Als Maß für die großräumige Zirkulation der Atmosphäre ist die geopotenzielle Höhe der 500-hPa-Druckfläche eine geeignete Größe, da sie einerseits annähernd die mittlere Strömung in der Troposphäre oberhalb der Grenzschicht widerspiegelt und andererseits die Steuerung synoptischer Druckgebilde beeinflusst.

In Abbildung 6.2(a) und 6.2(b) ist die mittlere geopotenzielle Höhe der 500-hPa-Druckfläche für die warmen und kalten Januare dargestellt. Diese sind durch eine unterschiedliche Lage und Ausdehnung des troposphärischen Wirbels gekennzeichnet. Warme Januare weisen einen troposphärischen Wirbel mit Zentrum über der westlichen Arktis im Bereich des kanadischen Archipels auf, wogegen kalte Januare durch einen stärker ausgedehnten Wirbel (man vergleiche z.B. die 5050-gpm-Isohypse beider Abbildungen) mit Zentrum über der östlichen Arktis im Bereich von Kara- und Laptevsee charakterisiert sind. Im Wirbelzentrum liegt die Druckfläche jeweils unterhalb einer Höhe von 5000 gpm. Die kalten Januare weisen aber auch einen Trog über dem kanadischen Archipel auf, der allerdings schwächer (im Mittel um etwa 50 gpm) ausgeprägt ist als in warmen Januaren. Solche troposphärischen Ausdehnungen des Polarwirbels können während des Winters annähernd stationär sein [DAVIS und BENKOVIC, 1994; OVERLAND et al., 1997], sodass es sich bei diesen Strukturen für den Monat Januar um ein repräsentatives Winterphänomen handeln kann.

Um die Variabilität des Wirbels (zumindest innerhalb des Januars) abzuschätzen, wurden die Standardabweichungen der 500-hPa-Druckflächenhöhe für jeweils alle 12 einzelnen Januare berechnet und anschließend gemittelt. Für die 12 warmen Januare ist das Ergebnis in Abbildung 6.2(c) und für die 12 kalten in Abbildung 6.2(d) dargestellt. Auch bei den Standardabweichungen zeigen sich deutliche Unterschiede zwischen warmen und kalten Januaren. Während in warmen Januaren im Bereich des Wirbelzentrums geringe Standardabweichungen auftreten und die stärksten Schwankungen in der zentralen Arktis zu finden sind, zeigt sich in kalten Januaren eine wesentlich stärkere Variabilität des gesamten Wirbels, aber vor allem auch des Wirbelzentrums. Dies bedeutet, dass der troposphärische Wirbel in der westlichen Arktis in warmen Januaren eine relativ hohe Persistenz aufweist und sich mehr oder weniger häufig bis in die zentrale Arktis ausdehnt. Demgegenüber sind kalte Januare durch wechselnde Lagen des troposphärischen Wirbels gekennzeichnet, wobei extrem tiefe Wirbelzentren in der östlichen Arktis bevorzugt auftreten.

Die Differenz der mittleren geopotenziellen Höhe in 500 hPa zwischen warmen und kalten Januaren ist in Abbildung 6.2(e) dargestellt. Die größte positive Differenz zeigt sich mit etwa 130 gpm im Bereich der Karasee, nicht weit vom mittleren Wirbelzentrum kalter Januare entfernt. Statistisch signifikante Differenzen auf dem 95%-Niveau treten

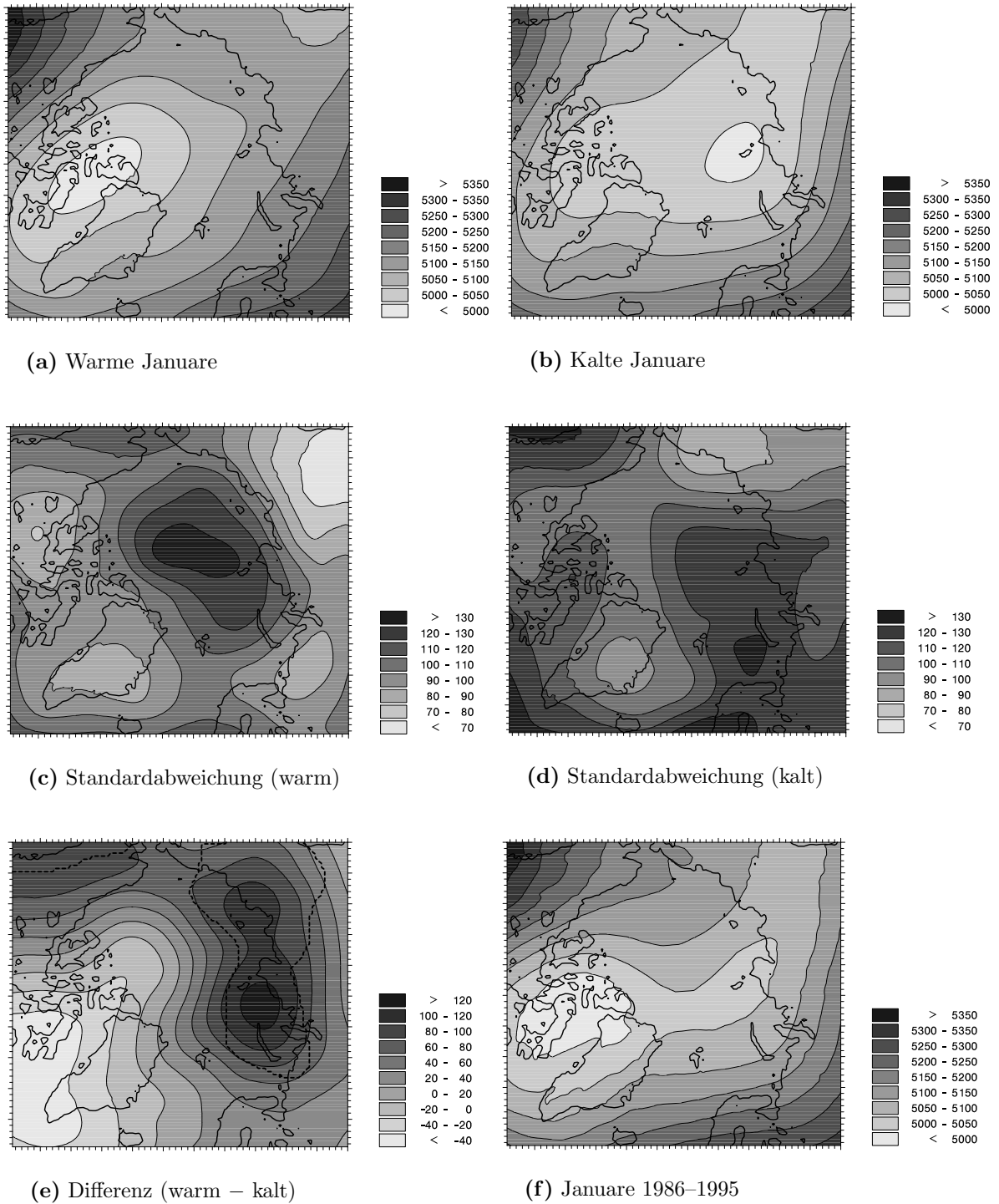


Abbildung 6.2: Mittlere geopotenzielle Höhe in 500 hPa (gpm) von 12 warmen Januaren (a) und 12 kalten Januaren (b) sowie die entsprechenden mittleren Standardabweichungen innerhalb der 12 warmen Januare (c) und innerhalb der 12 kalten Januare (d). Ergänzend ist die Differenz des Mittelwerts zwischen warmen und kalten Januaren (e) und der Mittelwert der Januare von 1986 bis 1995 aus ECMWF-Analysen (f) dargestellt. Die gestrichelte Linie im Differenzbild gibt die 95%-Signifikanzgrenze an.

aber auch in der sibirischen Arktis und entlang der Pazifikküste Kanadas und Alaskas auf. Die negativen Differenzen von bis zu -50 gpm, die sich im Bereich Grönlands und des kanadischen Archipels zeigen, sind hingegen statistisch nicht signifikant.

Vergleicht man Abbildung 6.2(e) mit der entsprechenden Abbildung der Korrelationskoeffizienten 6.1(b), zeigt sich eine deutliche Übereinstimmung in der geografischen Lage positiver und negativer Zentren. Daraus lässt sich schließen, dass die doch recht willkürliche Einteilung in Perioden warmer und kalter Januare insofern gerechtfertigt erscheint, da sich die unterschiedlichen Zirkulationsstrukturen, die mit der gebietsgemittelten 2m-Temperatur in Verbindung stehen, innerhalb dieser Perioden widerspiegeln. Die ausgewählten warmen und kalten Perioden repräsentieren folglich zwei unterschiedliche Zirkulationszustände im arktischen Winter. Dabei kann es sich um quasistationäre Mehrfachzustände der arktischen Atmosphäre handeln, die entweder mit warmen oder mit kalten arktischen Klimabedingungen verbunden sind. Die Existenz mehrerer stabiler Gleichgewichtszustände der Atmosphäre kann durch nichtlineare Wechselwirkungen einer orografisch angeregten Welle mit der großräumigen Zonalströmung hervorgerufen werden [CHARNEY und DEVORE, 1979] und ist somit ein Ausdruck interner Klimavariabilität infolge nichtlinearer dynamischer Prozesse.

Schließlich zeigt Abbildung 6.2(f) die mittlere geopotenzielle Höhe der 500-hPa-Druckfläche für die Januare von 1986 bis 1995 aus dem Datensatz der Analysen des "European Centre for Medium-Range Weather Forecasts" (ECMWF). Die ECMWF-Analysen zeigen, ähnlich wie die warmen Januare, das Zentrum des troposphärischen Wirbels über der westlichen, kanadischen Arktis, aber auch eine größere Ausdehnung des Wirbels über die östliche, sibirische Arktis, wo somit eine größere Ähnlichkeit zu den kalten Januaren besteht. Der Beobachtungszeitraum 1986–1995 kann folglich nicht eindeutig dem warmen oder kalten Zirkulationszustand zugeordnet werden, zumal einzelne Januare innerhalb dieses Zeitraums eindeutig kalte und andere eindeutig warme Klimabedingungen in der Arktis aufwiesen, z.B. der kalte Januar 1989 oder der warme Januar 1990 (vergleiche Abbildung 11 von OVERLAND et al. [1997]). Berechnet man allerdings die Differenzen zwischen den beobachteten Januaren der Analysen und den warmen bzw. kalten Januaren und testet diese auf statistische Signifikanz, so zeigen sich größere statistisch signifikante Unterschiede zwischen den beobachteten Januaren der Analysen und den kalten Januaren als zwischen beobachteten und warmen Januaren.

6.1.3 Charakteristika der Luftdruckverteilung

In Verbindung mit der unterschiedlichen Zirkulation in der mittleren Troposphäre ist auch die entsprechende Luftdruckverteilung in warmen und kalten Januaren recht interessant. In Abbildung 6.3 ist die mittlere Luftdruckverteilung in Meeressniveau für die warmen, kalten und beobachteten Januare sowie die Differenz zwischen warmen und kalten Januaren dargestellt.

Die warmen Januare unterscheiden sich von den kalten durch einen stärkeren Luftdruckgradienten in der östlichen Arktis in Verbindung mit einem stärkeren Islandtief und einer größeren Ausdehnung des Sibirienhochs nach Norden. Die größte positive Differenz mit

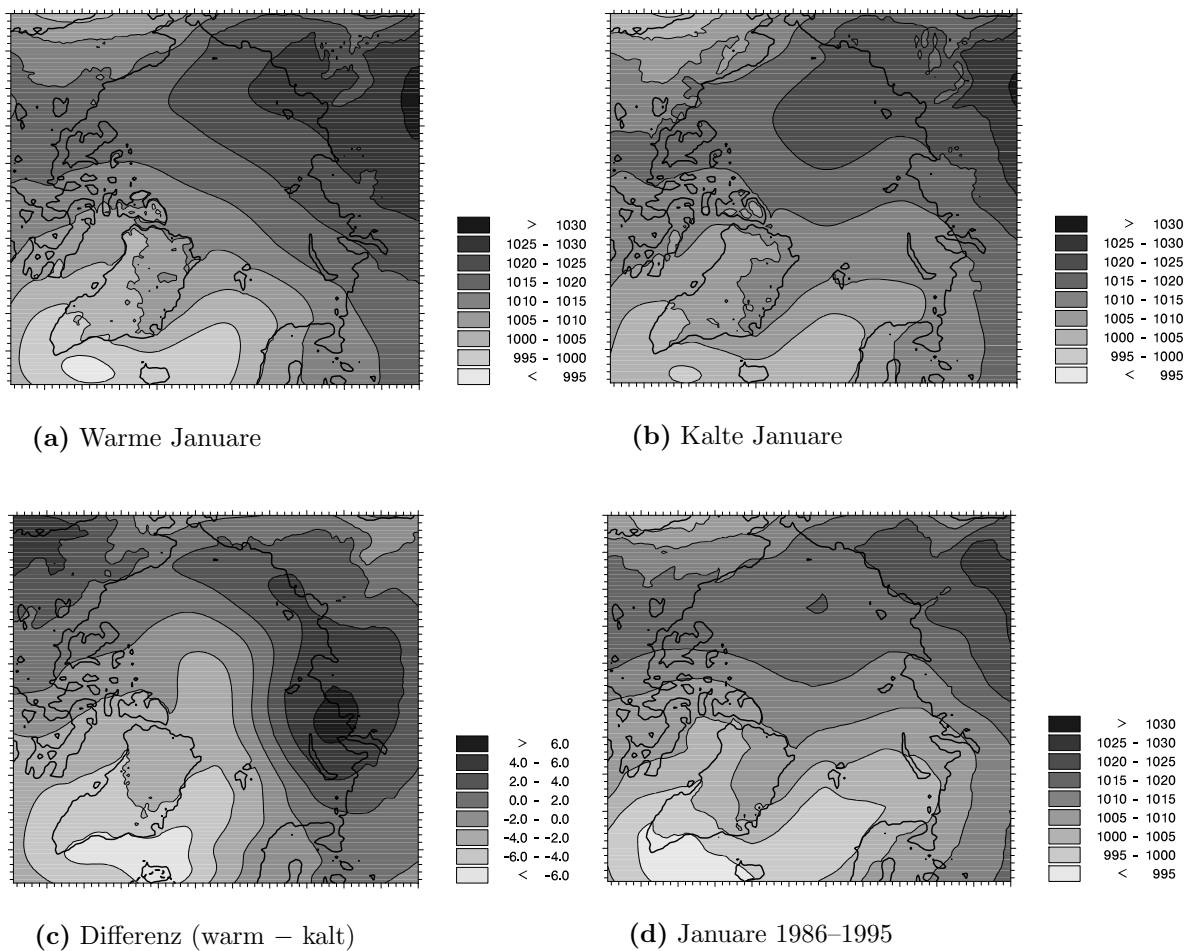


Abbildung 6.3: Mittlerer Luftdruck in Meeresniveau (hPa) von 12 warmen Januaren (a), 12 kalten Januaren (b), der Differenz zwischen warmen und kalten Januaren (c) und den Januaren von 1986 bis 1995 aus ECMWF-Analysen (d). Die gestrichelte Linie im Differenzenbild gibt die 95%-Signifikanzgrenze an.

bis zu 7 hPa zeigt sich demzufolge über Sibirien, aber auch an der Nordwestküste Nordamerikas treten vergleichbar große Unterschiede auf. Die größten negativen Differenzen, ebenfalls mit bis zu 7 hPa, zeigen sich im Bereich des Islandtiefs. Dort findet man auch das einzige Gebiet innerhalb der Arktis, in dem die Differenzen als statistisch signifikant einzustufen sind. Insgesamt ähnelt das Bild der Luftdruckdifferenzen dem Bild der Höhendifferenzen der 500-hPa-Druckfläche (Abbildung 6.2(e)), wobei allerdings der Bereich der größten negativen Differenzen beim Luftdruck Richtung Island verschoben ist.

Das stärkere Islandtief in warmen Januaren könnte vermuten lassen, dass diese mit der positiven Phase der NAO in Verbindung stehen. Allerdings zeigt die Abbildung 6.3(c) nicht die typischen Luftdruckgegensätze zwischen positiver und negativer NAO-Phase (vergleiche Abbildung 7.2). Ferner wurde in Kapitel 5 schon erläutert, dass keine signifikante Korrelation zwischen den mittleren 2m-Temperaturen in der Arktis und der NAO besteht. Die Luftdruckverteilung der beobachteten Januare 1986–1995, einer

Phase mit überwiegend hohem NAO-Index (vergleiche Abbildung 5.6), zeigt zudem ein im Mittel weniger ausgeprägtes Islandtief, und ähnelt im westlichen Teil der Arktis wiederum mehr den warmen und im östlichen Teil mehr den kalten Januaren.

6.1.4 Charakteristika der Temperaturverteilung

Bei der Betrachtung bodennaher Temperaturen dominieren häufig regionale und lokale Effekte, die z.B. aufgrund der Orografie, der Gegensätze zwischen Land, Meer und Eis als auch der Bodenbeschaffenheit oder Landbedeckung entstehen. Für die großräumige Temperaturverteilung in der unteren Troposphäre ist es deshalb günstiger, die Temperatur oberhalb der atmosphärischen Grenzschicht zu betrachten, um Luftmassengegensätze besser identifizieren zu können². Analog zu den vorhergehenden Abbildungen zeigt Abbildung 6.4 die mittlere Temperatur auf der 850-hPa-Druckfläche für die warmen, kalten und beobachteten Januare sowie die Differenz zwischen warmen und kalten Januaren.

Ganz allgemein zeigt sich sowohl in warmen als auch in kalten Januaren eine asymmetrische Temperaturverteilung in Bezug auf den Nordpol, die höchstwahrscheinlich mit der Asymmetrie des troposphärischen Wirbels in Verbindung steht. Die niedrigsten Temperaturen treten, aufgrund der dortigen Höhenlage, jeweils über den ostsibirischen Gebirgszügen und dem grönländischen Inlandeis auf. Im Gegensatz zu den warmen und beobachteten Januaren zeigen die kalten Januare allerdings in der östlichen Arktis bis zu 5 K niedrigere Temperaturen. Die Temperaturdifferenzen zwischen warmen und kalten Januaren sind dort größtenteils statistisch signifikant. Die höchsten Temperaturen finden sich in der vom Ozean geprägten Randzone der Arktis, über dem Nordatlantik und dem Nordpazifik samt angrenzender, stromabwärts liegender Landgebiete. Auch in diesen Bereichen zeigen die kalten Januare um etwa 1 K bis maximal 5 K (über Alaska) niedrigere Temperaturen als die warmen und beobachteten Januare.

Das Bild der Temperaturdifferenzen in 850 hPa ähnelt wiederum den entsprechenden Bildern der Höhendifferenzen der 500-hPa-Druckfläche (Abbildung 6.2(e)) und der Luftdruckdifferenzen (Abbildung 6.3(c)). Diese Tatsache weist darauf hin, dass die Unterschiede zwischen warmen und kalten Januaren vor allem aus einer unterschiedlichen Lage und Ausdehnung des kalten polaren Wirbels in der Troposphäre bestehen, und zwar unabhängig davon, ob die tiefen Temperaturen in der östlichen Arktis letztlich für die Zirkulationsunterschiede verantwortlich sind oder aus diesen resultieren.

Größere Temperaturdifferenzen zwischen den Januaren der ECMWF-Analysen und den warmen Januaren der HIRHAM4-Simulationen zeigen sich insbesondere in den Gebieten mit einer hohen Orografie. Da das HIRHAM4 und das ECMWF-Modell aber unterschiedliche Auflösungen der Orografie besitzen und sich die 850-hPa-Druckfläche lediglich etwa 1,5 km über dem Meeresniveau befindet, werden diese Unterschiede vermutlich durch Effekte innerhalb der bodennahen Grenzschicht verursacht. Wenn auch

²Für die Auswahl von CTRL-Perioden ist die Verwendung von 2m-Temperaturen durchaus angemessen, da diesbezüglich regionale Effekte, wegen der größerer Auflösung und der räumlichen Mittelung, einen geringeren Einfluss haben.

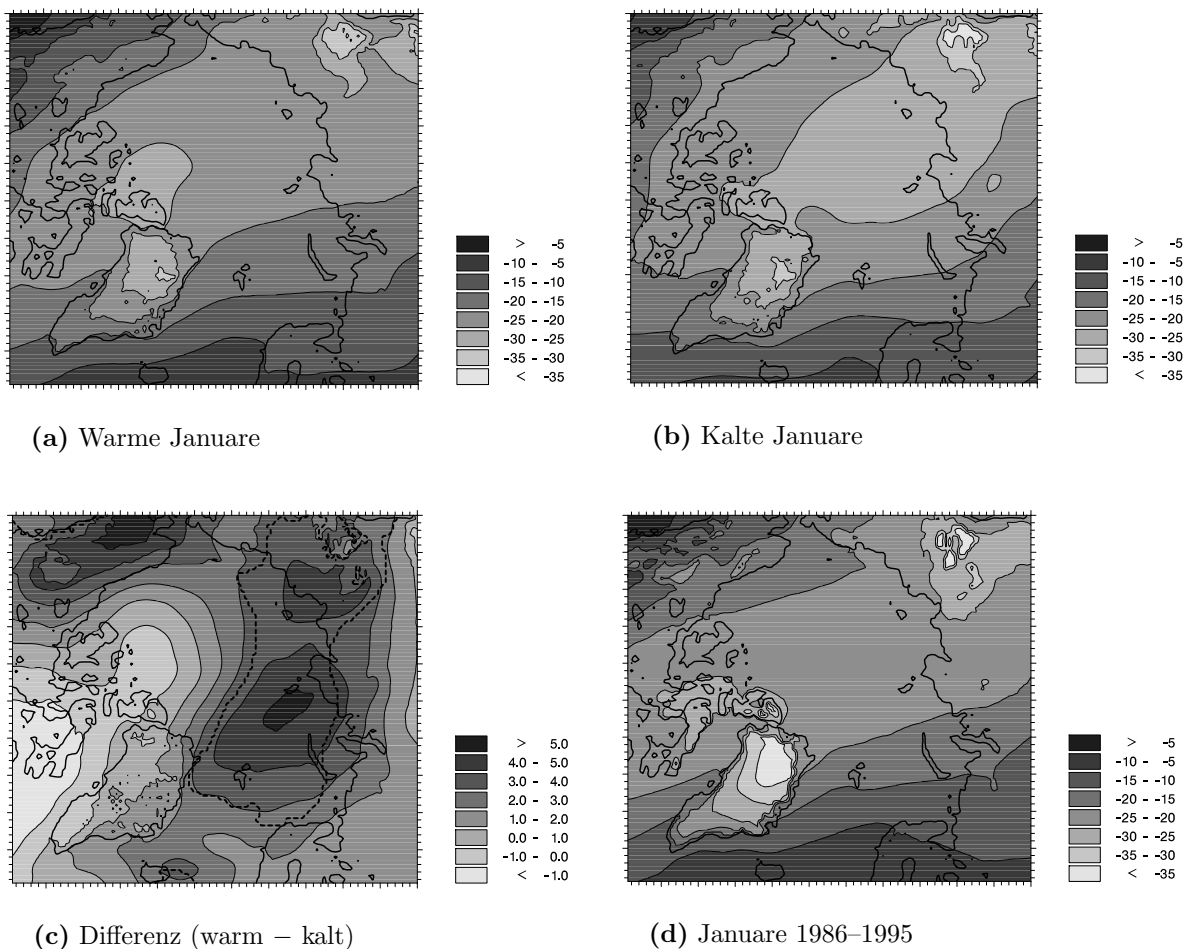


Abbildung 6.4: Mittlere Temperatur in 850 hPa ($^{\circ}\text{C}$) von 12 warmen Januaren (a), 12 kalten Januaren (b), der Differenz zwischen warmen und kalten Januaren (c) und den Januaren von 1986 bis 1995 aus ECMWF-Analysen (d). Die gestrichelte Linie im Differenzenbild gibt die 95%-Signifikanzgrenze an.

die Höhe der 500-hPa-Druckfläche und der Luftdruck in Meeressniveau in den beobachteten Januaren deutliche Merkmale der kalten Januare zeigen, so ist der Unterschied zwischen beobachteten und warmen Januaren bei der 850-hPa-Temperatur überwiegend so gering, dass man den Beobachtungszeitraum 1986–1995 eher dem warmen als dem kalten Zirkulationszustand zuordnen muss.

6.1.5 Advektion warmer oder kalter Luftmassen

Im Folgenden soll die mit den beiden Zirkulationszuständen warmer und kalter Januare in Verbindung stehende Warm- und Kaltluftadvektion näher betrachtet werden, um die Unterschiede zwischen warmen und kalten Januaren zu verdeutlichen. Zudem liefert die Kenntnis der Advektion von Luftmassen wichtige Aufschlüsse über den meridionalen Wärmetransport. Als charakteristische Luftmassentemperatur der unteren Troposphäre wird hier die Schichtmitteltemperatur zwischen den Druckflächen 500 hPa und 1000 hPa

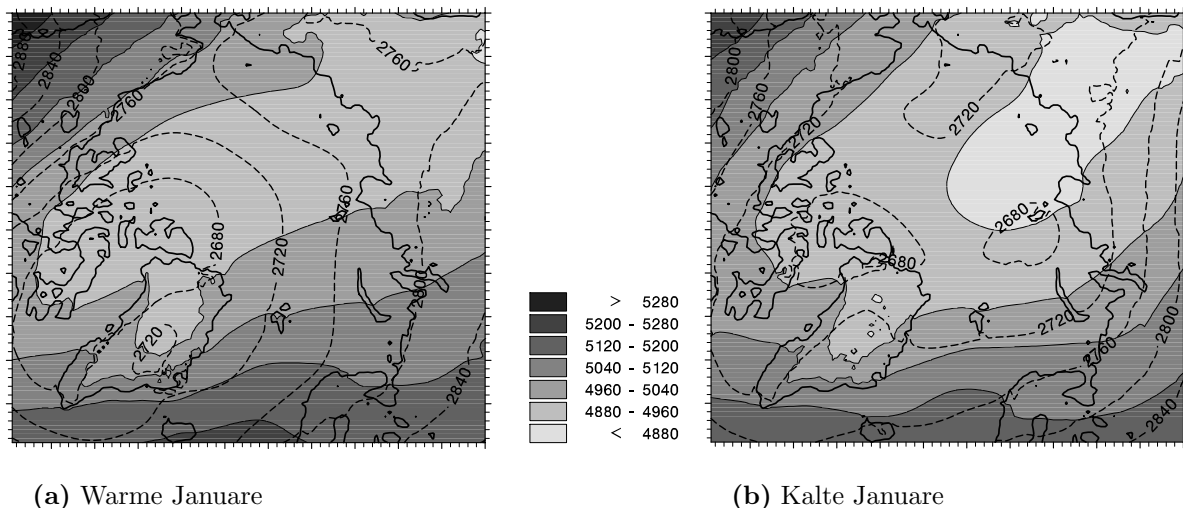
betrachtet. Die Schichtdicke zwischen zwei Druckflächen $\Delta\Phi$, die in der Meteorologie auch als relative Topografie bezeichnet wird, ist ein Maß für die mittlere virtuelle Temperatur \bar{T}_v zwischen diesen Druckflächen. Für die Dicke der Schicht zwischen 500 hPa und 1000 hPa lässt sich aus der statischen Grundgleichung (3.7) und der Gasgleichung (3.1) der Zusammenhang

$$\bar{T}_v = \frac{\Delta\Phi}{R_L \ln(2)} \quad (6.1)$$

ableiten, wobei R_L die Gaskonstante für trockene Luft ist. (Als Faustformel erhält man \bar{T}_v in K, wenn man den Wert von $\Delta\Phi$ in gpm durch 20 teilt.)

Abbildung 6.5 zeigt die mittlere Schichtdicke zwischen den Druckflächen 500 hPa und 1000 hPa zusammen mit der mittleren geopotenziellen Höhe der 700-hPa-Druckfläche für die warmen und die kalten Januare. Die geopotenzielle Höhe der 700-hPa-Druckfläche repräsentiert hier näherungsweise die mittlere Strömung innerhalb der Schicht. Die Schichtdicken (bzw. die virtuellen Schichtmitteltemperaturen) zeigen im Wesentlichen die bereits in Zusammenhang mit Abbildung 6.4 erläuterten Unterschiede zwischen warmen und kalten Januaren und verdeutlichen nochmal die asymmetrische Temperaturverteilung in Bezug auf den Nordpol. Zusätzlich sieht man hier, wegen der gleichzeitigen Darstellung von Isohypsen, dass in warmen Januaren im Mittel eine starke Warmluftadvektion vom Nordatlantik in die östliche und zentrale Arktis stattfindet. Im Gegensatz dazu zeigen die kalten Januare eine stärkere Warmluftadvektion über dem eurasischen Kontinent, wodurch es zur Abschwächung des winterlichen Kältehochs über Sibirien kommen kann. Vermutlich zeigt sich hierin auch ein Grund für die größere Nordausdehnung des Hochs in warmen Januaren.

Über der westlichen Arktis zeigen warme und kalte Januare jeweils eine Warmluftadvektion an der Nordwestküste des nordamerikanischen Kontinents, die in warmen Januaren



(a) Warme Januare

(b) Kalte Januare

Abbildung 6.5: Mittlere Schichtdicke 500–1000 hPa (gpm; Graustufen) und mittlere geopotenzielle Höhe in 700 hPa (gpm; gestrichelte Linien im Abstand von 40 gpm) von 12 warmen Januaren (a) und 12 kalten Januaren (b).

allerdings stärker ausgeprägt und vermutlich für die großen Temperaturunterschiede zwischen warmen und kalten Januaren in dieser Region verantwortlich ist. Der Grund für diese stärkere Warmluftadvektion warmer Januare könnte in einer größeren Ausdehnung des pazifischen Trogas nach Osten liegen, womit eine Verschiebung des entsprechenden Hochdruckrückens über den Westen Nordamerikas einhergeht. Dadurch würde die meridionale Strömung über Alaska und Westkanada zunehmen [DAVIS und BENKOVIC, 1992; BURNETT, 1993].

Ferner zeigen die warmen Januare ein verstärktes Ausströmen von Kaltluft aus der inneren Arktis über das kanadische Archipel in Richtung Nordatlantik. Aufgrund der dort vorhandenen wärmeren Luft könnten häufiger größere Temperaturgradienten auftreten, woraufhin die Strömung baroklin instabil werden könnte, sodass es über dem nordwestlichen Nordatlantik, entsprechend der Vorderseite des Höhentrogas, zu einer häufigeren Zyklonenentwicklung kommen könnte [SERREZE et al., 1997]. Möglicherweise lässt sich das stärkere Islandtief in warmen Januaren auf diese Ursache zurückführen. Eine Verstärkung des Islandtiefs würde auch die meridionale atmosphärische Zirkulation und den polwärts gerichteten atmosphärischen Wärmetransport über dem östlichen Nordatlantik intensivieren [AGNEW, 1993].

6.1.6 Synoptische Aktivität

Ein meridionaler Transport von Wärme und Feuchte erfolgt in Verbindung mit synoptischen Zyklonen, die die Energieumsetzung von einer baroklin instabilen zu einer stabilen Strömung bewerkstelligen (siehe z.B. ETLING [1996]). Dabei werden im Wesentlichen horizontale Temperaturgradienten (und damit die Baroklinität) abgebaut, indem es zu einer Umstrukturierung der ursprünglichen Grundströmung kommt. Dies geschieht hauptsächlich durch synoptisch-skalige Hebungs- und Absinkprozesse, bei denen potenzielle und innere Energie vorübergehend in kinetische Energie umgewandelt wird. Damit kommt es in Verbindung mit Zyklonen auch zu deutlichen Wettererscheinungen. Neben hohen Windgeschwindigkeiten kommt es durch die Hebungsprozesse zur Bildung von Wolken und Niederschlag, wodurch zudem der lokale Wärmehaushalt am Erdboden beeinflusst wird. Aufgrund der Umstrukturierung der ursprünglichen Strömung können außerdem massive Warm- oder Kaltlufteinbrüche auftreten. Die Häufigkeit und die Zugbahnen von Zyklonen haben somit auch wesentlichen Einfluss auf die Klimabedingungen in einzelnen Regionen.

Durch die höhere Auflösung eines regionalen Klimamodells im Vergleich zu einem globalen Klimamodell können nichtlineare Wechselwirkungen und Energietransfers zwischen großen und kleineren Skalen realistischer wiedergegeben werden. Infolgedessen werden auch hydrodynamische Instabilitäten, wie z.B. Zyklonen, in einem Regionalmodell realitätsnäher simuliert, sodass die Anwendung eines regionalen Klimamodells bezüglich der Untersuchung synoptischer Aktivität Vorteile verspricht (vergleiche auch Abschnitt 1.2). Ein Vergleich mit der synoptischen Aktivität im CTRL erfolgt in Abschnitt 7.4 bei der Untersuchung des Einflusses der NAO auf das arktische Winterklima. Hier werden lediglich die Unterschiede zwischen warmen und kalten Januaren diskutiert.

Die Standardabweichungen des Luftdrucks in Meeresniveau an den einzelnen Modellgitterpunkten können als Indikator für die synoptische Aktivität herangezogen werden. Um aber die Langzeit-Variabilität infolge großräumiger Zirkulationsumstellungen zu eliminieren, ist es eine übliche Methode, für die einzelnen Zeitreihen des Luftdrucks eine Bandpassfilterung durchzuführen. Der Filter wird dabei so gewählt, dass lediglich die kurzlebigen, synoptischen Druckschwankungen erhalten bleiben, die überwiegend mit dem Durchzug von Zyklonen in Verbindung stehen. In dieser Arbeit wurden diesbezüglich aus den Luftdruckzeitreihen nur die Fluktuationen im Zeitbereich zwischen 2 und 6 Tagen berücksichtigt. Dazu wurde ein Bandpassfilter verwendet, der durch Subtraktion zweier gaußscher Tiefpassfilter über 2 bzw. 6 Tage erhalten wurde (siehe Abschnitt 4.3). Bei dieser Art der Filterung bleibt allerdings kein spektraler Bereich der Zeitreihenamplituden unverändert [SCHÖNWIESE, 1992], weswegen die Amplituden hier auch nicht interpretiert werden.

In Abbildung 6.6 sind die Standardabweichungen der bandpassgefilterten Luftdruckzeitreihen an jedem Gitterpunkt eines jeden Monats gemittelt über die 12 warmen bzw. 12 kalten Januare dargestellt. Die Standardabweichungen zeigen eine allgemein hohe synoptische Aktivität über dem Nordwesten des nordamerikanischen Kontinents, an der Westküste Grönlands und vor allem über dem Nordatlantik, wobei die Aktivität zwischen Grönland und Skandinavien in warmen Januaren deutlich höher ist als in kalten. Dagegen zeigen kalte Januare eine höhere synoptische Aktivität über dem Nordwesten Russlands. Die niedrigste synoptische Aktivität tritt jeweils im Bereich des Sibirienhochs auf, allerdings ist dieser Bereich in warmen Januaren ausgedehnter als in kalten. Ebenfalls niedrige Standardabweichungen und somit eine niedrige synoptische Aktivität zeigt sich jeweils in der zentralen Arktis und über dem kanadischen Archipel, wobei hier die größten Unterschiede im Bereich des Nordpols auftreten, wo die synoptische Aktivität in warmen Januaren höher ist.

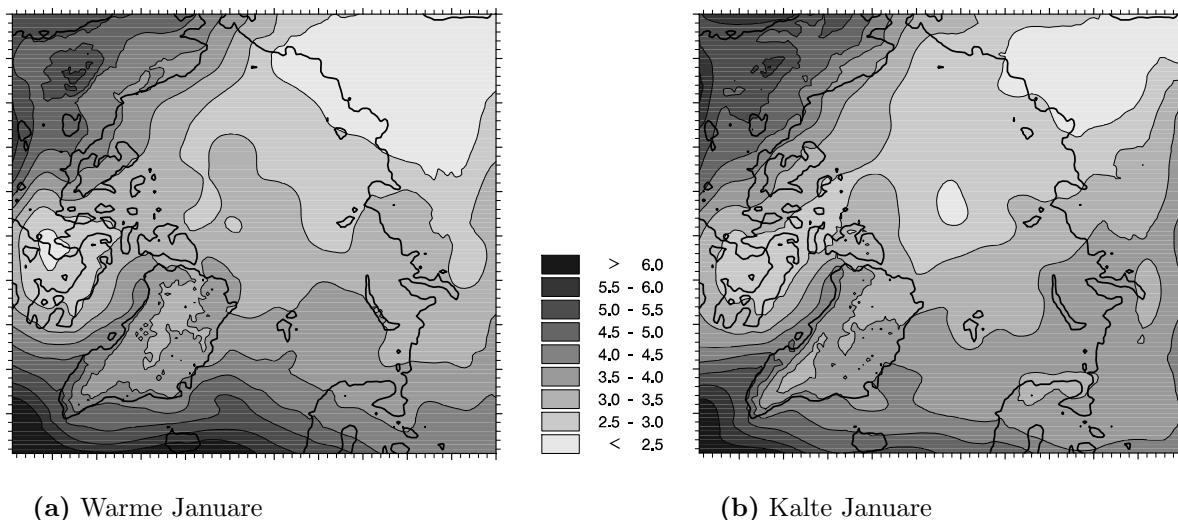


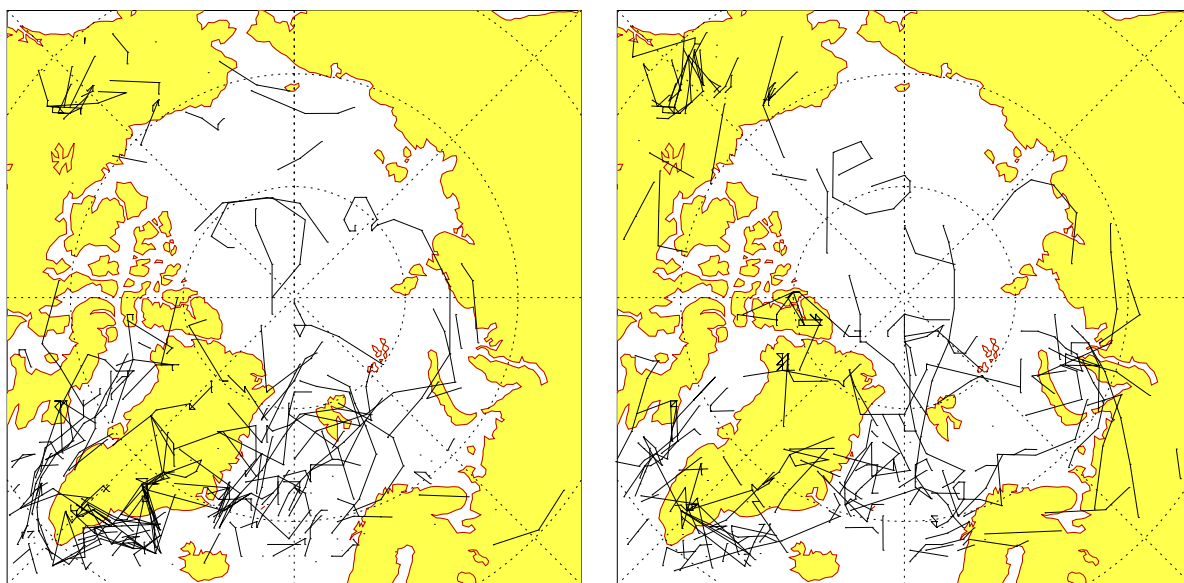
Abbildung 6.6: Mittlere Standardabweichung der bandpassgefilterten (2–6 Tage) Luftdruckzeitreihen eines jeden Monats (hPa) von 12 warmen Januaren (a) und 12 kalten Januaren (b).

6.1.7 Zyklonenzugbahnen

Da diese Unterschiede in den Standardabweichungen sowohl durch Zyklonen als auch durch Antizyklonen verursacht werden können, und auch nichts über die mögliche Zugbahnen aussagen, ist für eine genauere Aussage noch eine weitere Analyse nötig. Dazu wurde der Algorithmus zur Zyklonendetektion von SERREZE et al. [1993] angewendet, der im Wesentlichen identisch ist mit dem von SERREZE [1995] und SERREZE et al. [1997] und dort auch ausführlich beschrieben wird. Die einzigen Änderungen betreffen eine Anpassung an das feinere Gitter des HIRHAM4.

Mit diesem Algorithmus können einzelne Zyklonen und deren Zugbahnen in den Luftdruckdaten des HIRHAM4 entdeckt werden. Eine Zyklone wird als solche identifiziert, wenn der Luftdruck an den 48 benachbarten Gitterpunkten mindestens 0,5 hPa höher ist. Um die Zugbahn einer Zyklone zu finden, wird zum nachfolgenden Zeitschritt (hier 12 Stunden) eine Distanz von maximal 800 km zum ursprünglichen Ort auf Zyklonen abgesucht, wobei die Drucktendenz maximal 40 hPa betragen darf. Erfüllt eine Zyklone zum nachfolgenden Zeitschritt beide Kriterien, wird sie dem alten System zugeordnet, ansonsten stellt diese Zyklone den Beginn eines neuen Systems dar.

Dieser Algorithmus liefert eine große Anzahl von Zyklonen und Zyklonensystemen, von denen einige sicherlich nicht nur rein physikalische Ursachen haben. So entstehen z.B. durch die Reduktion des Luftdruck auf Meeresniveau sogenannte Reduktionshochs und -tiefs, die aufgrund einer falschen Annahme für die imaginäre Temperaturschichtung zwischen der Oberfläche und dem Meeresniveau zustande kommen. Reale wetterwirk-



(a) Warme Januare

(b) Kalte Januare

Abbildung 6.7: Detektierte Zyklonen, deren auf Meeresniveau reduzierter Kerndruck mindestens einmal unterhalb von 980 hPa liegt, von 12 warmen Januaren (a) und 12 kalten Januaren (b).

same Zyklonen weisen häufig einen sehr niedrigen Kerndruck auf. Aus diesem Grund wurden für die Darstellung von Zyklonenzugbahnen lediglich die Zyklonensysteme ausgewählt, die zu einem beliebigen Zeitpunkt einen Kerndruck aufwiesen, der niedriger als 980 hPa war. Die so gefundenen Systeme von Zyklonen sind für die warmen und kalten Januare in Abbildung 6.7 dargestellt.

Die warmen Januare zeigen einen Schwerpunkt der Zyklonenaktivität an der Südspitze Grönlands, wobei einige Zyklonen an der Westküste und etwas mehr an der Ostküste entlang ziehen. Ferner findet man in warmen Januaren eine große Anzahl von Zyklonen über der Grönlandsee und im Bereich südlich und östlich Spitzbergens. Die kalten Januare zeigen in allen eben erwähnten Bereichen eine deutlich geringere Zyklonenaktivität als die warmen Januare, wobei in der nördlichen Baffin-Bay und östlich von Spitzbergen keine Zyklonen auftreten, deren Kerndruck mindestens einmal unterhalb von 980 hPa liegt.

Eine größere Häufigkeit von Zyklonen zeigt sich in kalten Januaren über dem Nordwesten des nordamerikanischen Kontinents, wo allerdings aufgrund der hohen Orografie Reduktionsfehler nicht auszuschließen sind, und vor allem im Bereich der Karasee, wo in warmen Januaren kaum eine tiefe Zyklone anzutreffen ist. Allgemein hat der Algorithmus zur Zyklonendetektion deutliche Schwächen in Gebieten mit einer hohen Orografie. Insbesondere über Grönland werden immer sehr viele Zyklonen entdeckt, was aber gerade aufgrund der hohen Orografie sehr unwahrscheinlich ist. Dass aber auch in einigen Bereichen der Randzone des Modells, wie z.B. im Gebiet um Islands, fast keine Zyklonen (und dies betrifft nicht nur die Zyklonen mit einem Kerndruck unterhalb 980 hPa) erkannt werden, ist sicherlich eine weitere Schwäche des verwendeten Detektionsalgorithmus.

Trotzdem bestätigen die Bilder mit den Zyklonenzugbahnen, dass die Unterschiede in der synoptischen Aktivität zwischen warmen und kalten Januaren, die aufgrund der Standardabweichungen aus Abbildung 6.6 abgeleitet wurden, durch eine unterschiedliche Häufigkeit von Zyklonen zustande kommen. Außerdem zeigt sich hier ein wichtiger Zusammenhang mit der verstärkten Warmluftadvektion vom Nordatlantik in die innere Arktis in warmen Januaren und mit der stärkeren Warmluftadvektion über dem eurasischen Kontinent in kalten Januaren.

6.1.8 Einfluss synoptischer Aktivität auf das regionale Klima

In Zusammenhang mit der unterschiedlichen synoptischen Aktivität, bzw. der unterschiedlichen Häufigkeit von Zyklonen, lassen sich auch wesentliche Unterschiede in den Feuchte-, Niederschlags- oder Temperaturfeldern erklären. Die Differenzen zwischen warmen und kalten Januaren sind für die mittleren Größen der spezifischen Feuchte in 700 hPa, des Niederschlags, der 2m-Temperatur und der Meereisbedeckung in Abbildung 6.8 dargestellt.

Der Unterschied im Feuchtefeld in 700 hPa zeigt in warmen Januaren eine deutlich höhere Feuchte über der Pazifikküste Nordamerikas und dem östlichen Nordatlantik. Geringere Feuchten treten nur über dem kanadischen Archipel und der Südspitze Grönlands

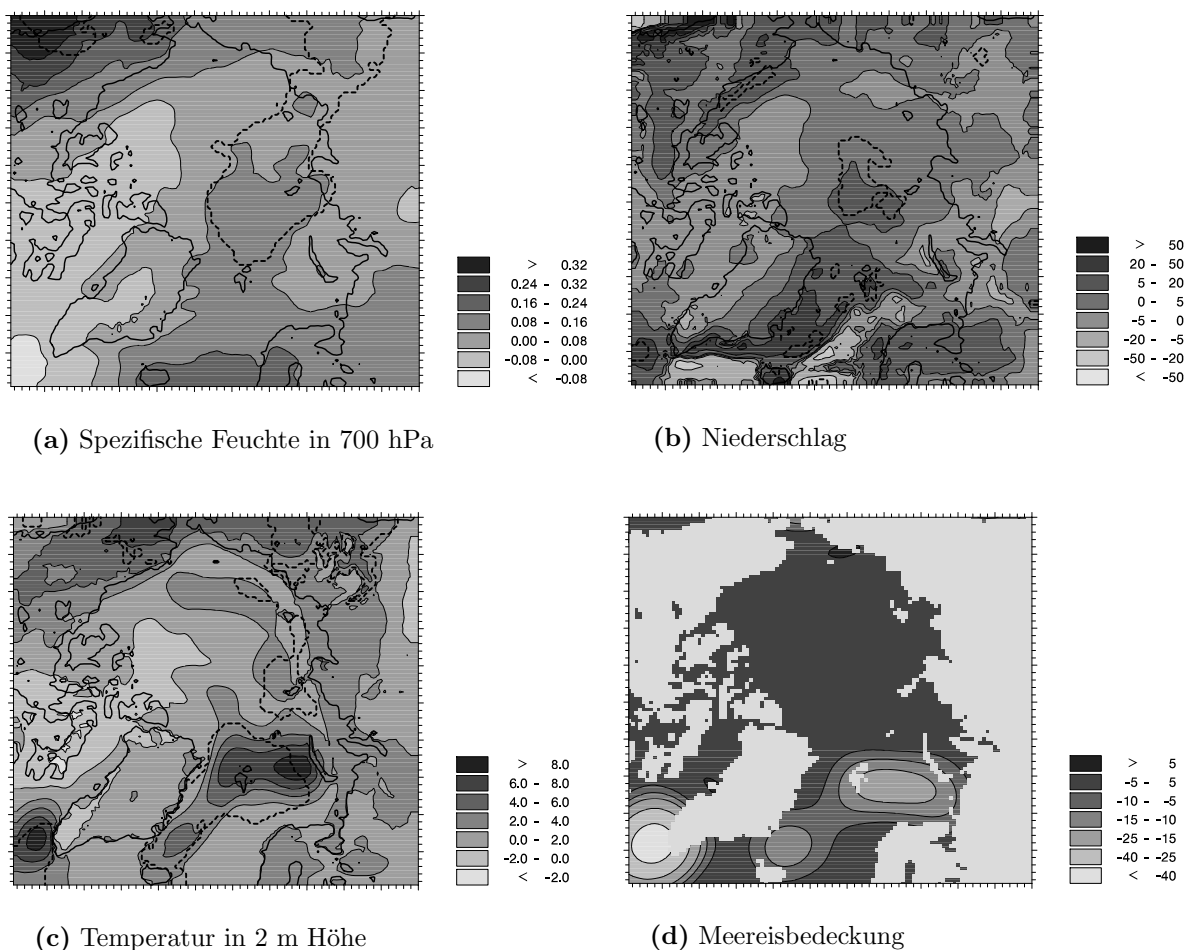


Abbildung 6.8: Differenz zwischen den 12 warmen und den 12 kalten Januaren von (a) der mittleren spezifischen Feuchte in 700 hPa (g/kg), (b) dem mittleren monatlichen Niederschlagssummen (mm), (c) der mittleren Temperatur in 2 m Höhe (K) und (d) der mittleren Meereisbedeckung (%; Landgebiete sind hellgrau dargestellt). Die gestrichelten Linien geben die 95%-Signifikanzgrenze an.

samt angrenzender Meeresgebiete auf. Allerdings sind diese Unterschiede allesamt statistisch nicht signifikant. Demgegenüber zeigt sich ein relativ großer Bereich in der zentralen und östlichen Arktis, wo die positiven Differenzen, wegen der allgemein sehr trockenen Luft in diesen Gebieten, statistisch signifikant sind. Insbesondere über der zentralen Arktis lässt sich dieser signifikante Unterschied zwischen warmen und kalten Januaren auf die unterschiedliche Advektion zurückführen (vergleiche Abbildung 6.5).

Die größten Unterschiede im Niederschlag treten überwiegend über dem Nordatlantik und an der Pazifikküste Nordamerikas auf. Der höhere Niederschlag an der Süd- und Ostküste Grönlands in warmen Januaren zeigt dabei eine gute Übereinstimmung mit der größeren Häufigkeit von Zyklonen in diesen Gebieten. Südöstlich von diesen Gebieten zeigen allerdings die kalten Januare einen schmalen Streifen mit mehr Niederschlag, was sich durch die Zyklonenstatistik nicht ohne weiteres erklären lässt. Ein deutlicher Zusammenhang zwischen der Zyklonenhäufigkeit und dem Niederschlag zeigt sich aber

über dem Norden Russlands, wo die kalten Januare infolge der größeren Häufigkeit von Zyklonen auch mehr Niederschlag aufweisen.

Wegen der allgemein sehr geringen Niederschläge in der zentralen Arktis (vergleiche Abschnitt 7.3.1) treten statistisch signifikante Differenzen im Niederschlagsfeld fast ausschließlich über dem Arktischen Ozean auf. Der höhere Niederschlag über den meisten Teilen des Arktischen Ozeans in warmen Januaren lässt sich auch hier auf eine größere Häufigkeit von Zyklonen zurückführen. Die meisten dieser Zyklonensysteme haben allerdings einen minimalen Kerndruck über 980 hPa und sind demzufolge in Abbildung 6.7 nicht dargestellt.

Die größten Unterschiede zwischen warmen und kalten Januaren zeigen sich gemäß ihrer Definition auch bei den 2m-Temperaturen. Temperaturdifferenzen von mehr als 8 K treten über der Barentssee und der Labradorsee auf. Aber auch über der Grönlandsee, Teilen des östlichen Arktischen Ozeans und der Pazifikküste Nordamerikas und Ostasiens treten statistisch signifikante Temperaturdifferenzen auf. Die warmen Januare weisen dort jeweils höhere Temperaturen auf, zeigen im Bereich des kanadischen Archipels aber auch um bis zu 2 K niedrigere Temperaturen als die kalten Januare. Dieser Umstand lässt sich dadurch erklären, dass in warmen Januaren das Zentrum des troposphärischen Wirbels (siehe Abbildung 6.2(a)) gerade über diesem Gebiet anzutreffen ist, und der Wirbel an sich durch extrem kalte und trockene Luft gekennzeichnet ist [OVERLAND et al., 1997].

Die Ursachen für die in warmen Januaren deutlich höheren 2m-Temperaturen über der Barents-, Grönland- und Labradorsee lassen sich auch relativ leicht benennen, wenn man die unterschiedliche Meereisbedeckung in warmen und kalten Januaren berücksichtigt (siehe Abbildung 6.8(d)). Alle drei Meeresgebiete weisen in warmen Januaren eine deutlich geringere Meereisbedeckung auf als in kalten. Die Unterschiede betragen in der Labradorsee sogar mehr als 40%. Welche Rolle hierbei die Zyklonen spielen, lässt sich nicht ohne weiteres feststellen. Einerseits beeinflussen Anomalien der Meereisbedeckung den lokalen und regionalen Wärmeaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre, wodurch wiederum die atmosphärische Zirkulation beeinflusst wird, und andererseits scheint eine große Variabilität in der Meereisbedeckung durch die Effekte der synoptischen Aktivität beeinflusst zu werden [AGNEW, 1993].

Einen Zusammenhang zwischen der Intensität des Sibirienhochs und der Meereisbedeckung in der Barents- und Karasee haben GAO und WU [1998] festgestellt, wobei in diesen Meeren weniger Eis auftritt, wenn die Intensität des Sibirienhochs hoch ist und umgekehrt. Da auch die warmen Januare, in denen die Ausdehnung des Sibirienhochs nach Norden größer ist als in kalten (siehe Abbildung 6.3), eine geringere Meereisbedeckung in der Barentssee aufweisen, scheint sich der von GAO und WU [1998] aus Beobachtungsdaten abgeleitete Zusammenhang auch in den Simulationen widerzuspiegeln.

6.1.9 Diskussion

Über die Ursachen des Auftretens der beiden atmosphärischen Zirkulationsstände im

arktischen Winter lässt sich, anhand der gezeigten Simulationsergebnisse, leider keine eindeutige Aussage machen. Trotzdem soll hier ein möglicher Zusammenhang kurz diskutiert werden.

Die geografische Lage des troposphärischen Wirbels scheint durch die Lage und Nord-Süd-Orientierung der nördlichen Rocky Mountains beeinflusst zu werden, durch die, in Abhängigkeit der Lage und Stärke der Westwinde, planetare Wellen ausgelöst werden [DASILVA und LINDZEN, 1993]. Die interannuelle Variabilität der Westwinde in Verbindung mit der Orografie ist ein möglicher Grund für die unterschiedliche Stärke des Troges stromabwärts der nördlichen Rocky Mountains über dem kanadischen Archipel, wo auch in kalten Januaren ein, dann aber deutlich schwächer ausgeprägter Trog anzutreffen ist. Die Stärke dieses Troges beeinflusst wiederum die Entstehung und Steuerung atlantischer Zyklonen durch die Strömung in den oberen Schichten der Troposphäre [SERREZE et al., 1993].

Ein deutlich ausgebildeter Trog, oft in der Gestalt eines tiefen isolierten Wirbels, tendiert dazu, die synoptische Aktivität in der zentralen und östlichen Arktis zu verstärken, begleitet von einem erhöhten meridionalen Wärme- und Feuchtetransport in die innere Arktis. Im Falle eines nur schwach ausgebildeten Troges ist dieser polwärts gerichtete Transport von Wärme sehr viel schwächer, sodass die relativ kalte und trockene Luft in der zentralen und östlichen Arktis von den deutlich milderen maritimen Luftmassen mittlerer Breiten getrennt bleibt. Dadurch wird ein ausgedehnter kalter Wirbel mit Zentrum über der östlichen Arktis begünstigt. Dieser wirkt wiederum als eine Barriere für Zyklonen, was die Persistenz des Wirbels unterstützen könnte [OVERLAND et al., 1997]. Aufgrund der komplexen Rückkoppelung zwischen den Temperaturen und der Zirkulation lässt sich aber nicht eindeutig sagen, ob die unterschiedlichen Temperaturen letztlich für die unterschiedliche Zirkulation verantwortlich sind oder aus dieser resultieren (vergleiche auch DORN et al. [2000]).

6.2 Kennzeichen eines warmen oder kalten Julis

In Analogie zu den Simulationen des Monats Januar wurden auch die Simulationen des Monats Juli analysiert. Der Juli zeigt zwar allgemein eine schwächere Variabilität der mittleren Temperaturen (vergleiche Abschnitt 5.2.3), dennoch können stärkere Variationen in einigen Teilbereichen der Arktis nicht ausgeschlossen werden. Die Verbindungen zwischen einem warmen oder kalten arktischen Klima und der atmosphärischen Zirkulation im Juli sind bislang ebenfalls nicht geklärt. Die jeweils 6 Juli-Monate der beiden simulierten warmen bzw. kalten Perioden (vergleiche Tabelle 5.3) werden im Folgenden zusammengefasst und als warme bzw. kalte Juli-Monate bezeichnet.

6.2.1 Charakteristika der großräumigen Zirkulation

Die Unterschiede in der großräumigen atmosphärischen Zirkulation zwischen einem warmen und einem kalten arktischen Klima im Juli werden deutlich bei Betrachtung der

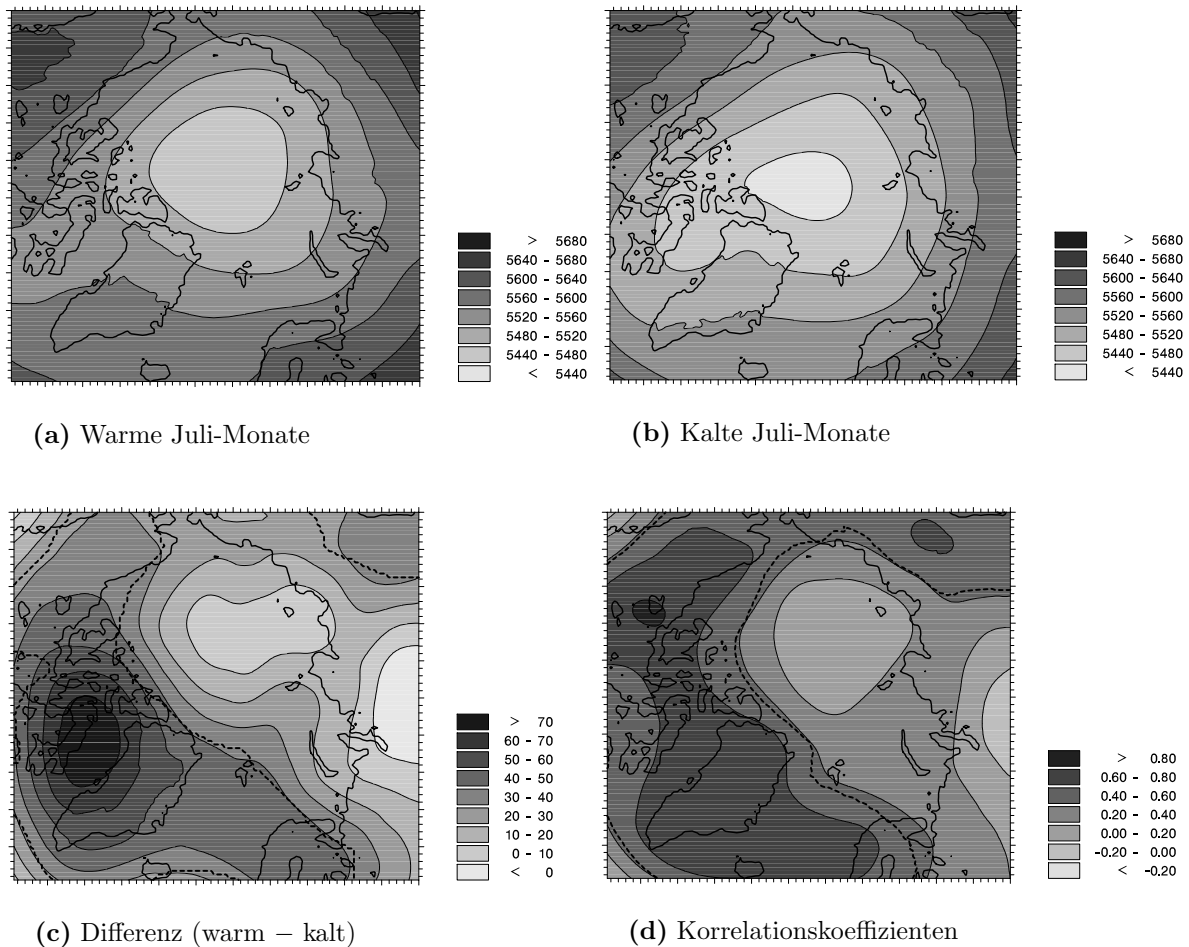


Abbildung 6.9: Mittlere geopotenzielle Höhe in 500 hPa (gpm) von 12 warmen Juli-Monaten (a) und 12 kalten Juli-Monaten (b), die Differenz zwischen warmen und kalten Juli-Monaten (c) sowie die Korrelationskoeffizienten zwischen der über die Nordpolarregion gemittelten 2m-Temperatur des CTRL im Juli und den monatsgemittelten Feldern der geopotenziellen Höhe in 500 hPa aller 24 Juli-Simulationen des HIRHAM4 (d). Die gestrichelten Linien geben die 95%-Signifikanzgrenze der Differenzen bzw. der Korrelationskoeffizienten an.

mittleren geopotenziellen Höhe der 500-hPa-Druckfläche, welche in Abbildung 6.9 dargestellt ist. Neben den mittleren Feldern warmer und kalter Juli-Monate enthält die Abbildung die Differenz zwischen warmen und kalten Juli-Monaten sowie die Korrelationskoeffizienten zwischen der über die Nordpolarregion gemittelten 2m-Temperatur des CTRL und den monatsgemittelten Feldern der geopotenziellen Höhe in 500 hPa aller 24 Juli-Simulationen des HIRHAM4.

Warmen und kalten Juli-Monaten gemeinsam ist ein troposphärischer Wirbel, der durch niedrige geopotenzielle Höhen im Bereich des Nordpols gekennzeichnet ist und jeweils einen Trog Richtung Baffin-Insel aufweist. In kalten Juli-Monaten zeigt sich allerdings ein deutlich größerer und tieferer troposphärischer Wirbel als in warmen Juli-Monaten, wobei die größten Differenzen in der westlichen Arktis und über dem Nordatlantik auf-

treten. Die maximale Differenz von etwa 75 gpm zeigt sich gerade im Bereich des Trogess über der Baffin-Insel, sodass kalte Juli-Monate, neben dem insgesamt größeren und tieferen Wirbel, vor allem durch einen stärkeren Höhentrog im Bereich der Baffin-Insel charakterisiert sind, wodurch der Wirbel im Mittel eine leicht asymmetrische Form aufweist.

Die Abbildung 6.9(d) mit den Korrelationskoeffizienten zeigt, dass aber auch ein signifikanter Zusammenhang zwischen warmen oder kalten Klimabedingungen im Juli und der Druckflächenhöhe in Nordkanada und Alaska, über dem Nordatlantik und Nordskandinavien sowie Teilen Mittel- und Ostsibiriens besteht. Über dem zentralen und östlichen Teil des Arktischen Ozeans sowie über der westrussischen Arktis sind die Differenzen zwischen warmen und kalten Juli-Monaten als auch die Korrelationskoeffizienten allgemein klein, aber dennoch meist positiv. Auffällig ist, dass sich östlich des Urals der einzige Bereich mit leicht negativer Korrelation befindet. Insgesamt lässt sich schlussfolgern, dass die für ein warmes oder kaltes Klima relevanten Größenschwankungen des Wirbels bevorzugt den westlichen und atlantischen Teil der Arktis erfassen, wogegen die innere Arktis und der zentrale Bereich des eurasischen Kontinents davon weniger betroffen sind.

Auch im Juli scheint ein warmes oder kaltes arktisches Klima mit Unterschieden in der atmosphärischen Zirkulation zusammenzuhängen. Im Vergleich zum Januar zeigt sich im Juli allerdings ein völlig anderer Zusammenhang, der überwiegend mit der Ausdehnung und nicht mit der Lage des troposphärischen Wirbels in Verbindung steht und möglicherweise die Phasen der Arktischen Oszillation (AO) repräsentiert (vergleiche Abschnitt 2.3). Die AO ist zwar hauptsächlich ein Winterphänomen, wird aber auch im Sommer beobachtet, wenngleich sie dann deutlich schwächer als im Winter ist [THOMPSON und WALLACE, 2000].

6.2.2 Charakteristika der Luftdruckverteilung

Die entsprechende mittlere Luftdruckverteilung warmer und kalter Juli-Monate ist in Abbildung 6.10 dargestellt. Der Luftdruck in Meeresniveau zeigt in warmen und kalten Juli-Monaten jeweils hohen Luftdruck über dem Arktischen Ozean und über Grönland, der wahrscheinlich aufgrund der verhältnismäßig sehr kalten Luft in diesen Gebieten entsteht, d.h. hier handelt es sich um thermische Hochdruckgebiete, vergleichbar dem bekannteren sibirischen Kältehoch im Winter. Hochdruckgebiete über dem Arktischen Ozean werden im Sommer zwar auch beobachtet, weisen im Mittel aber einen niedrigeren Luftdruck auf (vergleiche Abbildung 2.1).

Der höchste Luftdruck zeigt sich sowohl in warmen als auch in kalten Juli-Monaten über der Beaufort-See und über Grönland, wo jeweils auch Beobachtungen im Mittel den höchsten Luftdruck aufweisen. Gerade im Bereich Grönlands zeigen sich aber auch die größten Differenzen zwischen einem warmen und kalten Juli. Die warmen Juli-Monate zeigen dort, in Verbindung mit dem schwächeren Höhentrog, verbreitet einen um 4 hPa höheren Luftdruck als die kalten. Niedrigerer Luftdruck tritt im Juli, sowohl in warmen als auch in kalten Juli-Monaten, vor allem über dem eurasischen Kontinent auf, wobei die Differenzen dort meist kleiner als 1 hPa sind.

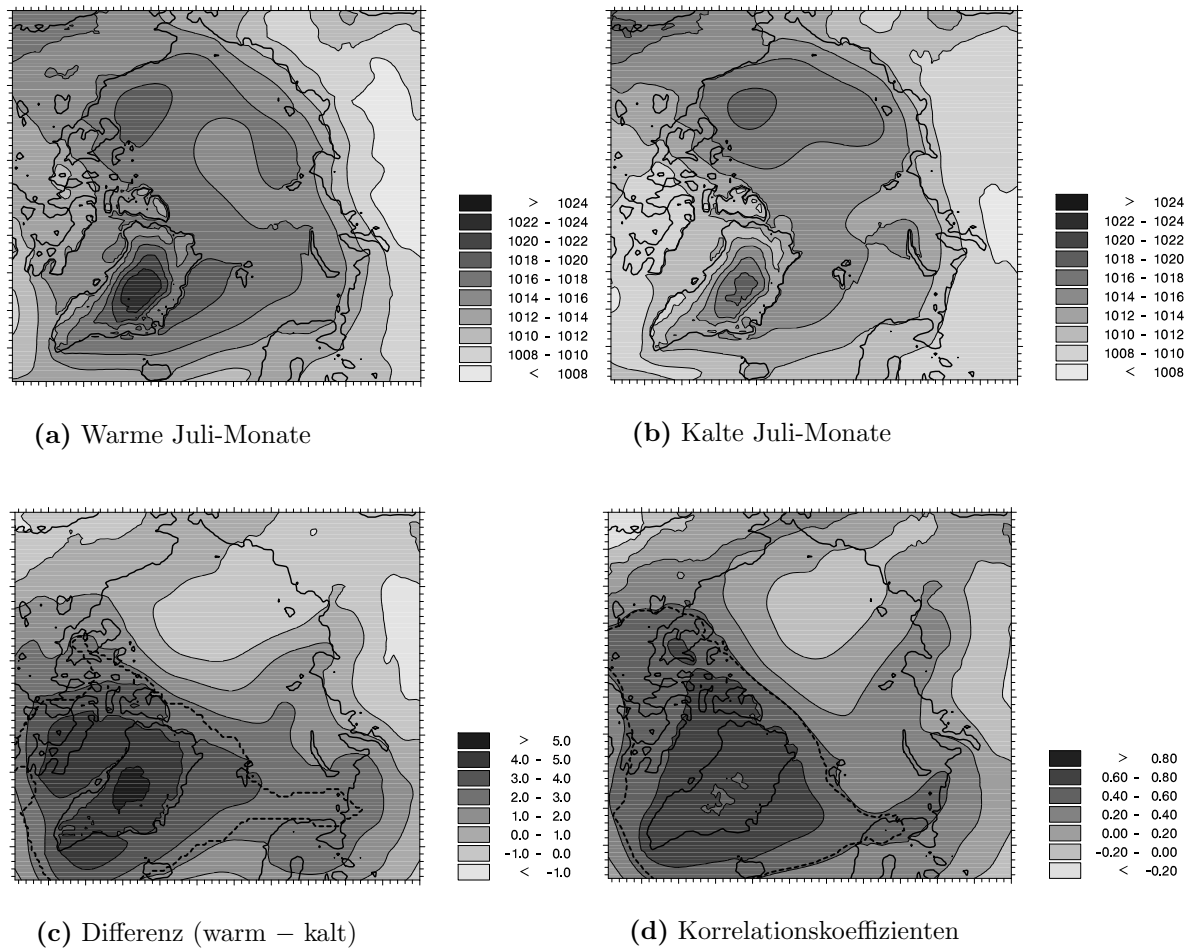


Abbildung 6.10: Mittlerer Luftdruck in Meeressniveau (hPa) von 12 warmen Juli-Monaten (a) und 12 kalten Juli-Monaten (b), die Differenz zwischen warmen und kalten Juli-Monaten (c) sowie die Korrelationskoeffizienten zwischen der über die Nordpolarregion gemittelten 2m-Temperatur des CTRL im Juli und den monatsgemittelten Feldern des Luftdrucks in Meeressniveau aller 24 Juli-Simulationen des HIRHAM4 (d). Die gestrichelten Linien geben die 95%-Signifikanzgrenze der Differenzen bzw. der Korrelationskoeffizienten an.

Die Korrelationskoeffizienten zwischen den gebietsgemittelten 2m-Temperaturen und den Luftdruckfeldern zeigen, dass hohe mittlere Temperaturen in der Nordpolarregion mit hohem Luftdruck in und um Grönland verbunden sind, wobei dort auch ein statistisch signifikanter Zusammenhang besteht. Im Gegensatz zum Geopotenzial in 500 hPa zeigt sich über Alaska und Ostsibirien allerdings kein signifikanter Zusammenhang zwischen den gebietsgemittelten 2m-Temperaturen und dem Luftdruck.

6.2.3 Charakteristika der Temperaturverteilung

Die Temperaturverteilung in 850 hPa von warmen und kalten Juli-Monaten zeigt Abbildung 6.11. Warme und kalte Juli-Monate zeigen jeweils die tiefsten Temperaturen

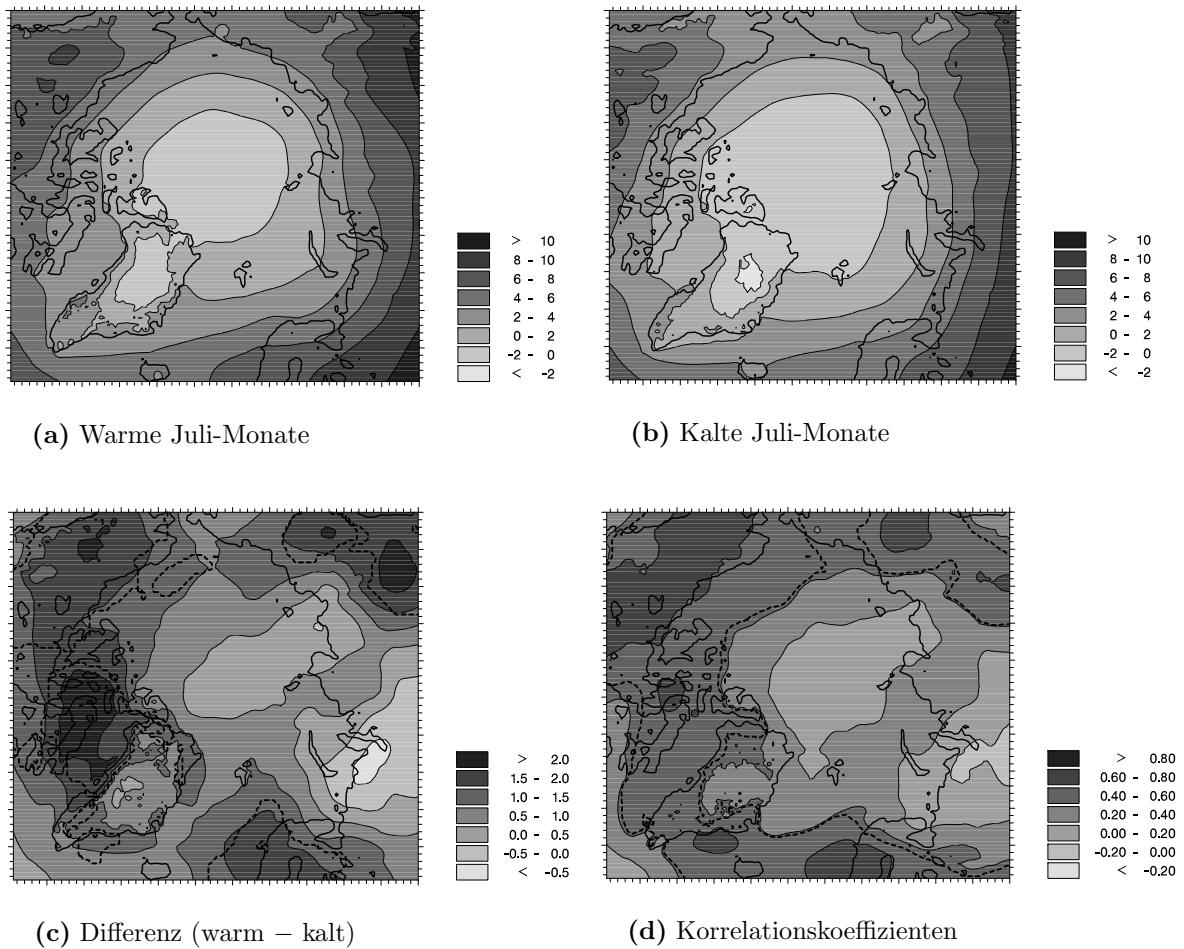


Abbildung 6.11: Mittlere Temperatur in 850 hPa ($^{\circ}\text{C}$) von 12 warmen Juli-Monaten (a) und 12 kalten Juli-Monaten (b), die Differenz zwischen warmen und kalten Juli-Monaten (c) sowie die Korrelationskoeffizienten zwischen der über die Nordpolarregion gemittelten 2m-Temperatur des CTRL im Juli und den monatsgemittelten Feldern der Temperatur in 850 hPa aller 24 Juli-Simulationen des HIRHAM4 (d). Die gestrichelten Linien geben die 95%–Signifikanzgrenze der Differenzen bzw. der Korrelationskoeffizienten an.

über dem Arktischen Ozean und dem grönländischen Eisschild, wogegen die höchsten Temperaturen in der Randzone über den Kontinenten auftreten.

Die größten Differenzen zwischen warmen und kalten Juli-Monaten zeigen sich auch bei den Temperaturen über Nordkanada und Alaska, Ost- und Mittelsibirien, Nordskandinavien und vor allem im Bereich des kanadischen Archipels, wobei die Korrelationskoeffizienten in diesem Bereich zwar statistisch signifikant, aber niedriger sind als in den anderen erwähnten Gebieten. Die größten Temperaturunterschiede sowie die stärkste Korrelation tritt jeweils über Landgebieten auf, was aufgrund der größeren Wärmekapazität des Meeres auch verständlich ist.

Der eben erläuterte Zusammenhang der regionalen Temperaturverteilung zeigt sich auch in höheren Schichten und bei den bodennahen Temperaturen, wobei die Differenzen

mit der Höhe abnehmen. Auf eine Darstellung z.B. der 2m-Temperaturen wurde hier verzichtet, da die Juli-Simulationen des HIRHAM4 über dem Arktischen Ozean unrealistisch niedrige Temperaturen (im Mittel unter -30°C) aufweisen. Die beobachteten Sommertemperaturen dieser Region liegen im Mittel zwischen -4°C und 0°C (vergleiche Abbildung 2.2), also mehr als 25 K höher. Der Grund für diese extrem niedrigen 2m-Temperaturen in den Juli-Simulationen des HIRHAM4 liegt in den niedrigen Oberflächentemperaturen des CTRL, die als unterer Randantrieb im HIRHAM4 Verwendung finden und demzufolge die Simulationsergebnisse des HIRHAM4 mitbestimmen. Ein Wechsel der Meereis-Parametrisierung (vergleiche Abschnitt 3.3.3) als auch die Anwendung der verbesserten Interpolation der unteren Randdaten (vergleiche Abschnitt 3.4) bringen diesbezüglich keine wesentliche Verbesserung.

Da sich die bodennahen Temperaturen beispielsweise auch auf die Verdunstung, den Niederschlag und die atmosphärische Zirkulation auswirken, z.B. über die Bildung und Intensität des Kältehochs über dem Arktischen Ozean, können die Ergebnisse der Juli-Simulationen des HIRHAM4 wohl nur einen Anhaltspunkt für die großräumigen Zirkulations- und Temperaturdifferenzen zwischen warmen und kalten Juli-Monaten liefern. Hier zeigt sich eine wesentliche Schwäche des Konzepts der regionalen Klimamodellierung: Die Qualität der Simulationsergebnisse wird ganz entscheidend durch die Qualität der Randantriebsdaten bestimmt [CHRISTENSEN et al., 1997].

7 Einfluss der NAO auf das arktische Winterklima

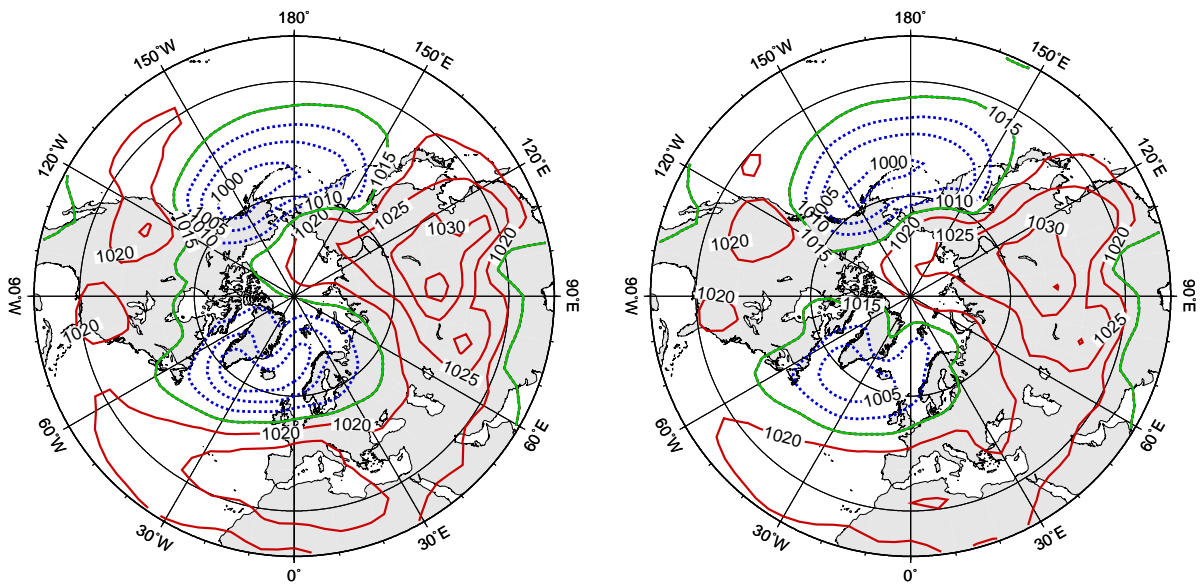
In diesem Kapitel wird der Einfluss der Nordatlantischen Oszillation (NAO) auf die Klimabedingungen im arktischen Winter analysiert. Da die NAO hauptsächlich ein Winterphänomen darstellt, wurde auf eine entsprechende Untersuchung für den arktischen Sommer verzichtet, wodurch mehr Rechenzeit für die Wintersimulationen zur Verfügung stand. Deswegen ist auch nicht nur ein repräsentativer Monat für den Winter ausgewählt worden, sondern es wurden 24 komplette Wintersimulationen von Dezember bis März durchgeführt, von denen, entsprechend der Einteilung von Abschnitt 5.2.3, 12 Winter die positive Phase und 12 Winter die negative Phase der NAO repräsentieren. Erstere werden hier als positive Winter und letztere als negative Winter bezeichnet.

Aufgrund der Gemeinsamkeiten zwischen NAO und Arktischer Oszillation (AO) hätte hier statt NAO auch der Begriff AO verwendet werden können. Der Begriff NAO steht hier repräsentativ für das dominierende natürliche Schwingungsphänomen der Nordhemisphäre, das aufgrund einer unterschiedlichen Betrachtungsweise in der Literatur teilweise als NAO und teilweise als AO bezeichnet wird.

7.1 Charakteristika der großräumigen Zirkulation

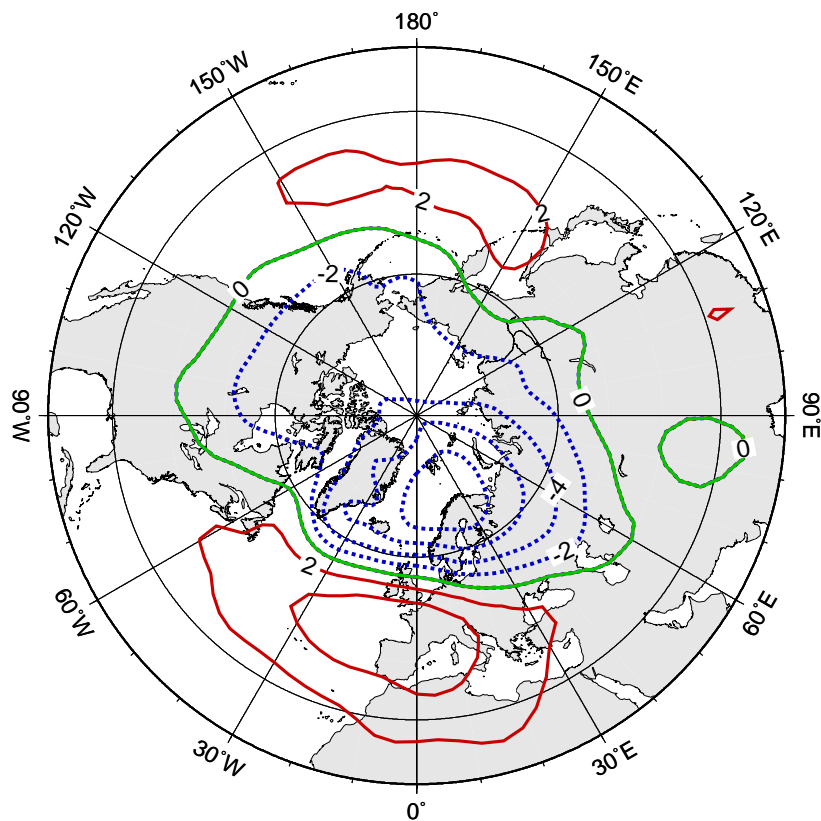
Abweichend zum bisherigen Vorgehen, der Vorstellung der Simulationsergebnisse des HIRHAM4, soll hier auch die Luftdruckverteilung aus dem CTRL gezeigt werden, um einerseits die typischen Unterschiede in der nordhemisphärischen Zirkulation zwischen den verschiedenen Phasen der NAO zu verdeutlichen und andererseits mögliche Unterschiede zwischen den HIRHAM4-Simulationen und dem CTRL zu diskutieren.

In Abbildung 7.1 ist der mittlere Luftdruck in Meeressniveau nördlich von 20°N für die positiven und die negativen Winter und die Differenz zwischen beiden dargestellt. Die Luftdruckverteilung im Winter des CTRL ist jeweils durch zwei Tiefdruckzentren in der Umgebung der Aläuten und Islands gekennzeichnet, wobei der mittlere Luftdruck im Kern dieser Tiefdruckgebiete jeweils etwas weniger als 1000 hPa beträgt. Hoher Luftdruck herrscht im Winter vor allem über den Kontinenten, wobei das sibirische Kältehoch mit einem mittleren Luftdruck über 1030 hPa hervorsticht. Diese typische Druckverteilung zeigt sich sowohl in der positiven als auch in der negativen Phase der NAO. Wie aus dem Differenzenbild ersichtlich, gibt es aber einige deutliche Unterschiede



(a) Positive NAO-Phase

(b) Negative NAO-Phase



(c) Differenz (NAO+ minus NAO-)

Abbildung 7.1: Mittlerer Luftdruck in Meeressniveau (hPa) nördlich von 20°N von 12 Wintern in der positiven (a) und 12 Wintern in der negativen Phase der NAO (b) sowie die Differenz zwischen positiver und negativer Phase (c) vom CTRL.

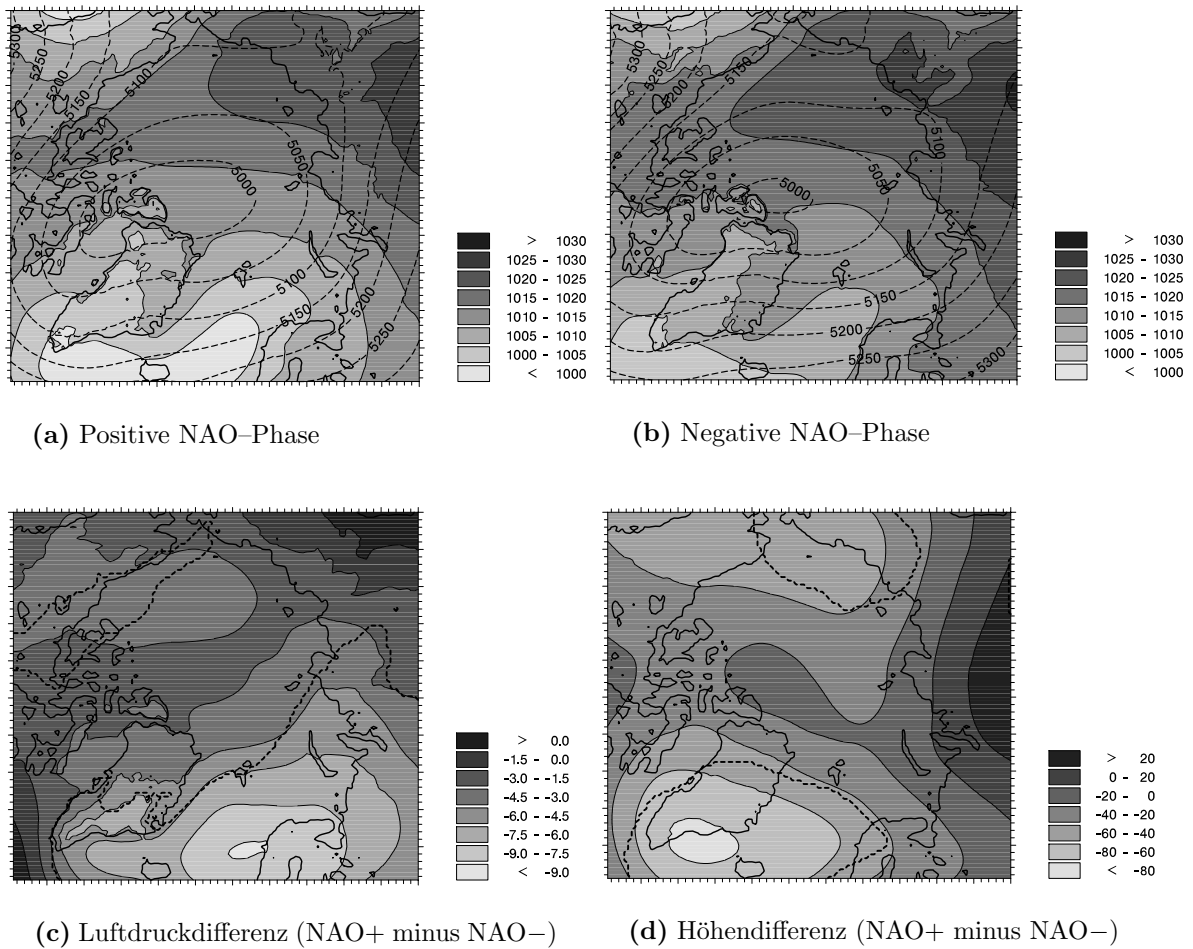


Abbildung 7.2: Mittlerer Luftdruck in Meeresniveau (hPa; Graustufen) und mittlere geopotenzielle Höhe in 500 hPa (gpm; gestrichelte Linien im Abstand von 50 gpm) von 12 Wintern in der positiven (a) und 12 Wintern in der negativen Phase der NAO (b) sowie die Luftdruckdifferenz (c) und die 500-hPa-Höhendifferenz (d) zwischen positiver und negativer Phase. Die gestrichelten Linien in den Differenzbildern geben die 95%-Signifikanzgrenze an.

in der Intensität der Druckgebilde. Vor allem das Islandtief ist in der positiven NAO-Phase im Mittel um etwa 6 hPa tiefer als in der negativen Phase, wogegen im Bereich der Azoren und der iberischen Halbinsel der Luftdruck im Mittel um 4 hPa höher liegt.

Dieser Unterschied zwischen positiver und negativer Phase ist auch aus Beobachtungsdaten bekannt (vergleiche Abbildung 1 bei HURRELL und VAN LOON [1997]). Im Unterschied zu Beobachtungen zeigt der CTRL allerdings die größte negative Differenz im Bereich der Norwegischen See und Nordskandinaviens, wogegen Beobachtungen die größten Differenzen im westlichen Teil des Islandtiefs zwischen Grönland und Island aufweisen. Ferner zeigt sich im CTRL auch ein Bereich mit positiven Differenzen über dem Nordpazifik, der in den Beobachtungsdaten von HURRELL und VAN LOON [1997] nicht vorhanden ist. Dafür zeigen hier die Luftdruckdifferenzen eine größere Ähnlichkeit mit dem simulierten als auch mit dem beobachteten Muster der Arktischen Oszillation

(siehe Abbildung 5.2 und die zugehörigen Erläuterungen im Text).

Diese typischen Unterschiede im Luftdruckfeld zwischen positiven und negativen Wintern des CTRL zeigen sich auch in den Simulationsergebnissen des HIRHAM4, welche in Abbildung 7.2 dargestellt sind. Über der gesamten Arktis tritt in der positiven Phase der NAO niedrigerer Luftdruck auf. Der größte Unterschied mit bis zu 9 hPa ist im Bereich Nordskandinaviens und der Norwegischen See zu sehen. Die Differenzen sind über Südgrönland, dem Nordatlantik und Nordeuropa zudem statistisch signifikant. Ebenfalls statistisch signifikante Differenzen treten in einem schmalen Streifen von Nordkanada bis zur Beringstraße auf, wo die Unterschiede aber nur etwa 3–4 hPa betragen.

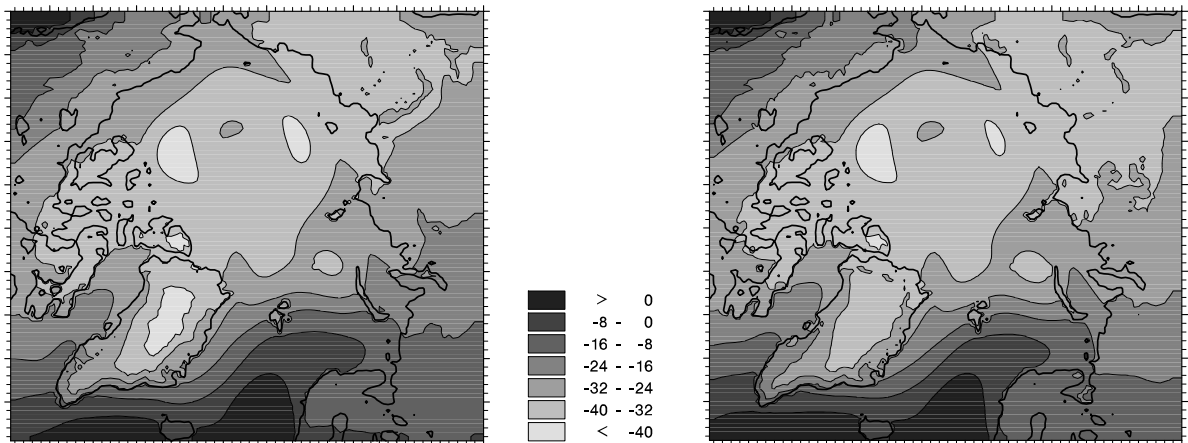
Neben dem Luftdruck zeigt Abbildung 7.2 auch die mittlere geopotenzielle Höhe der 500-hPa-Druckfläche. Sowohl die Winter der positiven als auch die der negativen Phase zeigen einen troposphärischen Wirbel mit Zentrum zwischen dem kanadischen Archipel und dem Nordpol, welcher in der positiven Phase aber eine größere Ausdehnung aufweist. Auf der 500-hPa-Druckfläche zeigen sich in der positiven Phase der NAO fast über der gesamten Arktis niedrigere Höhen als in der negativen. Lediglich im mittelasiatischen Randbereich der Arktis ist ein entgegengesetztes Vorzeichen vorhanden. Die größten und überwiegend statistisch signifikanten Differenzen treten über dem atlantischen und pazifischen Randbereich des Wirbels auf, mit maximal 70 gpm Unterschied im Bereich des Islandtiefs, wogegen sich in der zentralen Arktis nur geringe Differenzen zeigen.

Die Unterschiede zwischen den Luftdruckfeldern der HIRHAM4-Simulationen und denen des CTRL sind überwiegend gering. Dies trifft auch auf die entsprechenden Felder der 500-hPa-Druckflächenhöhe zu, die hier nur von den HIRHAM4-Simulationen gezeigt wurden. Allgemein kann sich, wegen der Koppelung über die Initialisierung und den stetigen Randantrieb, auch keine wesentlich andere großräumige Zirkulation im regionalen Modell einstellen. Das regionale Modell ist jedoch in der Lage, durch die höhere Auflösung auch kleinräumige Strukturen zu entwickeln, die leichte Modifikationen der großräumigen Felder bewirken. Im Wesentlichen werden die Simulationen eines regionalen Modells aber durch die Randantriebsdaten geprägt. Die wirklichen Vorteile des Konzepts der regionalen Klimamodellierung werden später in diesem Kapitel noch erläutert.

7.2 Charakteristika der Temperaturverteilung

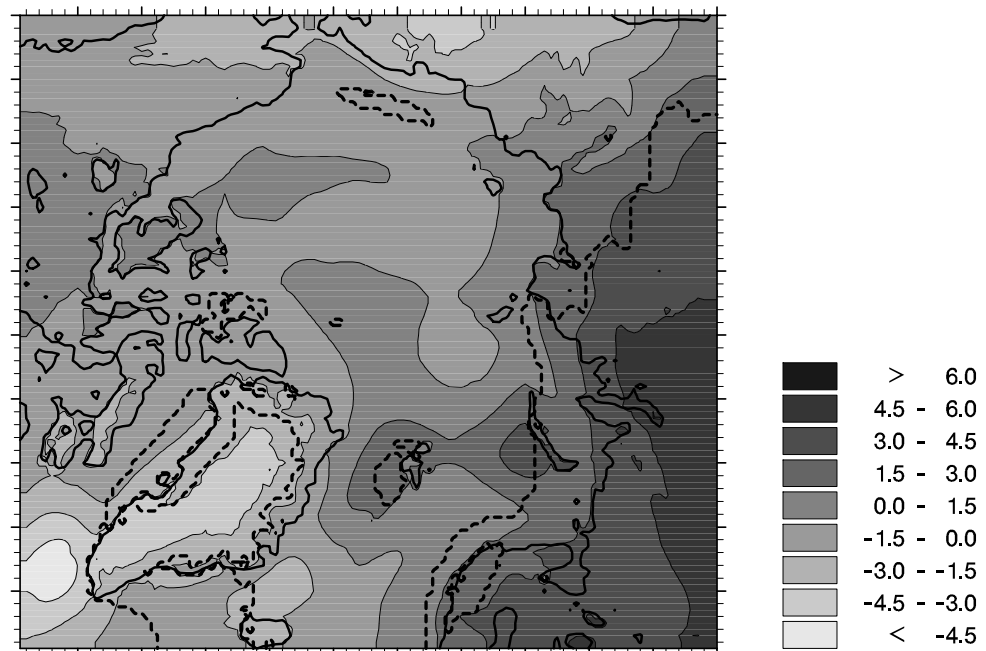
Wie in Abschnitt 6.2.3 schon dargestellt, werden auch die Temperaturen im HIRHAM4 stark durch die Randantriebsdaten bestimmt. Auf eine gesonderte Darstellung der Temperaturverteilung im CTRL soll deshalb hier verzichtet werden; die Abweichungen zwischen den HIRHAM4-Simulationen und dem CTRL sind überwiegend gering.

Abbildung 7.3 zeigt die mittleren 2m-Temperaturen in der positiven und negativen Phase der NAO sowie die Differenz zwischen beiden. Die niedrigsten Temperaturen zeigen sich in beiden Phasen über dem Arktischen Ozean, dem kanadischen Archipel, in Grönland und Ostsibirien, wo jeweils verbreitet mittlere 2m-Temperaturen unter -30°C auftreten. Über dem grönländischen Eisschild treten, zumindest in der positiven



(a) Positive NAO-Phase

(b) Negative NAO-Phase



(c) Differenz (NAO+ minus NAO-)

Abbildung 7.3: Mittlere Temperatur in 2 m Höhe ($^{\circ}\text{C}$) von 12 Wintern in der positiven (a) und 12 Wintern in der negativen Phase der NAO (b) sowie die Differenz zwischen positiver und negativer Phase (c). Die gestrichelte Linie im Differenzenbild gibt die 95%–Signifikanzgrenze an.

NAO-Phase, sogar mittlere Temperaturen von unter -40°C auf. Die höchsten mittleren Temperaturen (über 0°C) zeigen sich über dem Nordatlantik und an der Pazifikküste Nordamerikas. Man erkennt zudem deutlich den Einfluss des warmen Golfstroms auf die Temperaturen in Nordeuropa, wo vergleichsweise relativ milde Temperaturen auftreten.

Unabhängig davon, ob diese bodennahen Temperaturen, die über den unteren Rand-

antrieb den Einfluss des CTRL widerspiegeln, realistisch sind oder nicht, zeigt sich zwischen positiver und negativer Phase der NAO doch ein deutlicher Temperaturunterschied. Fast der gesamte Nordwesten des eurasischen Kontinents weist in der positiven Phase der NAO um etwa 3–6 K höhere mittlere Temperaturen auf als in der negativen Phase. Diese Temperaturdifferenzen sind statistisch signifikant. Um etwa 2 K höhere Temperaturen zeigen sich zudem im Bereich Spitzbergens, der Barents- und der Karasee. Ferner ist die positive Phase der NAO mit niedrigeren Temperaturen im Bereich Grönlands verbunden. An der Südspitze und in der Mitte Grönlands beträgt die Temperaturdifferenz mehr als -3 K, über der Labradorsee sogar bis zu -5 K. Ebenfalls niedrigere 2m-Temperatur treten in der positiven Phase über Ostsibirien und Alaska auf, wogegen die Unterschiede über dem Arktischen Ozean vom Betrag kleiner als 1,5 K sind.

Allgemein zeigen die Temperaturdifferenzen etwa eine Zweiteilung der Arktis, die durch höhere Temperaturen in der östlichen, europäischen Arktis in der positiven Phase und höhere Temperaturen im pazifischen Bereich und der westlichen Arktis in der negativen Phase gekennzeichnet ist. Die Simulationsergebnisse des HIRHAM4 zeigen zudem eine große Ähnlichkeit zu den beobachteten Unterschieden zwischen positiver und negativer NAO-Phase (vergleiche HURRELL und VAN LOON [1997]). Allerdings zeigen die Simulationen insbesondere über dem eurasischen Kontinent eine größere Differenz zwischen positiver und negativer Phase als die Beobachtungen. Dies könnte daran liegen, dass die Indexwerte für die negative NAO-Phase bei HURRELL und VAN LOON [1997] nicht so niedrig sind wie bei den aus dem CTRL ausgewählten Perioden.

7.3 Charakteristika der Niederschlagsverteilung und Verdunstung

Ein wesentlicher Vorteil der regionalen Klimamodellierung ist die Simulation des Niederschlags [GIORGI und MARINUCCI, 1996]. Die Niederschlagsbildung findet zwar auch in einem Regionalmodell weit unterhalb der Gitterauflösung statt, doch wird sie stark durch mesoskalige Prozesse beeinflusst, die zumindest teilweise von einem regionalen Klimamodell aufgelöst werden können. Aufgrund der allgemein höheren Auflösung eines Regionalmodells, der damit verbundenen feineren Repräsentation der Orografie und Land–Meer–Kontraste, der realitätsnäheren Wiedergabe hydrodynamischer Instabilitäten, nichtlinearer Wechselwirkungen und Energietransfers zwischen großen und kleineren Skalen, kann eine Verbesserung in der Simulation des Niederschlags gegenüber einem globalen, gröber aufgelösten Klimamodell erwartet werden (vergleiche auch Abschnitt 1.2).

Im Gegensatz zum Luftdruck oder zur Temperatur ist der Niederschlag im HIRHAM4 nur indirekt von den Randantriebsdaten abhängig, da der Niederschlag einerseits keine prognostische Größe ist und andererseits die prognostische Größe Wolkenwasser nicht vom antreibenden Modell übernommen wird (siehe Abschnitt 3.4). Allerdings entstehen dadurch an den Modellrändern teilweise unrealistische Niederschlagswerte, wie in einigen der folgenden Abbildungen deutlich zu erkennen ist.

7.3.1 Niederschlagssummen

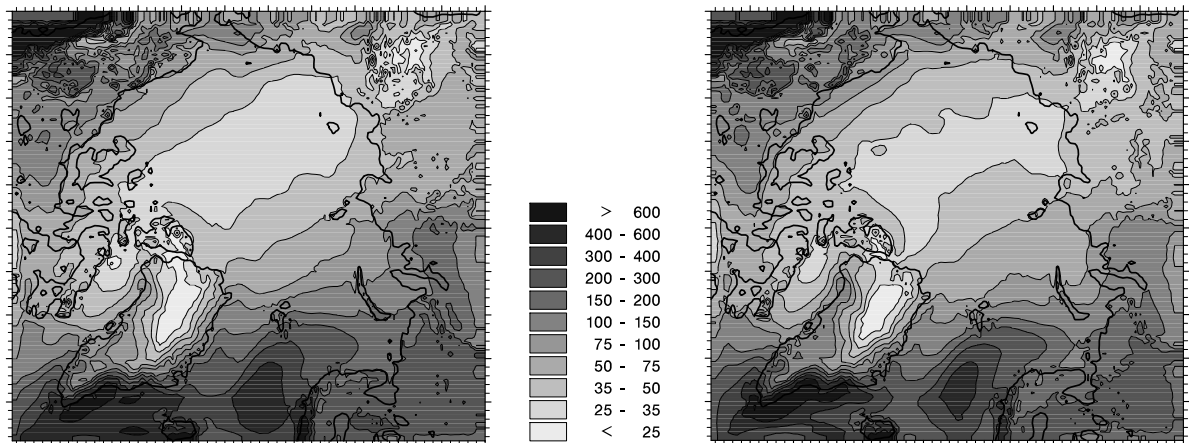
Der oben angesprochene Vorteil eines regionalen Klimamodells gegenüber einem gröber aufgelösten globalen Modell soll hier anhand der Niederschlagssimulationen des HIRHAM4 und des ECHO-G-Kontrolllaufs demonstriert werden. Gleichzeitig wird der Unterschied im Niederschlag zwischen den beiden NAO-Phasen erläutert. Dazu sind in Abbildung 7.4 für die HIRHAM4-Simulationen und in Abbildung 7.5 für den CTRL jeweils die mittleren Niederschlagssummen im Winter für die positive und die negative NAO-Phase sowie die Differenz zwischen beiden dargestellt.

Am wenigsten Niederschlag fällt in beiden NAO-Phasen der HIRHAM4-Simulationen jeweils über der Mitte des grönländischen Eisschildes und den ostsibirischen Gebirgen. Insbesondere über Zentralgrönland beträgt die mittlere Niederschlagssumme im Winter weniger als 25 mm, doch auch über dem zentralen Arktischen Ozean fällt im Mittel weniger als 50 mm Niederschlag. Diesbezüglich zeigen die Niederschlagssummen des CTRL ein analoges Bild, wobei allerdings auch an der Nordwestküste Grönlands entsprechend niedrige Werte auftreten. Zudem sind auch die mittleren Niederschlagssummen in der zentralen Arktis niedriger. Allgemein liegt die Ursache für diese geringen Niederschläge in den extrem kalten Wintertemperaturen dieser Gebiete (siehe Abbildung 7.3), wodurch die Atmosphäre nur geringe Mengen an Feuchtigkeit enthält, die für Niederschlagsprozesse zur Verfügung stehen kann.

Ein Zusammenhang des Niederschlags mit der Temperatur zeigt sich auch in den Gebieten, die im Mittel wärmere Klimabedingungen aufweisen. So fällt über den im Winter noch recht warmen Meeresgebieten im Nordatlantik und an der Pazifikküste Nordamerikas relativ viel Niederschlag. Auch in Nordeuropa zeigen sich verhältnismäßig hohe Niederschläge. Die höchsten Niederschlagssummen in den HIRHAM4-Simulationen treten in Verbindung mit Gebirgen auf, vor allem im Bereich der nördlichen Rocky Mountains und an der orografisch stark gegliederten Südküste Grönlands, wo allein im Winter mittlere Niederschlagssummen von teilweise über 1000 mm vorkommen. Neben dem Niederschlag durch großräumige Hebung im Bereich synoptischer Wettersysteme entsteht dort zusätzlich Niederschlag aufgrund orografisch erzwungener Hebung von Luftmassen.

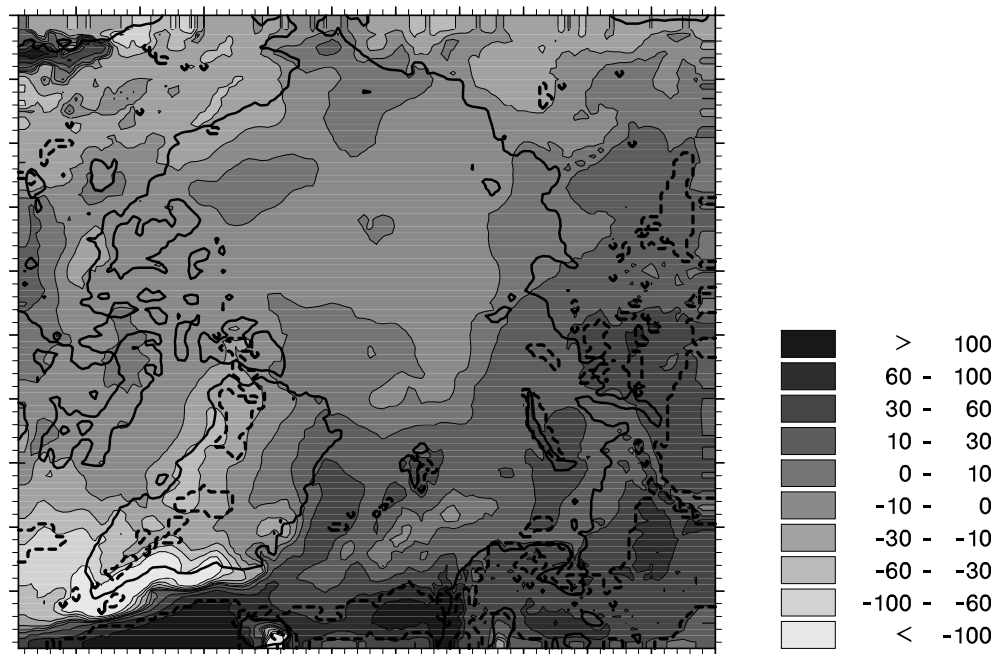
Wegen der gröberen Repräsentation der Orografie weichen die Niederschlagssummen des CTRL vor allem in den Regionen mit einer starken orografischen Gliederung deutlich von denen der HIRHAM4-Simulationen ab. Beispielsweise zeigen die HIRHAM4-Simulationen an der Südostküste Grönlands teilweise doppelt so hohe Niederschlagssummen wie der CTRL. Mittelhohe Gebirge, wie z.B. der Ural oder die Gebirge Ostsibiriens, sind in der T30-Auflösung des ECHAM4 zudem so stark geglättet, dass sie kaum einen Einfluss auf die Niederschlagsverteilung im CTRL haben. Zudem tritt im CTRL auch über den relativ niederschlagsreichen Gebieten des Nordatlantiks und der europäischen Arktis weniger, stellenweise nur halb so viel Niederschlag auf als in den HIRHAM4-Simulationen. Ganz allgemein wird der Niederschlag über weiten Teilen der Arktis vom ECHAM4 wahrscheinlich unterschätzt.

Die größten absoluten Niederschlagsdifferenzen zwischen positiver und negativer Phase der NAO zeigen sich naturgemäß in den Gebieten, in denen im Mittel viel Niederschlag fällt. In der positiven NAO-Phase fällt mehr Niederschlag vor allem über dem östli-



(a) Positive NAO-Phase

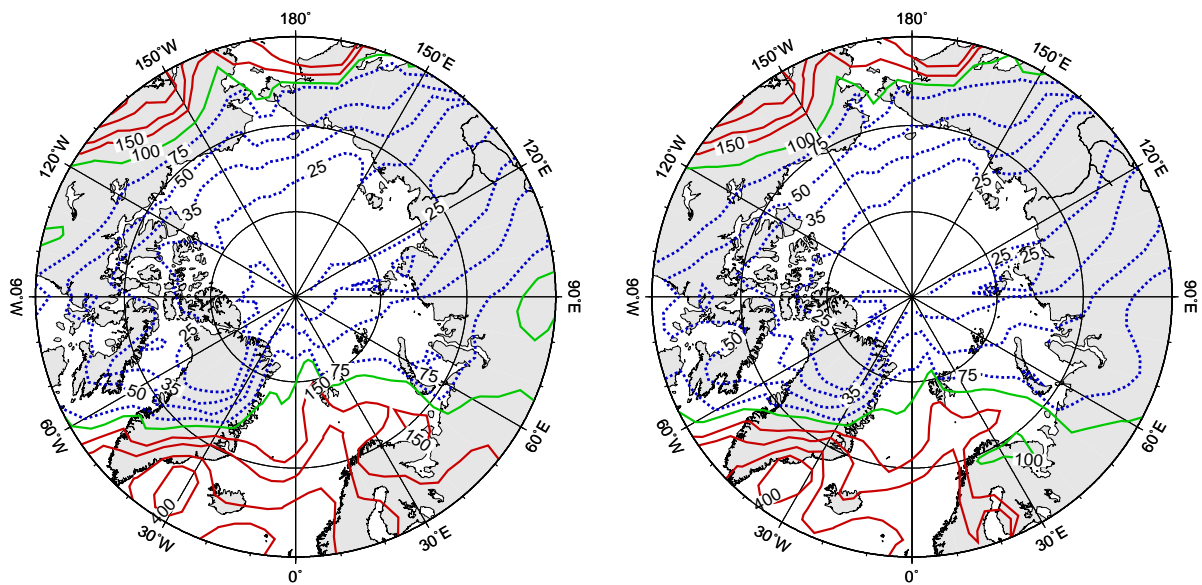
(b) Negative NAO-Phase



(c) Differenz (NAO+ minus NAO-)

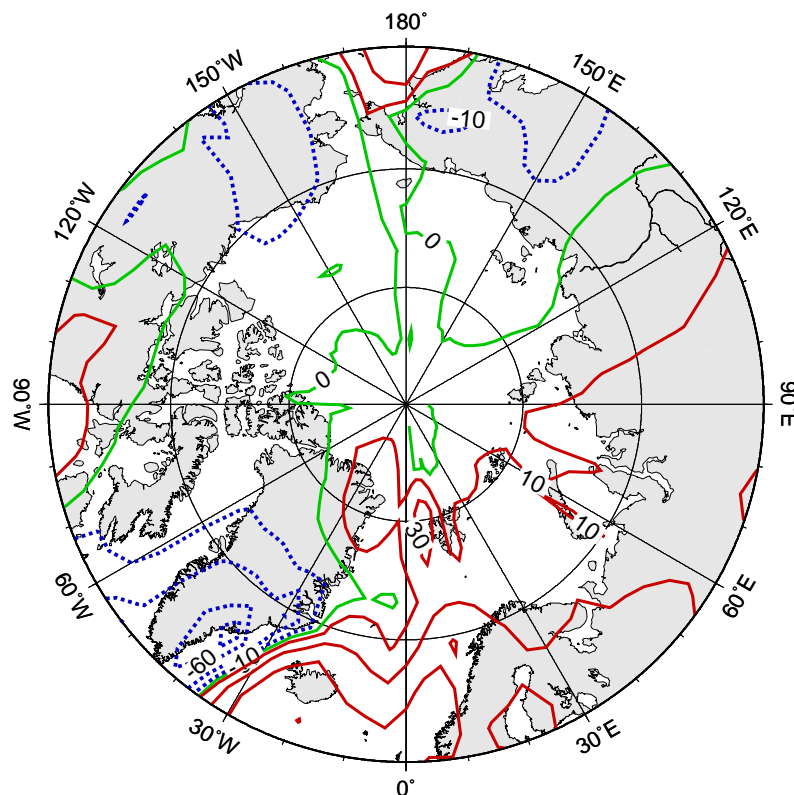
Abbildung 7.4: Mittlere Niederschlagssumme (mm) von 12 Wintern in der positiven (a) und 12 Wintern in der negativen Phase der NAO (b) sowie die Differenz zwischen positiver und negativer Phase (c). Die gestrichelte Linie im Differenzenbild gibt die 95%-Signifikanzgrenze an.

chen Nordatlantik und Nordeuropa, wo die Niederschlagsdifferenzen der HIRHAM4-Simulationen auch teilweise statistisch signifikant sind. Demgegenüber fällt in der negativen Phase der NAO mehr Niederschlag an der Süd- und Westküste Grönlands, in Alaska und Ostsibirien. Die negativen Differenzen der HIRHAM4-Simulationen weisen allerdings nur über einigen Bereichen des grönländischen Eisschildes statistische Signifikanz auf, wogegen z.B. an der Südküste Grönlands, trotz einer Niederschlagsdifferenz



(a) Positive NAO-Phase

(b) Negative NAO-Phase



(c) Differenz (NAO+ minus NAO-)

Abbildung 7.5: Mittlere Niederschlagssumme (mm) nördlich von 60°N von 12 Wintern in der positiven (a) und 12 Wintern in der negativen Phase der NAO (b) sowie die Differenz zwischen positiver und negativer Phase (c) vom CTRL. Der Isolinienabstand wurde entsprechend der Einteilung in Abbildung 7.4 gewählt.

von teilweise weit über 100 mm, keine statistische Signifikanz festzustellen ist. (Die Ursache liegt in den extrem unterschiedlichen Niederschlagssummen.) Dennoch zeigen sich gerade im Bereich um Grönland und Island sowohl die größten positiven als auch die größten negativen Differenzen zwischen den beiden NAO-Phasen. Ähnlich wie die Unterschiede in der Temperaturverteilung weisen auch die Unterschiede in der Niederschlagsverteilung zwischen den beiden NAO-Phasen in etwa die gleiche Zweiteilung der Arktis auf. Die Kennzeichen dieser Zweiteilung sind mehr Niederschlag über dem östlichen Nordatlantik und dem Nordwesten des eurasischen Kontinents in der positiven Phase und mehr Niederschlag im pazifischen Bereich und der westlichen Arktis in der negativen Phase.

Die Niederschlagsdifferenzen zwischen positiver und negativer Phase der NAO sind im CTRL qualitativ ähnlich zu denen der HIRHAM4-Simulationen, doch sind sie vor allem über Grönland, dem Nordatlantik und Europa vom Betrag deutlich geringer. Diese Regionen sind aber gerade die, die das stärkste Signal bezüglich der NAO aufweisen. Folglich gibt der CTRL zwar die räumlichen Abhängigkeiten des Niederschlags von der NAO qualitativ wieder, die Größenordnung der natürlichen Niederschlagsvariabilität in der Arktis wird aber unterschätzt. Der zu Beginn dieses Abschnitts erwähnte Vorteil der regionalen Klimamodellierung bezüglich der Simulation des Niederschlags wird hier deutlich.

7.3.2 Verdunstungssummen

Neben dem Niederschlag ist auch die Verdunstung eine wichtige Größe im Wasserkreislauf. Zudem hat die Verdunstung großen Einfluss auf den Wärmehaushalt der Erdoberfläche, da durch sie Wärme- und Strahlungsenergie in latente Energie umgewandelt wird. Die Verdunstung hängt von verschiedenen meteorologischen Parametern ab, wie z.B. von der Luftfeuchtigkeit oder der Windgeschwindigkeit, ist insbesondere aber auch von der Lufttemperatur abhängig, sodass bei gleichem Wasservorrat an der Erdoberfläche in warmen Gebieten im Allgemeinen mehr Wasser verdunstet als in kalten.

Abbildung 7.6 zeigt die mittleren Verdunstungssummen im Winter für die positive und die negative Phase der NAO sowie die Differenz zwischen beiden. Ein negatives Vorzeichen bedeutet, dass es durch Verdunstung zu einem Wasserverlust an der Oberfläche kommt. Ein positives Vorzeichen steht entsprechend für einen Wassergewinn an der Oberfläche durch ein Überwiegen der Kondensation. Die räumliche Verteilung der Verdunstung ist durch extrem geringe Verdunstungsraten von weniger als 10 mm im gesamten Winter in der zentralen Arktis charakterisiert. Über Grönland und weiten Teilen des Arktischen Ozeans überwiegt im Mittel sogar die Kondensation von Wasser an den sehr kalten Eisoberflächen gegenüber der Verdunstung. Lediglich über den warmen Meeresregionen und den Kontinentalgebieten mit einem relativ milden Winterklima zeigen sich Verdunstungsraten, die größer als 50 mm sind, wobei über den auch im Winter verhältnismäßig warmen Teilen des Nordatlantiks auch Werte von über 250 mm erreicht werden.

Der Unterschied in der Verdunstung zwischen den Wintern der positiven und der negativen Phase der NAO zeigt sich vor allem im Bereich des Nordatlantiks, wo die Differenzen

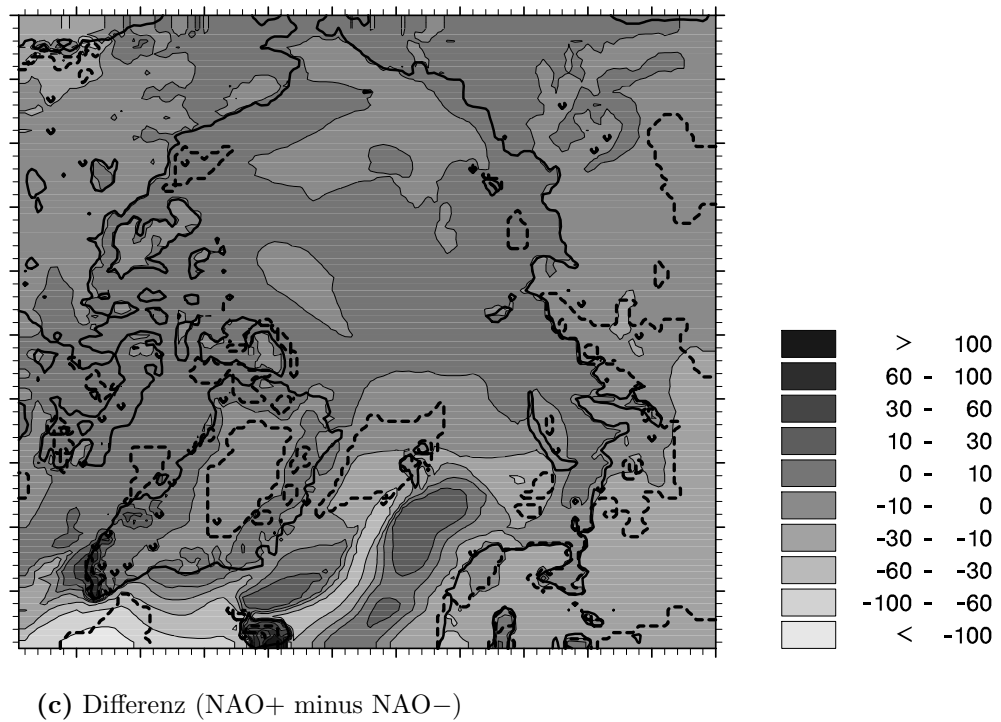
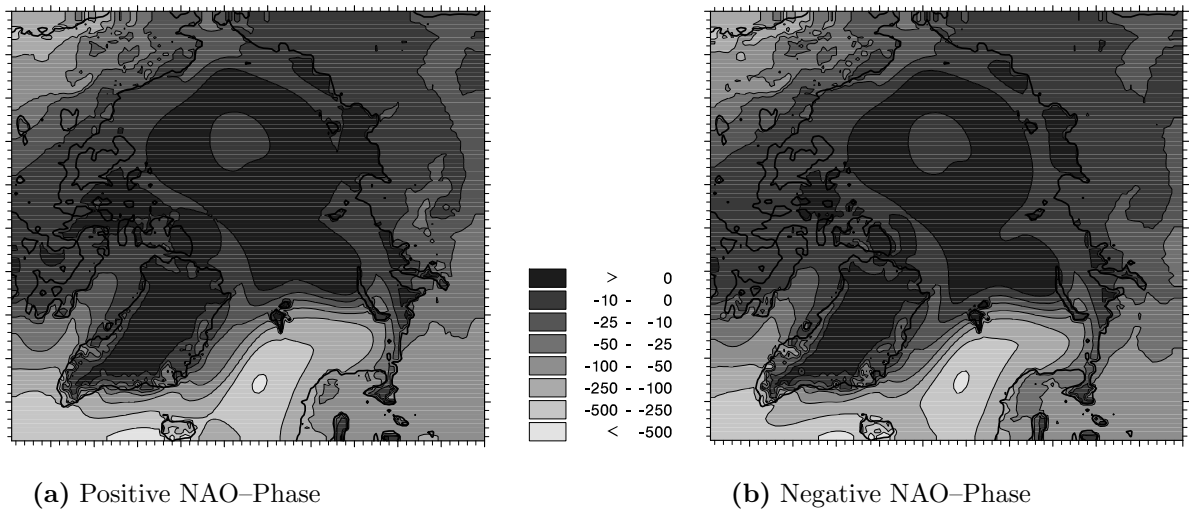


Abbildung 7.6: Mittlere Verdunstungssumme (mm) von 12 Wintern in der positiven (a) und 12 Wintern in der negativen Phase der NAO (b) sowie die Differenz zwischen positiver und negativer Phase (c). Die gestrichelte Linie im Differenzbild gibt die 95%–Signifikanzgrenze an.

teilweise bis zu 100 mm betragen. Insbesondere an der Südspitze Grönlands und auf Island, aber auch über einigen Meeresgebieten zwischen Skandinavien und Spitzbergen ist die Verdunstung in der negativen Phase der NAO höher als in der positiven, wogegen über Nordeuropa und südlich von Grönland in der positiven Phase eine höhere Verdunstung festzustellen ist. Über Nordeuropa und teilweise auch südlich von Grönland ist diese Differenz zudem statistisch signifikant. Trotz der geringen Unterschiede zeigt

sich aber auch über dem grönländischen Eisschild und der Grönlandsee westlich von Spitzbergen eine statistisch signifikant höhere Verdunstung in der positiven Phase.

7.3.3 Niederschlag minus Verdunstung

Ergänzend zum Niederschlag und der Verdunstung wurde auch die Verteilung der Differenzgröße Niederschlag minus Verdunstung analysiert. Diese häufig als $P - E$ (Precipitation minus Evaporation) bezeichnete Größe gibt Auskunft über die Humidität eines Klimas, da sie letztlich den Nettoeintrag von Frischwasser an der Erdoberfläche repräsentiert.

In Abbildung 7.7 ist die mittlere Wintersumme von $P - E$ in der positiven und in der negativen NAO-Phase dargestellt. Mit Ausnahme einiger Meeresgebiete des Nordatlantiks überwiegt in der gesamten Arktis der Niederschlag gegenüber der Verdunstung. Im Wesentlichen entspricht die Verteilung von $P - E$ auch der Niederschlagsverteilung. Eine Ausnahme bilden die eisfreien Gebiete des Nordatlantiks, wo die hohen Verdunstungsraten über dem offenen, relativ warmen Wasser teilweise größer sind als die dort fallenden Niederschläge. Dies betrifft insbesondere das Meeresgebiet südlich von Spitzbergen, wo im Mittel mehr als 50 mm Wasser verdunstet als durch Niederschläge fällt. Da dadurch die Salzkonzentration im Meer ansteigt (wodurch die Wasserdichte zunimmt), ist dies ein Anzeichen für eine verstärkte ozeanische Tiefenwasserbildung in diesen Meeresgebieten.

Ein Vergleich der Niederschlags- und Verdunstungsunterschiede zwischen positiver und negativer NAO-Phasen zeigt, dass die Verdunstungsunterschiede über den Landgebieten jeweils geringer sind als die Unterschiede im Niederschlag. Trotz der signifikant höheren Verdunstung über Nordeuropa in der positiven Phase gleicht der gleichzeitig

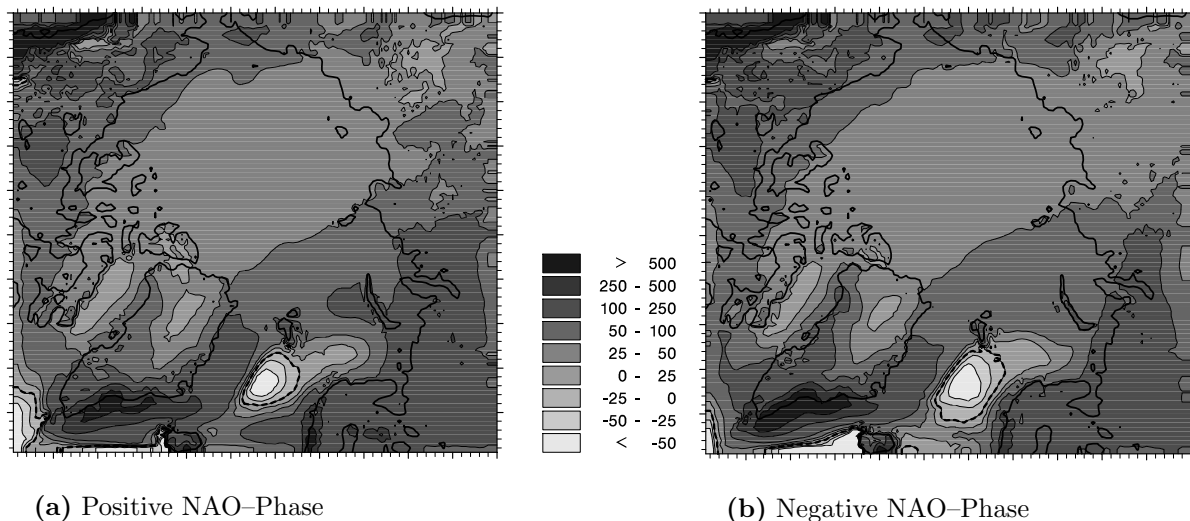


Abbildung 7.7: Mittlere Summe Niederschlag minus Verdunstung (mm) von 12 Wintern in der positiven (a) und 12 Wintern in der negativen Phase der NAO (b). Die gestrichelten Linien geben die Nulllinie an.

deutlich höhere Niederschlag diesen Wasserentzug über diesem Gebiet mehr als aus. Demzufolge entsprechen die Differenzen der Größe $P - E$ im Wesentlichen denen der Niederschlagsdifferenzen, weswegen hier auch auf eine Differenzenabbildung verzichtet wurde. Die Differenzen in der inneren Arktis sind sogar vom Betrag fast gleich groß wie beim Niederschlag. Nur über dem Nordatlantik gibt es eine teilweise abweichende Verteilung beider Größen, die mit den hohen Verdunstungsraten über diesen Gebieten in Verbindung steht.

Der Nordatlantik spielt eine wichtige Rolle beim Antrieb der globalen thermohalinen Zirkulation, da dort das über den Golfstrom einfließende Oberflächenwasser durch Konvektion in Tiefenwasser umgewandelt wird [z.B. RAHMSTORF, 1996; CUBASCH und KASANG, 2000]. Neben dem Frischwassereintrag durch Flüsse und dem Abschmelzen oder Ausfrieren von Eis hat die Größe $P - E$ großen Einfluss auf die thermohaline Zirkulation. Geringere Niederschläge und eine höhere Verdunstung, also eine Verringerung von $P - E$, haben eine höhere Meersalzkonzentration zur Folge, wodurch die Dichte des Meerwassers zunimmt, was wiederum eine stärkere Tiefenwasserbildung hervorruft, sodass die thermohaline Zirkulation verstärkt wird. Entsprechend wird bei einer Erhöhung von $P - E$ die thermohaline Zirkulation abgeschwächt. Im Extremfall könnte sogar der Golfstrom zum Erliegen kommen.

Abbildung 7.7 zeigt, dass über dem Nordatlantik in der positiven NAO-Phase überwiegend höhere Werte der Größe $P - E$ auftreten als in der negativen. Dies bedeutet, dass die thermohaline Zirkulation in der positiven Phase schwächer sein muss. Aufgrund der unterschiedlichen atmosphärischen Feuchteflüsse im Bereich des Nordatlantiks in den beiden NAO-Phasen hat die NAO/AO große Bedeutung für den Frischwasserhaushalt der Arktis [WALSH, 2000] und damit auch für die globale Ozeanzirkulation.

7.3.4 Niederschlagsakkumulation in Grönland

Zum Abschluss dieses Abschnitts sollen die Niederschlagsunterschiede zwischen den beiden NAO-Phasen speziell für das Gebiet Grönlands dargestellt werden. Da die Möglichkeit besteht, aus grönländischen Eisbohrkernen den Nettobetrag des Niederschlags für historische Zeiten zu rekonstruieren, soll hier untersucht werden, ob aufgrund des simulierten grönländischen Niederschlags auf den NAO-Index rückgeschlossen werden kann. DETHLOFF et al. [2001b] konnten zeigen, dass die Rekonstruktion des Niederschlags aus grönländischen Eisbohrkernen und die Niederschlagssimulationen des HIRHAM4 qualitativ und auch quantitativ gut übereinstimmen, sodass das regionale Klimamodell ein geeignetes Instrument für die Untersuchung des Niederschlags über Grönland darstellt. APPENZELLER et al. [1998] haben die beobachteten Niederschlagsfluktuationen im Westen Grönlands mit den Variationen im NAO-Index in Verbindung gebracht und sehen die Schneeakkumulationsraten in Eiskernen aus Westgrönland als geeigneten Parameter für die Rekonstruktion des NAO-Index.

In Abbildung 7.8(a) ist die simulierte Niederschlagsdifferenz und in Abbildung 7.8(b) die entsprechende Differenz von $P - E$ zwischen den Wintern der positiven und negativen NAO-Phase dargestellt. Wie bereits oben erwähnt, zeigt sich aufgrund der extrem

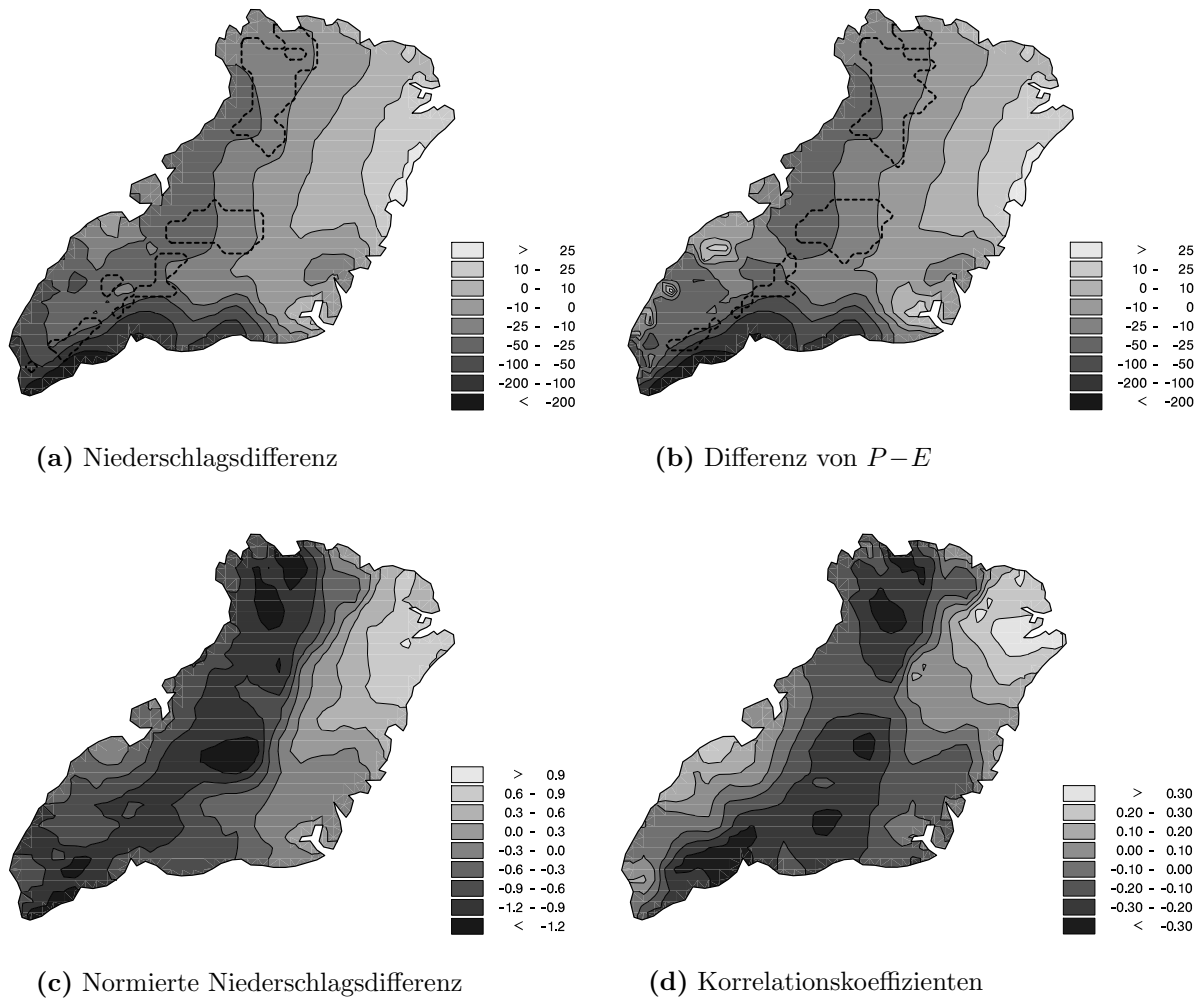


Abbildung 7.8: Differenzen zwischen den jeweils 12 Wintern der positiven und der negativen NAO-Phase für das Gebiet Grönlands von (a) der mittleren Niederschlagssumme (mm), (b) der mittleren Summe Niederschlag minus Verdunstung ($P-E$; mm) und (c) der normierten mittleren Niederschlagssumme nach Gleichung 7.1. Ferner sind in (d) die Korrelationskoeffizienten zwischen dem NAO-Index des CTRL und den Niederschlagssummen der 24 Winter-Simulationen des HIRHAM4 dargestellt. Die gestrichelten Linien geben jeweils die 95%-Signifikanzgrenze an.

geringen Verdunstungsraten im Norden und im zentralen Bereich Grönlands kaum ein Unterschied zwischen den $P-E$ - und Niederschlagsdifferenzen. Lediglich über den südlichen Küstenstreifen unterscheiden sich die beiden Abbildungen geringfügig. Daraus lässt sich schließen, dass die Verdunstung im Winter über Grönland, trotz der teilweise signifikanten Unterschiede zwischen beiden NAO-Phasen, keinen entscheidenden Einfluss auf den Wasserhaushalt hat. Diesbezüglich ist folglich der Niederschlag die entscheidende Größe, auch wenn er über dem grönländischen Inlandeis ebenfalls verhältnismäßig geringe Wintersummen aufweist. Da die mittleren Wintertemperaturen Grönlands zudem deutlich unterhalb des Gefrierpunkts liegen (siehe Abbildung 7.3), fällt der Niederschlag entsprechend in fester Form und wird demzufolge zum größten Teil akkumuliert.

Die Niederschlagsdifferenzen sind zum überwiegenden Teil negativ, d.h. ein hoher NAO-

Index steht mit allgemein geringen Niederschlägen in Grönland in Verbindung und umgekehrt. Dieses Resultat deckt sich mit den Ergebnissen von BROMWICH et al. [1999], die eine negative Korrelation des grönländischen Niederschlags mit dem NAO-Index gefunden haben, wobei insbesondere der Niederschlag über Südgrönland eine sehr große negative Korrelation mit dem NAO-Index aufweist. Auch die Simulationsergebnisse des HIRHAM4 zeigen die größte Niederschlagsdifferenz zwischen den Wintern der positiven und negativen NAO-Phase im südlichen Küstenbereich Grönlands, doch besteht, trotz dieser hohen Niederschlagsdifferenz, nur im Westen Nordgrönlands und einigen Gebieten des zentralen südlichen Teils statistische Signifikanz. Die hohen absoluten Niederschlagsdifferenzen täuschen somit einen großen Unterschied vor, der eigentlich nicht existiert. Insofern ist es besser, relative Niederschlagsdifferenzen zu betrachten. Dazu wurden die Niederschlagsdifferenzen mit der mittleren Standardabweichung normiert. Die normierte Niederschlagsdifferenz ergibt sich demzufolge durch

$$\Delta\tilde{P} = \frac{\bar{P}_p - \bar{P}_n}{\frac{1}{2}(\sigma_p + \sigma_n)}, \quad (7.1)$$

wobei \bar{P} den mittleren Niederschlag und σ die entsprechende Standardabweichung der jeweils 12 Winter der positiven (Index p) bzw. negativen (Index n) Phase der NAO angibt.

Die so normierte Niederschlagsdifferenz ist in Abbildung 7.8(c) dargestellt. Falls $\Delta\tilde{P} > 1$ oder $\Delta\tilde{P} < -1$ ist, ist der Betrag der absoluten Differenz größer als die mittlere Standardabweichung, was einen nicht zufälligen Unterschied vermuten lässt. Die Gebiete Grönlands, in denen die normierte Differenz des Niederschlags vom Betrag den Wert Eins übersteigt, sind annähernd deckungsgleich mit den Gebieten statistisch signifikanter $P-E$ - und Niederschlagsdifferenzen. Allgemein zeigt der westliche und südliche Teil Grönlands teilweise deutlich mehr Niederschlag in der negativen NAO-Phase, wogegen nur im äußersten Nordosten Grönlands in der positiven NAO-Phase mehr Niederschlag fällt. Die normierten Differenzen liegen aber nur in einigen wenigen Gebieten knapp unterhalb von minus eins. Eine normierte Niederschlagsdifferenz $\Delta\tilde{P} > 1$ tritt zudem in ganz Grönland nicht auf.

Noch deutlicher wird dieser Zusammenhang bei Betrachtung der Korrelationskoeffizienten zwischen dem Niederschlag und dem NAO-Index (Abbildung 7.8(d)). Eine positive Korrelation besteht wiederum im äußersten Nordosten Grönlands, und eine Zone mit negativer Korrelation zieht sich von der Südostküste über den zentralen Bereich bis an die Nordwestküste Grönlands. Allerdings liegen die Korrelationskoeffizienten vom Betrag jeweils unterhalb von 0,35 und sind in ganz Grönland statistisch nicht signifikant. Das bedeutet, dass zwar ein Zusammenhang besteht, der aber relativ schwach ist und stark von natürlicher Variabilität überlagert wird.

APPENZELLER et al. [1998] haben in ECMWF-Reanalysedaten einen ähnlichen räumlichen Zusammenhang zwischen dem monatsgemittelten NAO-Index und den monatlichen Niederschlagssummen gefunden, wobei die Korrelation teilweise etwas größer gewesen ist als die der gezeigten Simulationen. Zwar zeigen auch die Modellergebnisse, dass der Zusammenhang zwischen Niederschlag und NAO-Index im westlichen Teil Grönlands deutlich größer ist als zum Beispiel im mittleren oder östlichen Teil, doch

wurden hier nur Winterniederschläge berücksichtigt, da die NAO ein typisches Winterphänomen ist und im Sommer sehr viel schwächer in Erscheinung tritt [HURRELL und VAN LOON, 1997]. Da andererseits aber der meiste Niederschlag über Nord- und Zentralgrönland in den Sommermonaten fällt [z.B. CHEN et al., 1997; DETHLOFF et al., 2001b], wenn die NAO die atmosphärische Zirkulation weniger stark prägt als im Winter, lässt sich vermuten, dass die Jahresniederschläge einen entsprechend geringeren Zusammenhang mit der NAO aufweisen. Dies kann anhand der Simulationsergebnisse aber nicht nachgeprüft werden. Dennoch muss die von APPENZELLER et al. [1998] vorgeschlagene Möglichkeit der Rekonstruktion des historischen NAO-Index aus den aus Eisbohrkernen Westgrönlands abgeleiteten Niederschlagsmengen, bereits aufgrund der nicht signifikanten Korrelation im Winter, als unwahrscheinlich angesehen werden. Ein Zusammenhang zwischen dem NAO-Index und dem Winterniederschlag im Nordwesten Grönlands ist zwar vorhanden, doch ist dieser so stark von natürlicher Niederschlagsvariabilität überlagert, dass eine rekonstruierte Zeitreihe des NAO-Index große Fehler beinhalten muss.

7.4 Synoptische Aktivität

Die in Abschnitt 6.1.6 bereits angesprochene realistischere Simulation kurzzeitiger, synoptischer Variabilität in einem regionalen Klimamodell soll hier zusammen mit dem Unterschied zwischen positiven und negativen Phasen der NAO analysiert werden. Als Maß für die synoptische Aktivität werden wiederum die Standardabweichungen der bandpassgefilterten Luftdruckzeitreihen betrachtet, die nur die Variabilität zwischen zwei und sechs Tagen beinhalten (vergleiche Abschnitt 6.1.6).

In Abbildung 7.9 sind die mittleren Standardabweichungen der bandpassgefilterten Luftdruckzeitreihen für die positive und die negative Phasen der NAO dargestellt, wobei der obere Teil der Abbildung die Ergebnisse der HIRHAM4-Simulationen und der untere die entsprechenden Standardabweichungen aus dem Kontrolllauf des ECHO-G (CTRL) zeigt. Eine hohe synoptische Aktivität, gekennzeichnet durch hohe Standardabweichungen, zeigt sich in allen Bildern über dem Nordwesten des nordamerikanischen Kontinents, an der Westküste Grönlands und über dem Nordatlantik. Eine niedrige synoptische Aktivität tritt jeweils über dem Ostteil des eurasischen Kontinents, dem Arktischen Ozean, dem kanadischen Archipel und der Mitte Grönlands auf.

Neben diesen allgemeinen Gemeinsamkeiten gibt es aber auch deutliche Unterschiede sowohl zwischen den beiden NAO-Phasen als auch zwischen den HIRHAM4-Simulationen und dem CTRL. Bevor die Unterschiede zwischen den HIRHAM4-Simulationen und dem CTRL näher dargestellt werden, werden zunächst die Unterschiede zwischen positiver und negativer NAO-Phase als Resultat der HIRHAM4-Simulationen erläutert.

7.4.1 Unterschiede zwischen den beiden NAO-Phasen

Die positive Phase ist vor allem durch eine höhere synoptische Aktivität an der Pazifikküste Nordamerikas sowie über dem östlichen Nordatlantik und Nordwesteuropa ge-

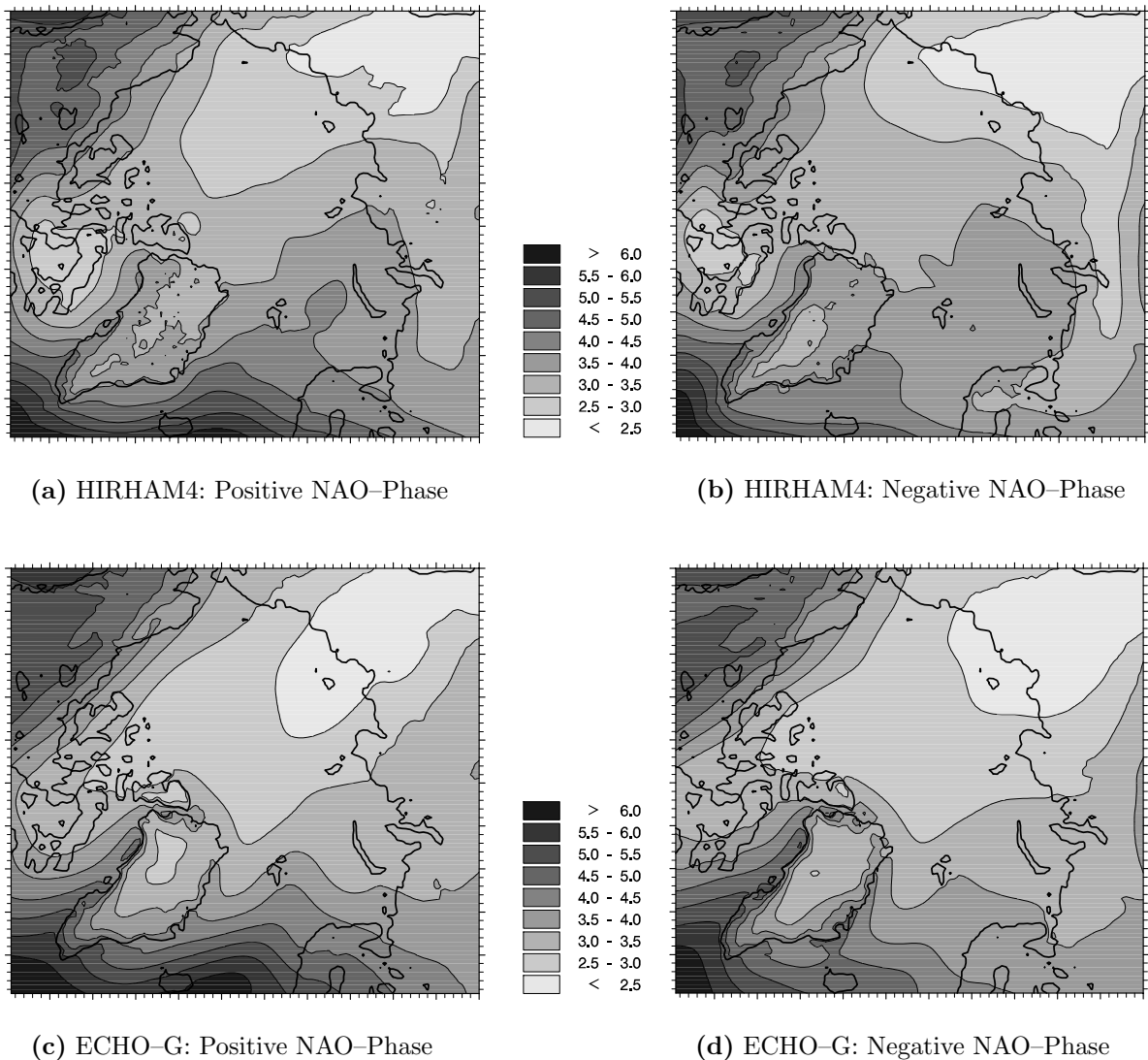


Abbildung 7.9: Mittlere Standardabweichung der bandpassgefilterten (2–6 Tage) Luftdruckzeitreihen eines jeden Winters (hPa) von 12 Wintern in der positiven (a) und (c) und 12 Wintern in der negativen Phase der NAO (b) und (d). Die oberen beiden Abbildungen zeigen die Simulationsergebnisse des HIRHAM4 und die unteren beiden die des ECHO-G.

kennzeichnet. Demgegenüber ist die synoptische Aktivität an der Westküste Grönlands, über Nordgrönland und über dem Arktischen Ozean in der negativen Phase höher.

SERREZE et al. [1997] haben gezeigt, dass in Verbindung mit einem stärkeren Islandtief (wie in der positiven NAO-Phase) mehr Zyklonen über dem östlichen Nordatlantik und vor allem im Bereich des Islandtiefs auftreten. Gleichzeitig werden im Bereich von Labrador und über der Barents- und Karasee weniger Zyklonen beobachtet. Ersteres stimmt gut mit den Simulationsergebnissen überein, da man davon ausgehen kann, dass die synoptische Aktivität im Bereich des Islandtiefs hauptsächlich durch Zyklonen verursacht wird. Im Bereich von Barents- und Karasee zeigen die Simulationen allerdings keinen großen Unterschied zwischen den beiden NAO-Phasen. Die beobachtete größere

Häufigkeit von Zyklonen im Bereich von Labrador in der negativen Phase deutet sich zumindest durch die größere synoptische Aktivität im Bereich der Labradorsee und der Baffin-Bay an.

Nach CHEN et al. [1997] führt die häufige Lage eines Tiefdruckgebiets über der Labradorsee zu erhöhtem Niederschlag über Grönland, wogegen für den Fall, dass ein Tief im Bereich Islands angesiedelt ist, allgemein weniger Niederschlag über Grönland fällt. Die Verbindung besteht in den unterschiedlichen Zugbahnen von Zyklonen, die im ersten Fall häufiger von der Labradorsee entlang der Westküste Grönlands nach Norden ziehen und im zweiten Fall häufiger den Bereich um Island passieren. Entsprechend des weiter westlich liegenden mittleren Tiefdruckzentrums in der negativen NAO-Phase (siehe Abbildung 7.2) zeigt sich auch eine höhere synoptische Aktivität entlang der Westküste Grönlands, was eine größere Häufigkeit des Durchzugs von Zyklonen andeutet. Diese können für die höheren Niederschlagssummen im Westen Grönlands verantwortlich sein (siehe Abbildung 7.8). In Verbindung mit dieser typischen Zyklonenzugbahn entlang der Westküste Grönlands erfolgt nach CHEN et al. [1997] häufig auch eine Abspaltung eines zweiten Kerns, der über die Südspitze Grönlands hinweg zieht und auf der Leeseite des grönländischen Eisschildes durch erneute Zyklongenese zu erhöhten Niederschlägen im Süden Grönlands führt. Obwohl diese Zyklonenzugbahn in den Standardabweichungen nur schwach zu erkennen ist, kann dies ein Grund für die höheren Niederschläge im Süden Grönlands in der negativen NAO-Phase sein.

Insgesamt lassen sich die Niederschlagsunterschiede Süd- und Westgrönlands durch die unterschiedliche synoptische Aktivität erklären, die mit der unterschiedlichen Lage und Intensität des Islandtiefs in den beiden NAO-Phasen in Verbindung steht. Das gleiche gilt auch für die höheren Niederschläge über dem östlichen Nordatlantik in der positiven NAO-Phase, die entsprechend der größeren Intensität des Islandtiefs und der damit verbunden größeren Häufigkeit von Zyklonen über diesen Gebieten entstehen.

Ferner zeigen sich auch über Nordwesteuropa deutliche Unterschiede in der synoptischen Aktivität. In der positiven NAO-Phase zeigt sich eine allmähliche Abnahme der synoptischen Luftdruckvariabilität in etwa von Südwest nach Nordost, die einen annähernd zonalen Zug von Zyklonen unter fortschreitender Abschwächung andeutet. Im Gegensatz dazu ist die synoptische Aktivität in der negativen Phase nicht nur geringer, sondern auch durch einen Bereich mit deutlich reduzierter synoptischer Aktivität gekennzeichnet, der sich, ausgehend vom sibirischen Hoch, über den gesamten Norden des eurasischen Kontinents erstreckt. Diese Zone geringer Luftdruckvariabilität ist ein Hinweis auf eine große Häufigkeit persistenter Druckgebilde, wie z.B. ausgedehnte Kältehochs. Solche Hochdruckgebiete bilden sich im Winter über den extrem kalten Regionen der Kontinente und haben wegen der sehr tiefen Temperaturen nur eine geringe vertikale Ausdehnung, d.h. sie sind selten höher als 2 km [KURZ, 1990]. Durch das Absinken kalter Luft entsteht in den oberen Schichten ein zyklonaler Wirbel, der einerseits durch ageostrophisches Einströmen zur Bildung des Bodenhochs führt und andererseits die durchgehende zonale Höhenströmung blockiert. Diese Situation wird solange aufrecht erhalten, bis die ursächliche diabatische Abkühlung der Luft aufhört.

Winterliche Kältehochs sind folglich recht langlebig und bei einem Auftreten über Fennoskandien oder dem Nordwesten Russlands mit extrem kalter Witterung in Mittel- und

Osteuropa verbunden. Demgegenüber verhindern ostwärts ziehende atlantische Zyklonen durch den mit ihnen verbundenen Wärme- und Feuchtetransport die Bildung eines umfangreichen Kältehochs über Nordeuropa, sodass die Witterung in Mittel- und Osteuropa mild und feucht ist. Hiermit lassen sich die deutlich niedrigeren Temperaturen und geringeren Niederschlägen in Nordeuropa in der negativen NAO-Phase erklären.

7.4.2 Unterschiede zwischen regionalem und globalem Modell

Die wesentlichen Unterschiede in der synoptischen Aktivität zwischen positiver und negativer NAO-Phase zeigen sich nicht nur in den HIRHAM4-Simulationen, sondern auch im Kontrollexperiment des ECHO-G (ECHAM4/HOPE-G). Allerdings existiert auch ein deutlicher Unterschied, der beim Vergleich der einzelnen Bilder erkennbar ist: Die Standardabweichungen sind im ECHAM4 in den Randbereichen der Arktis und an den Küsten Grönlands durchweg höher (direkt am Rand besteht natürlich kein Unterschied) und über dem Arktischen Ozean und über Nordgrönland fast flächendeckend niedriger als im HIRHAM4. Dies deutet darauf hin, dass meridionale Zugbahnen von Zyklonen und Zyklogese in der inneren Arktis im HIRHAM4 häufiger vorkommen, wogegen im ECHAM4 in der inneren Arktis weniger Zyklonen entstehen und ansonsten eine zonale Zugrichtung der Zyklonen häufiger ist. Die größten Unterschiede zwischen HIRHAM4 und ECHAM4 zeigen sich in beiden NAO-Phasen (mit etwa 0,5 hPa) über dem östlichen Arktischen Ozean, wo die synoptische Aktivität des HIRHAM4 deutlich höher ist. Da auch Beobachtungen im Winter eine große Häufigkeit von Zyklonen im Bereich der Barents- und Karasee aufweisen (vergleiche Abbildung 2 von SERREZE et al. [1993]), müssen die Simulationsergebnisse des HIRHAM4 als realistischer angesehen werden.

Besonders auffällig ist der Unterschied zwischen HIRHAM4 und ECHAM4 auch im Bereich Nordeuropas. Die oben abgeleitete größere Häufigkeit von persistenten Kältehochs in der negativen Phase der NAO lässt sich in den Standardabweichungen des ECHAM4 nicht erkennen. Aus Beobachtungen ist bekannt, dass die negative NAO-Phase durch eine große Häufigkeit quasistationärer Tiefdruck- und Hochdruckgebiete gekennzeichnet ist, die am Boden wie auch in der Höhe die durchgehende zonale Strömung blockieren. Demzufolge ist in der negativen Phase eine meridionale Strömung häufiger. Für den Bereich des Nordatlantiks und Europas haben BUSCH et al. [1999] gezeigt, dass im Vergleich zu Beobachtungen vor allem im Winter und Frühjahr die zonale Strömung vom ECHAM überschätzt wird. Dadurch würden auch atlantische Zyklonen häufiger über Nordeuropa ziehen, wodurch sich höhere Standardabweichungen des Luftdrucks im Vergleich zu Beobachtungen ergeben.

Aufgrund der Koppelung über den Randantrieb ist das HIRHAM4 natürlich nicht in der Lage, völlig andere großräumige Strukturen zu erzeugen. Die Abhängigkeit der synoptisch-skaligen Flüsse vom Randantrieb ist in einem regionalen Klimamodell der Arktis jedoch geringer als in einem entsprechenden regionalen Klimamodell für mittlere Breiten [RINKE und DETHLOFF, 2000]. Dementsprechend kann das HIRHAM4 auf der synoptischen Skala größere Abweichungen zum antreibenden Modell produzieren, die durch die internen physikalischen Prozesse im Modell bestimmt werden (vergleiche auch VON STORCH et al. [2000]). Da, wie bereits in Abschnitt 6.1.6 erwähnt, viele dieser

Prozesse von der horizontalen Auflösung abhängen, kann im Vergleich zum ECHAM4 eine realistischere Simulation der synoptischen Aktivität im HIRHAM4 vorausgesetzt werden. Dies äußert sich in der größeren Kurzzeit-Variabilität in der inneren Arktis und der Tendenz zu einer stärkeren meridionalen Strömung auf der synoptischen Skala.

8 Zukünftige Änderungen des arktischen Winterklimas

Dieses Kapitel beschäftigt sich zum Abschluss mit möglichen zukünftigen Änderungen des arktischen Winterklimas in einer Atmosphäre mit erhöhten Treibhausgasen und Aerosolen. Das Hauptaugenmerk liegt dabei auf den möglichen Temperatur- und Niederschlagsänderungen in der Arktis, wobei speziell auch die unterschiedlichen Phasen der NAO berücksichtigt werden. Im Wesentlichen soll dabei eine Abschätzung über die Größenordnung der zu erwartenden Klimaänderungssignale in der Arktis erfolgen.

8.1 Das Treibhausgassignal im arktischen Winter

Analog zu den Simulationen des vorangegangenen Kapitels wurden auch hier durchweg komplette Winter (Dezember bis März) simuliert, die zu fünf einzelnen 6-Jahres-Perioden, entsprechend der in Abschnitt 5.3.3 diskutierten Auswahl, gehören. Zur Abkürzung werden diese Perioden des GSDIO-Szenarios hier mit Buchstaben gekennzeichnet. Dabei steht der Buchstabe A für die Periode 1890–1895, der Buchstabe B für die Periode 1940–1945, der Buchstabe C für die Periode 1990–1995, der Buchstabe D für die Periode 2010–2015 und der Buchstabe E für die Periode 2040–2045. Die Abkürzung SzenD bezieht sich beispielsweise auf die Szenario-Periode 2010–2015.

Um ferner einen repräsentativen Referenzzustand des natürlichen arktischen Klimas zu erhalten, wurde jeweils der Mittelwert der Perioden A, B und C bestimmt, der entsprechend als SzenABC bezeichnet wird. Dabei wird angenommen, dass diese drei Perioden näherungsweise das mittlere Klima unter nur leicht ansteigenden, fast konstanten Treibhausgas- und Aerosol-Konzentrationen repräsentieren. Die mittleren Temperaturunterschiede zwischen diesen drei Perioden sind geringer als die zu den folgenden Perioden (vergleiche Abbildung 5.7), sodass die Unterschiede vermutlich noch natürliche Variationen (bzw. die Größenordnung dieser) repräsentieren.

8.1.1 Temperaturänderungen

In Abbildung 8.1(a) ist die mittlere 2m-Temperatur in den Wintern der Szenario-Perioden A, B und C dargestellt. Die Graustufen wurden zum besseren Vergleich

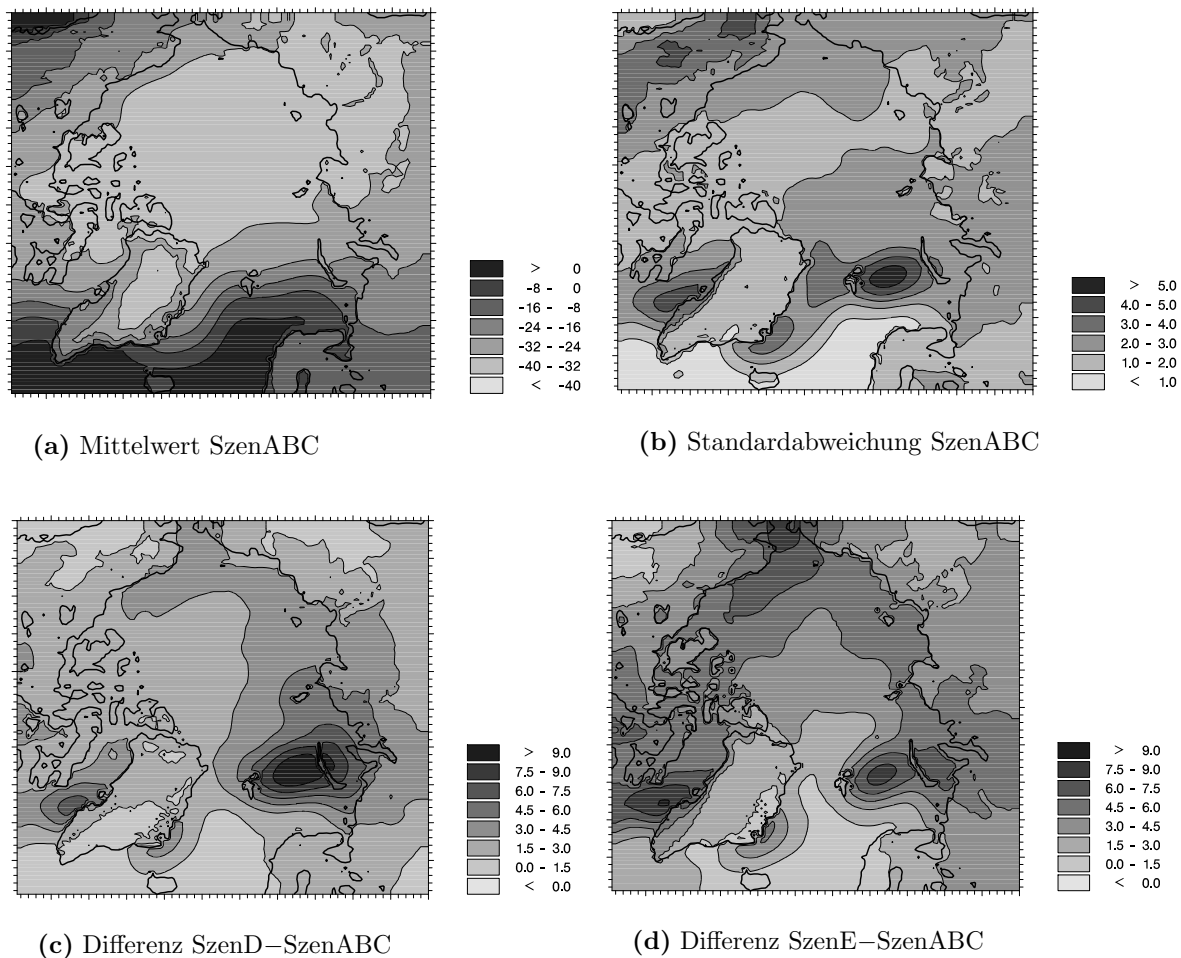


Abbildung 8.1: Mittlere Temperatur in 2 m Höhe (a) und die entsprechenden Standardabweichungen (b) der jeweils 6 Winter der Szenario-Perioden A, B und C (SzenABC) sowie die Differenzen zwischen der Szenario-Periode D (SzenD) und SzenABC (c) und zwischen der Szenario-Periode E (SzenE) und SzenABC (d). Temperaturangaben bei Mittelwerten in °C, ansonsten in K.

wie in Abbildung 7.3 gewählt. Natürlich kann nicht erwartet werden, dass die Temperaturen von SzenABC vielleicht die positive oder die negative NAO-Phase der CTRL-Regionalisierungen repräsentieren, da neben der unterschiedlichen Meereis-Parametrisierung (siehe Abschnitt 3.3.3) schließlich auch verschiedene Modelle mit unterschiedlicher Auflösung und unterschiedlichen Randbedingungen den Regionalisierungen zugrunde liegen; dennoch soll auf einige Unterschiede hingewiesen werden. Die mittleren 2m-Temperaturen von SzenABC sind beispielsweise über dem Nordatlantik höher als in beiden NAO-Phasen. So zeigen sich positive Temperaturen bis in die Barents- und Labradorsee. Außerdem treten mittlere 2m-Temperaturen unter -40°C in der gesamten Arktis nicht auf. Im Gegensatz dazu zeigen sich in SzenABC über der Baffin-Bay niedrigere 2m-Temperaturen als in beiden NAO-Phasen.

Abbildung 8.1(b) zeigt die Standardabweichungen der mittleren Temperaturen der 18

einzelnen Winter in Bezug auf den Mittelwert von SzenABC. Die Standardabweichungen repräsentieren hier näherungsweise die mittlere natürliche Temperaturvariabilität der arktischen Winter. Die Abweichungen zum Mittelwert von SzenABC sind größtenteils kleiner als 3 K und über dem eisfreien Nordatlantik sogar kleiner als 1 K. Nur in Alaska und an den Eisrändern zeigen sich höhere Standardabweichungen, die in der nördlichen Barentssee 5 K überschreiten. Letztere stehen mit jährlichen Schwankungen der Meereisbedeckung in Verbindung, die in diesen Regionen besonders groß sind.

Die möglichen zukünftigen Temperaturänderungen in Bezug auf die Referenzperioden SzenABC sind für die Periode D (2010–2015) in Abbildung 8.1(c) und für die Periode E (2040–2045) in Abbildung 8.1(d) dargestellt. Bereits für die Winter 2010–2015 zeigt sich in der gesamten Arktis eine im Mittel höhere Temperatur, die insbesondere in der östlichen Arktis um mehr als 3 K über dem Referenzwert liegt. In Nordeuropa und dem nördlichen Teil Nordamerikas beträgt die Erwärmung immerhin noch mehr als 1,5 K. Die stärkste Erwärmungsrate zeigt sich über der nördlichen Barentssee mit etwa 10 K und im Bereich der Davisstraße mit etwa 6 K. Diese starke Erwärmung ist an eine geringere Meereisbedeckung gekoppelt, die, wie oben erwähnt, auch große natürliche Schwankungen aufweist. Dennoch liegt die Erwärmung über der nördlichen Barentssee um etwa 5 K über den Standardabweichungen der Referenzperioden, was somit deutlich über die natürlichen Schwankungen hinausgeht.

Für die Winter 2040–2045 zeigt sich in den meisten Gebieten der Arktis eine noch stärkere Erwärmung. Lediglich über dem Europäischen Nordmeer und der Pazifikküste Nordamerikas liegt die Temperaturerhöhung noch unterhalb 1,5 K. Auch hier zeigt sich das stärkste Temperatursignal wiederum an den Eisrändern (mit bis zu 9 K über der Davisstraße), wobei nun aber auch über der Beringstraße eine deutliche Erwärmung von knapp 8 K auftritt. Die Erwärmung liegt nun größtenteils deutlich oberhalb der Standardabweichungen der Referenzperioden. Auffällig ist, dass die Erwärmung über der nördlichen Barentssee geringer ist als in den Wintern 2010–2015, wobei die Meereisbedeckung wieder die entscheidende Rolle zu spielen scheint. Unabhängig von dem allgemeinen Trend einer Erwärmung zeigt sich hier ein Gebiet, das vermutlich aufgrund natürlicher Schwankungen eine Abkühlung in Bezug auf die Jahre 2010–2015 aufweist.

8.1.2 Niederschlagsänderungen

Neben der Temperatur ist der Niederschlag der wichtigste Klimaparameter. Analog zur Temperaturabbildung 8.1 enthält Abbildung 8.2 die entsprechenden Niederschlagssummen. Die Graustufen bei den mittleren Niederschlagssummen der SzenABC–Winter in Abbildung 8.2(a) wurden wiederum zum besseren Vergleich ähnlich wie in Abbildung 7.4 gewählt. Abweichungen in den Skalierungen betreffen nur Niederschlagssummen unter 50 mm. Hierin äußert sich ein allgemein deutlicher Unterschied zwischen den mittleren Niederschlagssummen der CTRL–Regionalisierungen und der Regionalisierungen des GSDIO–Szenarios. Letztere zeigen in der inneren Arktis, aber auch über Landflächen mit Ausnahme der Küsten, im Mittel immer sehr viel geringere Niederschläge als Erstere, wogegen über dem eisfreien Ozean häufig (aber nicht ausschließlich) höhere Niederschlagssummen vorkommen. Die Ursache für diese Differenzen konnte bislang noch

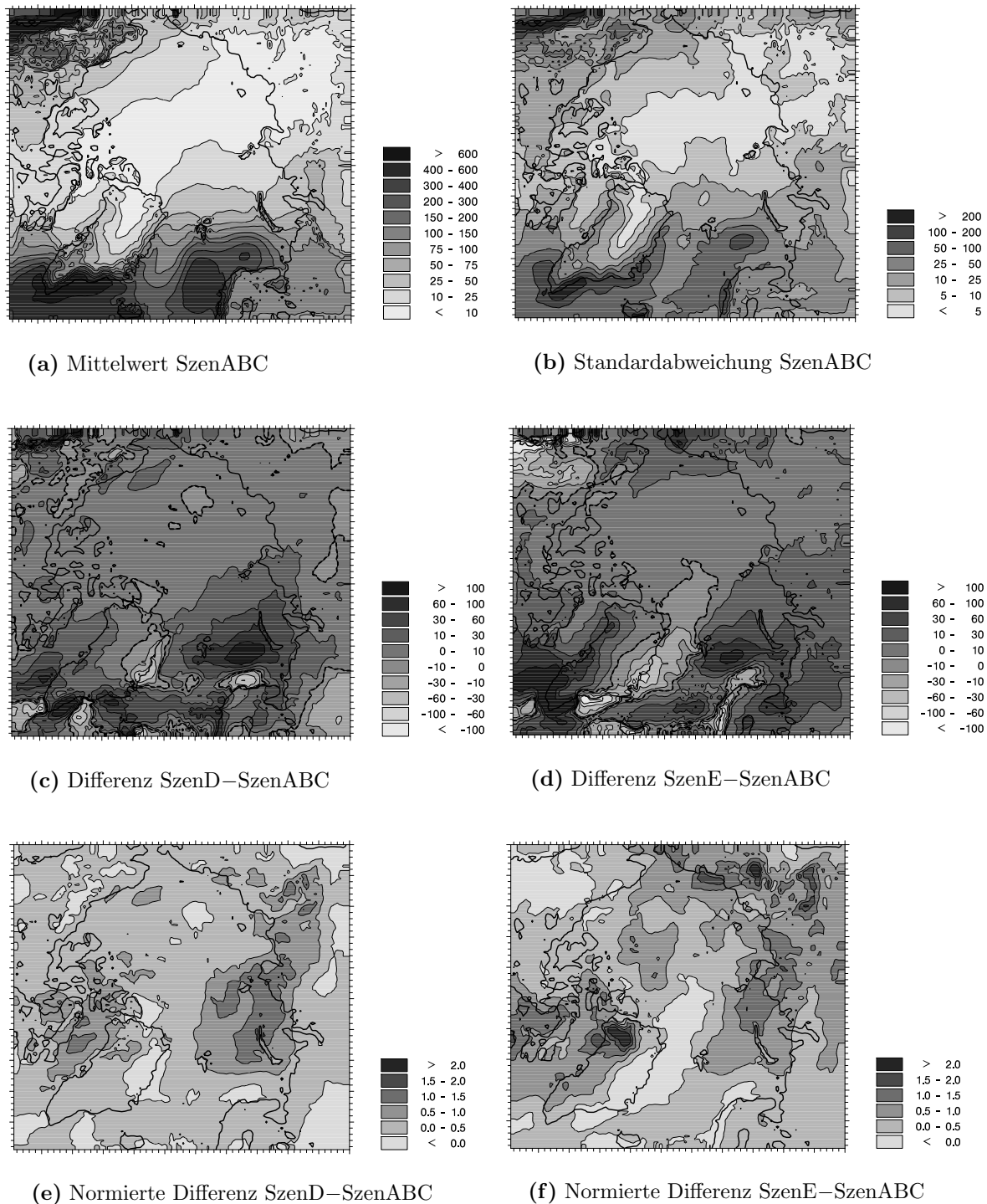


Abbildung 8.2: Mittlere Niederschlagssummen (a) und die entsprechenden Standardabweichungen (b) der jeweils 6 Winter der Szenario-Perioden A, B und C (SzenABC), die Differenzen zwischen der Szenario-Periode D (SzenD) und SzenABC (c) und zwischen der Szenario-Periode E (SzenE) und SzenABC (d) sowie die normierte Differenz (siehe Text) zwischen SzenD und SzenABC (e) und zwischen SzenE und SzenABC (f). Die gestrichelten Linien bei den absoluten Differenzen geben die Nulllinie an. Niederschlagswerte in den Bildern (a) bis (d) jeweils in mm.

nicht geklärt werden. Vermutet wird ein Zusammenhang mit dem Wechsel der Meereis-Parametrisierung. Bei den CTRL-Regionalisierungen wurde ein Eisschema verwendet, das den Wärmefluss aus dem Ozean mit einer konstanten Meereisdicke von 2 m berechnet. Für die Regionalisierungen des GSDIO-Szenarios wurde der Wärmefluss aus dem Ozean sowohl mit partieller Meereisbedeckung als auch mit variabler Meereisdicke bestimmt (vergleiche Abschnitt 3.3.3). Der Einfluss der Meereisdicke auf die Simulationsergebnisse des HIRHAM4 wurde von RINKE und DETHLOFF [2000] untersucht, mit dem Ergebnis, dass in Abhängigkeit der Meereisdicke und der damit verbundenen unterschiedlichen Wärmeflüsse aus dem Ozean große Temperatur- und Zirkulationsunterschiede über dem Arktischen Ozean auftreten. Demzufolge können bei einer unterschiedlichen Parametrisierung von Meereis auch größere Niederschlagsunterschiede nicht ausgeschlossen werden.

Als Anhaltspunkt für die jährliche Niederschlagsvariabilität sind in Abbildung 8.2(b) die Standardabweichungen der 18 einzelnen Wintersummen in Bezug auf den Mittelwert von SzenABC dargestellt. Ähnlich wie die mittleren Niederschlagssummen weisen auch die Standardabweichungen starke räumliche Unterschiede auf, wobei die Regionen mit niedrigen mittleren Niederschlagssummen auch entsprechend niedrige Standardabweichungen aufweisen und umgekehrt. Die mengenmäßig stärksten Niederschlagsschwankungen zeigen sich naturgemäß an den niederschlagsreichen, orografisch stark gegliederten Küstenzonen der Arktis, an der Südspitze Grönlands, über Island, der norwegischen Küstenregion und vor allem an der Pazifikküste Nordamerikas. Außerdem zeigt sich ein Gebiet mit starker Niederschlagsvariabilität über der Barentssee, in welchem auch schon starke Temperaturschwankungen festgestellt wurden (siehe Abbildung 8.1(b)), die mit Schwankungen der Meereisbedeckung in Verbindung stehen.

Die möglichen zukünftigen Niederschlagsänderungen in Bezug auf die Referenzperioden SzenABC sind für die Periode D (2010–2015) in Abbildung 8.2(c) und für die Periode E (2040–2045) in Abbildung 8.2(d) dargestellt. Die Winter 2010–2015 zeigen insgesamt eine leichte Zunahme der Niederschläge in der Arktis, wobei die Gebiete stärkster Niederschlagsvariabilität auch mengenmäßig den höchsten Zuwachs zeigen, der dadurch allerdings relativiert wird. Gebiete mit einer Abnahme des Niederschlags sind vor allem über Teilen des Nordatlantiks, an der Nordostküste Grönlands und nördlich von Skandinavien angesiedelt. Allerdings beträgt die Abnahme selten mehr als 30 mm, was angesichts des meist hohen mittleren Gesamtniederschlags dieser Gebiete nicht sehr viel ist.

Um die relativen Niederschlagsänderungen deutlicher hervorzuheben wurden die Niederschlagsdifferenzen durch die mittleren Niederschlagssummen der Referenzperioden (SzenABC) dividiert. Die so normierten Differenzen sind in den Abbildungen 8.2(e) und 8.2(f) dargestellt. Eine normierte Differenz von eins besagt z.B., dass die Niederschlagsänderung genauso groß ist wie die mittlere Niederschlagssumme der Referenzperioden, d.h. die Niederschlagsmenge hat sich verdoppelt. Entsprechend hat sich die mittlere Niederschlagsmenge halbiert, wenn die normierte Differenz den Wert $-0,5$ annimmt. Eine Halbierung des Niederschlags tritt allerdings in der gesamten Arktis nicht auf. Bereits für die Winter 2010–2015 zeigen sich aber mehrere Regionen, in denen sich die Niederschlagssummen verdoppelt haben, so z.B. im Bereich der Karasee und Teilen Mittelsibiriens und der Baffin-Bay. Diese Gebiete zeigen bekanntlich auch mit die

höchsten Erwärmungsraten, sodass vermutlich eine größere Zyklonenhäufigkeit diese gemeinsamen Temperatur- und Niederschlagsänderungen hervorruft.

Die Szenario-Periode 2040–2045 zeigt zwar im Verhältnis zu den Referenzperioden überwiegend etwas mehr Niederschlag, doch sind die Unterschiede zur Periode 2010–2015 teilweise geringer als die Unterschiede zwischen dieser und den Referenzperioden. Dennoch gibt es einige deutliche Unterschiede: So zeigt sich nun eine Niederschlagsabnahme über dem Nordwesten des nordamerikanischen Kontinents, der norwegischen Küste sowie fast an der gesamten Ostküste Grönlands und über der Grönlandsee bis in die Nähe des Nordpols. Mengenmäßig deutlich mehr Niederschlag fällt über der Labradorsee und der Westküste Grönlands sowie über dem Nordwesten Russlands. Im Verhältnis zur mittleren Niederschlagssumme zeigt sich aber vor allem über Sibirien und dem nordwestlichen Teil Grönlands deutlich mehr Niederschlag, der teilweise dreimal höher ist als der Referenzwert (normierte Differenz größer zwei). Diese Gebiete mit allgemein geringen Winterniederschlägen erfahren somit eine starke Niederschlagszunahme unter den angenommenen zukünftigen Klimarandbedingungen.

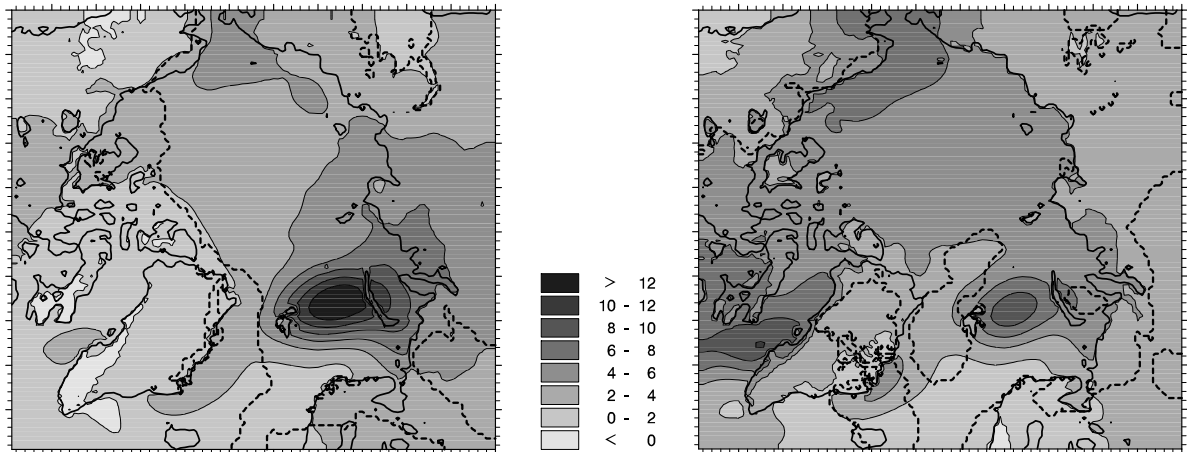
Insbesondere für den nordwestlichen Teil Grönlands ist dieses Ergebnis von Bedeutung, wenn man die im vorangegangenen Kapitel erwähnte Möglichkeit der Rekonstruktion des historischen NAO-Index aus Eisbohrkernen Nordwestgrönlands bedenkt. Das Niederschlagssignal durch "Treibhausgase" ist gerade in diesem Gebiet besonders hoch und vor allem deutlich größer als das der NAO (vergleiche Abbildung 7.8), sodass vielleicht eher die Möglichkeit besteht, aus Eisbohrkernen Nordwestgrönlands eine historische Erwärmung zu rekonstruieren als die NAO. Allerdings soll nicht unerwähnt bleiben, dass die Winter 2040–2045 im GSDIO-Szenario einen niedrigen NAO-Index aufweisen, weswegen die extreme Niederschlagszunahme über Nordwestgrönland möglicherweise ein NAO-Signal darstellt, das vielleicht aufgrund einer positiven Rückkoppelung zwischen NAO- und Treibhausgas-Effekt noch verstärkt wird.

8.2 Zusammenwirken von Treibhausgasen und NAO

Im vorangegangenen Abschnitt wurde untersucht, inwieweit erhöhte atmosphärische Treibhausgas- und Aerosolkonzentrationen das arktische Klima beeinflussen. Dabei blieb die natürliche dekadische Klimavariabilität, die z.B. mit den verschiedenen Phasen der NAO in Verbindung steht, zunächst unberücksichtigt. In Kapitel 7 wurde der Einfluss der NAO auf das arktische Klima abgeschätzt, mit dem Resultat, dass bestimmte arktische Regionen stark durch diese natürliche Schwingung beeinflusst werden. Demzufolge macht es Sinn, die verschiedenen NAO-Phasen auch bei der Untersuchung des Einflusses von Treibhausgasen auf das arktische Winterklima zu berücksichtigen, da sich beide Einflüsse in ihrer Wirkung überlagern können.

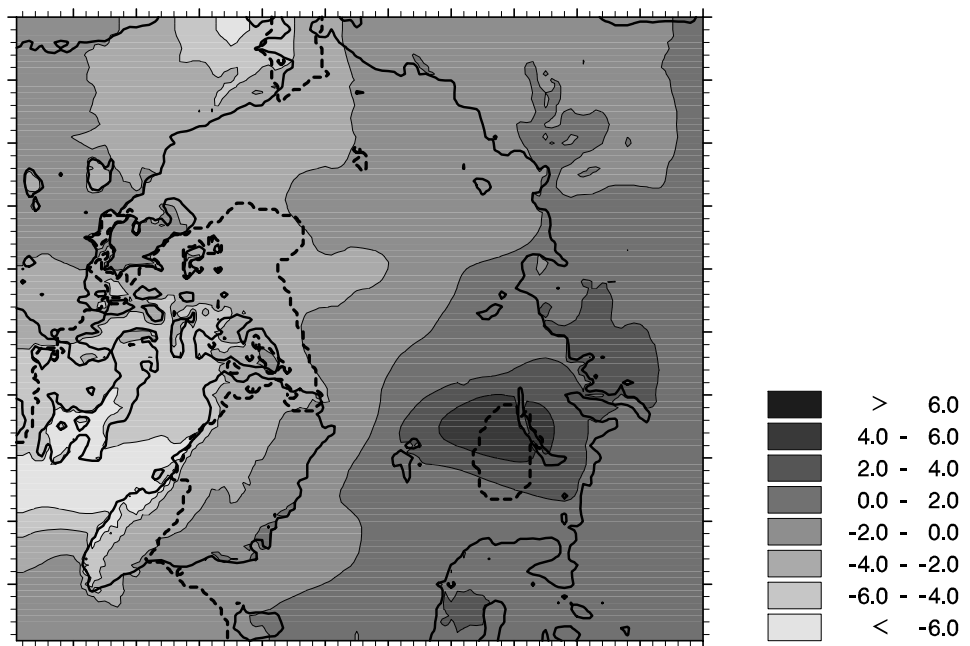
Für die Untersuchung des Einflusses der NAO unter ansteigenden atmosphärischen Treibhausgaskonzentrationen wurden zwei zukünftige 8-jährige Perioden des GSDIO-Szenarios ausgewählt, in denen sowohl die Treibhausgaskonzentrationen als auch der mittlere NAO-Index deutlich voneinander abweichen (siehe Abschnitt 5.3.3). Die erste Periode ist durch einen hohen NAO-Index gekennzeichnet und umfasst die Winter

2013–2020, die im Szenario noch verhältnismäßig niedrige Treibhausgaskonzentrationen aufweisen. Die zweite Periode, demzufolge mit einem niedrigen NAO-Index, umfasst die Winter 2039–2046, in denen die Treibhausgaskonzentrationen des Szenarios bereits sehr viel höher sind. Die Untersuchung des Zusammenwirkens von Treibhausgasen und NAO beschränkt sich also zwangsläufig auf den Vergleich der positiven NAO-Phase mit



(a) 2013–2020 minus SzenABC

(b) 2039–2046 minus SzenABC



(c) 2013–2020 minus 2039–2046

Abbildung 8.3: Differenz der mittleren Temperatur in 2 m Höhe (K) zwischen (a) den 8 Winter von 2013 bis 2020 und den jeweils 6 Wintern der Szenario-Perioden A, B und C (SzenABC), (b) den 8 Winter von 2039 bis 2046 und SzenABC und (c) den 8 Winter von 2013 bis 2020 und den 8 Winter von 2039 bis 2046. Die gestrichelten Linien geben jeweils die 95%–Signifikanzgrenze an.

geringen Treibhausgaskonzentrationen mit der negativen Phase mit hohen Treibhausgaskonzentrationen. Da sich das reale Klima gegenwärtig in der positiven NAO-Phase befindet, ist die Kenntnis der Auswirkungen eines Wechsels in die negative Phase unter weiter zunehmenden Treibhausgasen für zukünftige Klimaprognosen vermutlich auch wichtiger.

8.2.1 Temperaturänderungen

Abbildung 8.3 zeigt die Differenz der 2m-Temperaturen zwischen den Wintern 2013–2020 und den Wintern 2039–2046 sowie die jeweiligen Differenzen zu den Referenzperioden (SzenABC). Die Winter 2013–2020 zeigen ähnlich wie die Winter 2010–2015 (SzenD) im Vergleich zu den Referenzperioden eine starke Erwärmung von mehr als 12 K über der nördlichen Barentssee. Insgesamt tritt die größte Erwärmung in der östlichen Arktis auf, wogegen in der westlichen Arktis und im Bereich des Nordatlantiks nur geringe Unterschiede festzustellen sind. Die Differenzen in der östlichen Arktis und über dem Arktischen Ozean sind überwiegend statistisch signifikant auf dem 95%-Niveau.

Die Winter 2039–2046 zeigen die in Verbindung mit Abbildung 8.1(d) erläuterten Temperaturänderungen, da die hier gezeigte Periode schließlich nur um zwei Jahre gegenüber der Periode SzenE erweitert wurde. Die Temperaturänderungen in Bezug auf die Referenzperioden sind nun in den meisten Gebieten der Arktis statistisch signifikant.

Von besonderem Interesse ist der Unterschied zwischen den Wintern 2013–2020 mit positivem NAO-Index und den Wintern 2039–2046 mit negativem NAO-Index. Trotz der allgemein höheren mittleren Temperaturen der Arktis in den Wintern 2039–2046 (vergleiche Abbildung 5.7(e)), die in Zusammenhang mit den zunehmenden Treibhausgaskonzentrationen auftreten, zeigen sich nur in der westlichen Arktis höhere Temperaturen als in den Wintern 2013–2020. Die größten Differenzen von mehr als 6 K treten in Alaska und im Bereich der Labradorsee und der Baffin-Insel auf. Die erwähnten hohen Temperaturen über der nördlichen Barentssee in den Wintern 2013–2020 zeigen sich mit einer statistisch signifikanten Temperaturdifferenz von etwa 5 K auch im Vergleich mit den Wintern 2039–2046. Daneben treten auch von der Norwegischen See bis nach Mittelsibirien in den Wintern 2013–2020 höhere Temperaturen auf als in den Wintern 2039–2046, d.h. die größte Erwärmung über dem westlichen Teil des eurasischen Kontinents zeigt sich bereits mit Einsetzen der positiven NAO-Phase. Trotz weiterhin zunehmender Treibhausgase dominiert die NAO die Temperaturen dieser Region, sodass in Verbindung mit der negativen Phase sogar eine leichte Abkühlung eintritt.

Die Zweiteilung der Arktis in Bezug auf die Unterschiede der mittleren 2m-Temperaturen in den beiden NAO-Phasen, die in Kapitel 7 festgestellt wurde, zeigt sich selbst unter den veränderten Klimarandbedingungen. Im Vergleich mit den ausschließlich natürlichen Unterschieden (siehe Abbildung 7.3) wird der Effekt der NAO zwar durch die allgemeine Temperaturzunahme überlagert, wirkt sich aber dennoch entscheidend auf die Temperaturverteilung in der Arktis aus. Dies ist angesichts der in der Öffentlichkeit oft diskutierten globalen Erwärmung durch zunehmende Treibhausgase ein wichtiges Ergebnis für die Interpretation lokaler Temperaturänderungen.

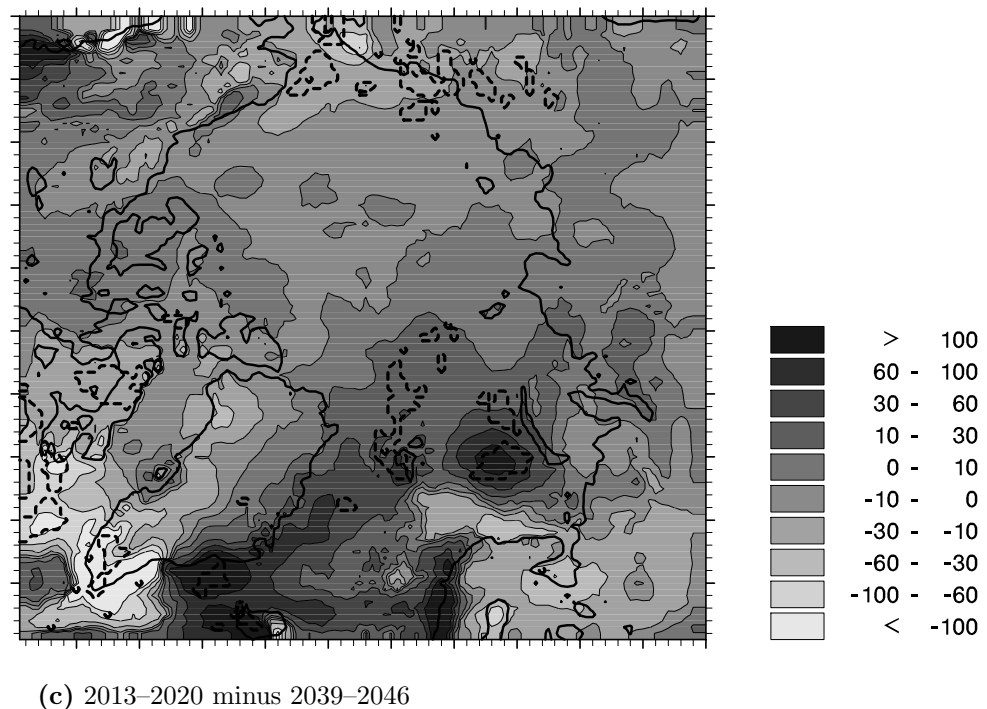
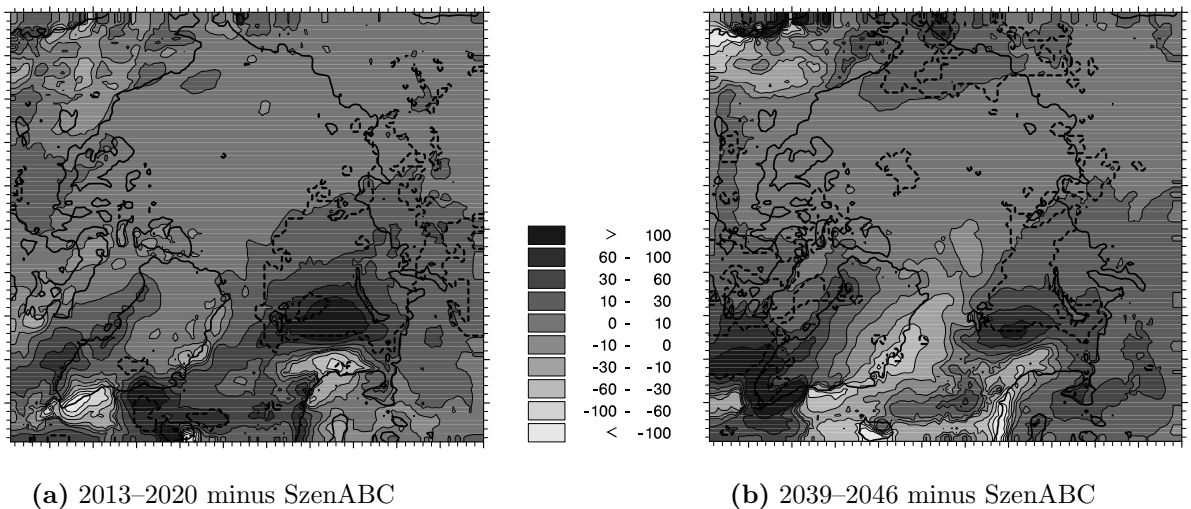


Abbildung 8.4: Differenz der mittleren Niederschlagssummen (mm) zwischen (a) den 8 Winter von 2013 bis 2020 und den jeweils 6 Wintern der Szenario-Perioden A, B und C (SzenABC), (b) den 8 Winter von 2039 bis 2046 und SzenABC und (c) den 8 Winter von 2013 bis 2020 und den 8 Winter von 2039 bis 2046. Die gestrichelten Linien geben jeweils die 95%-Signifikanzgrenze an.

8.2.2 Niederschlagsänderungen

Auch für die Unterschiede in der Niederschlagsverteilung zwischen den beiden NAO-Phasen zeigten die Ergebnisse von Kapitel 7 eine Zweiteilung der Arktis (siehe Abbildung 7.4). Abbildung 8.4 zeigt die entsprechenden Differenzen der mittleren Nieder-

schlagssummen zwischen den Wintern 2013–2020 und den Wintern 2039–2046 sowie die jeweiligen Differenzen zu den Referenzperioden (SzenABC). Im Vergleich zu den Referenzperioden zeigt sich in der Arktis bei zunehmenden Treibhausgaskonzentrationen mehrheitlich eine Niederschlagszunahme, wobei nur im Bereich des Nordatlantiks, insbesondere für die negative Phase der NAO, auch starke Niederschlagsabnahmen auftreten. Insgesamt zeigt sich über dem östlichen Nordatlantik nach einer Zunahme der Niederschläge in den Wintern 2013–2020 eine Abnahme der Niederschläge unter den Referenzwert in den Wintern 2039–2046. Eine allgemeine Niederschlagszunahme über dem Nordatlantik bei zunehmenden atmosphärischen Treibhausgasen, die durch eine erhöhte Verdunstung in tropischen und subtropischen Breiten und einen damit verbundenen größeren Wasserdampftransport in höhere Breiten verursacht wird [z.B. CUBASCH und KASANG, 2000], muss folglich nicht auftreten.

Die im Verhältnis zum Gesamtniederschlag stärksten Niederschlagszunahmen, die zudem auch statistisch signifikant sind, treten in den Wintern 2013–2020 über der Barents- und Karasee sowie über der Taymyr-Halbinsel auf, wogegen vor der Nordküste Norwegens die stärkste relative Niederschlagsabnahme zu erkennen ist. Die Winter 2039–2046 zeigen ebenfalls im Umkreis der Karasee, aber auch über Teilen Sibiriens und des Arktischen Ozeans sowie über dem Westteil Grönlands und der Hudson-Bay eine deutliche relative und teilweise statistisch signifikante Niederschlagszunahme im Vergleich zu den Referenzperioden. Deutlich weniger Niederschlag tritt gleichzeitig über Nordwestkanada, Ostgrönland, Island und der norwegischen Küste auf. Die Niederschlagsabnahmen sind größtenteils statistisch nicht signifikant, liegen aber in der Größenordnung der Standardabweichungen der Referenzperioden (vergleiche Abbildung 8.2(b)). Demgegenüber überschreiten die Niederschlagszunahmen häufig sogar das zweifache der Standardabweichungen. Da die Signifikanzabschätzung wegen der geringen Anzahl von Stichprobenwerten (bzw. Freiheitsgraden) einerseits und der fest vorgegebenen Irrtumswahrscheinlichkeit (von 0,05) andererseits nur relativ grobe Aussagen zulässt, ist der Vergleich mit den Standardabweichungen eine zusätzliche Möglichkeit, um weitere oder genauere Hinweise auf bestehende "signifikante" Niederschlagsänderungen zu erhalten.

Entsprechend beinhalten auch die Niederschlagsdifferenzen zwischen den Wintern 2013–2020 und 2039–2046 markante Unterschiede, die zwar keine statistische Signifikanz aufweisen, vom Betrag aber deutlich größer als die Standardabweichungen sind. Die Winter 2013–2020 zeigen vor allem vom östlichen Nordatlantik bis nach Mittelsibirien zum Teil sehr viel höhere Niederschlagssummen als die Winter 2039–2046; die Differenzbeträge sind dort aber nur örtlich statistisch signifikant, dennoch überwiegend größer als die Standardabweichungen der Referenzperioden. Demgegenüber fällt in den Wintern 2039–2046 in Ostsibirien, über der Südspitze und dem nordwestlichen Teil Grönlands sowie über der Labradorsee und der Hudson-Bay deutlich mehr Niederschlag. Auch dort liegen die Differenzbeträge teilweise deutlich oberhalb der Standardabweichungen. Im Gegensatz zu den Temperaturunterschieden sind die Niederschlagsunterschiede allerdings nur in kleinen, meist nicht zusammenhängenden Gebieten statistisch signifikant.

Entgegen der in Kapitel 7 festgestellten größeren Niederschlagssummen in Nordeuropa in der positiven NAO-Phase, was auch durch Beobachtungen gestützt wird [HURRELL, 1995; HURRELL und VAN LOON, 1997], zeigen hier die Winter 2039–2046, die die negative Phase repräsentieren, über Nordeuropa mehr Niederschlag als die Winter 2013–2020,

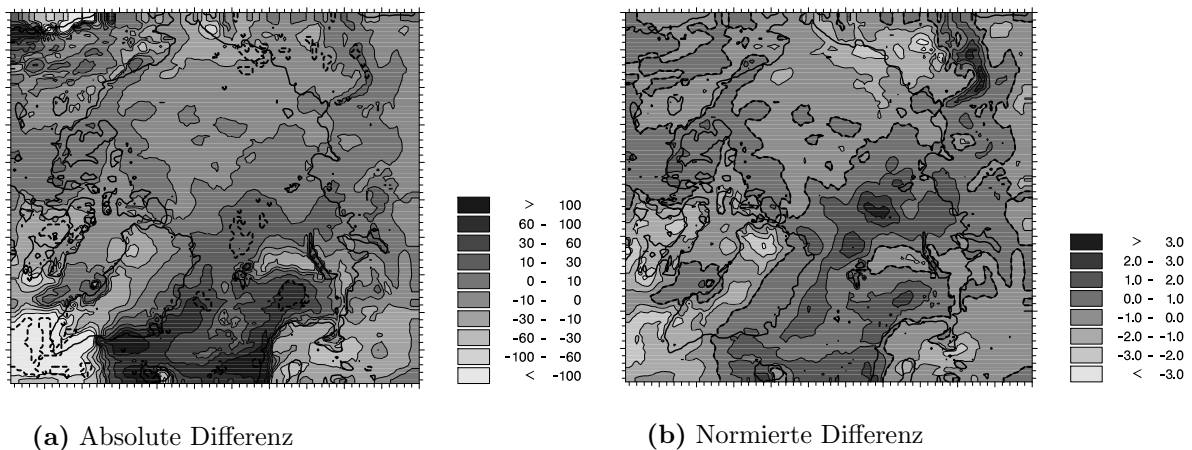


Abbildung 8.5: Differenz der mittleren Summen Niederschlag minus Verdunstung (mm) zwischen den 8 Winter von 2013 bis 2020 und den 8 Winter von 2039 bis 2046 (a) sowie die mit den Standardabweichungen der Referenzperioden normierte Differenz (b). Die gestrichelten Linien geben in (a) die 95%-Signifikanzgrenze und in (b) die Nulllinie an.

die die positive Phase repräsentieren. Demzufolge sind die Auswirkungen der höheren Treibhausgaskonzentrationen auf den Niederschlag in dieser Region stärker als die der NAO. Die oben erwähnte Zweiteilung der Arktis in Bezug auf die Niederschlagsunterschiede zwischen beiden NAO-Phasen zeigen sich unter ansteigenden Treibhausgaskonzentrationen somit nur in Ansätzen.

Da in den Wintern 2039–2046 in Nordeuropa mehr Niederschlag fällt als in den Wintern 2013–2020, die Temperaturen im Mittel aber niedriger sind, könnten deutlichere Unterschiede zwischen beiden Perioden bei der Größe Niederschlag minus Verdunstung ($P-E$) vorhanden sein. Zudem haben Änderungen von $P-E$ über dem Nordatlantik großen Einfluss auf die dortige Tiefenwasserbildung und damit auf die Ozeanzirkulation (vergleiche Abschnitt 7.3.3). Modellrechnungen von WOOD et al. [1999] ergaben z.B. einen Zusammenbruch der Tiefenkonvektion in der Labradorsee bei zunehmenden atmosphärischen Treibhausgasen. Eine deutliche Schwächung der thermohalinen Zirkulation bei CO_2 -Verdoppelung haben auch MANABE und STOUFFER [1999] gefunden.

Abbildung 8.5 zeigt die $P-E$ -Differenzen zwischen den Wintern 2013–2020 und 2039–2046 in Absolutwerten und normiert mit den Standardabweichungen der Referenzperioden. Auch bei der Größe $P-E$ zeigen die Winter 2013–2020 vom östlichen Nordatlantik über die Barentssee bis nach Mittelsibirien höhere Werte als die Winter 2039–2046, die wiederum höhere Werte über Ostsibirien, Westgrönland, der Labradorsee und Teilen des kanadischen Archipels aufweisen. Statistisch signifikant sind diese Differenzen wiederum nur in einzelnen, kleineren Gebieten. Die normierten Differenzen zeigen aber, dass die Unterschiede lokal weit über die natürlichen Schwankungen innerhalb der Referenzperioden hinausgehen.

Die Differenzen von $P-E$ ähneln in ihrer Verteilung überwiegend den Niederschlagsdifferenzen (siehe Abbildung 8.4(c)), allerdings gibt es auch einige markante Unterschiede: Nördlich von Norwegen zeigen die Winter 2013–2020 weniger Niederschlag als die Win-

ter 2039–2046; gleichzeitig ist aber auch die Verdunstung vom Betrag so viel niedriger, dass die Differenzgröße $P - E$ letztlich größer ist als in den Wintern 2039–2046. Diese niedrigere Verdunstung ist insofern bemerkenswert, da die Winter 2013–2020 in dieser Region etwas höhere 2m-Temperaturen aufweisen (siehe Abbildung 8.3(c)) und das Meer dort in beiden Perioden eisfrei ist. Allerdings sind die Meeresoberflächentemperaturen an gleicher Stelle in den Wintern 2013–2020 niedriger als in den Wintern 2039–2046, was als Erklärung dienen kann. Der gleiche Effekt, nur mit vertauschten Perioden, tritt über der Labradorsee südwestlich von Grönland auf. Dort zeigen die Winter 2039–2046 sogar eine statistisch signifikante Zunahme von $P - E$, was in Zusammenhang mit den ebenfalls signifikant höheren Temperaturen (siehe Abbildung 8.3) ein deutliches Anzeichen für eine Abschwächung der Konvektion in der Labradorsee ist. Diese unter zunehmenden atmosphärischen Treibhausgasen eintretende Schwächung der Ozeanzirkulation durch reduzierte Tiefenwasserbildung in der Labradorsee stimmt mit den Ergebnissen von WOOD et al. [1999] überein.

Der oben vermutete deutlichere Unterschied zwischen den beiden Perioden bei der Größe $P - E$ über Nordeuropa ist nicht zu erkennen. Die Verdunstungsunterschiede sind über Nordeuropa vom Betrag jeweils kleiner als 4 mm, was angesichts der Niederschlagsunterschiede von etwa 10–60 mm vernachlässigbar ist. Im Nordwesten Russlands, südlich vom Weißen Meer, sind die Unterschiede zwischen beiden Perioden allerdings größer als die natürlichen Schwankungen innerhalb der Referenzperioden, sodass dort die Wasserverfügbarkeit am Erdboden, trotz negativer NAO-Phase, weiterhin deutlich zunimmt.

Zum Abschluss sei noch mal die im vorangegangenen Abschnitt und Kapitel 7 diskutierte Abhängigkeit des Niederschlags über dem Nordwesten Grönlands von der NAO erwähnt. Die für die Schneeakkumulation verantwortliche Größe $P - E$ zeigt im Nordwesten Grönlands zwar einen Unterschied zwischen den Wintern 2013–2020 und 2039–2046 von bis zu 30 mm, was in Bezug auf die dortigen Gesamtniederschläge, die teilweise in der gleichen Größenordnung liegen, ein extrem hoher Wert ist, doch erlaubt der durchgeführte Signifikanztest keine Rückschlüsse auf statistisch signifikante Unterschiede.

Im Vergleich zur natürlichen Variabilität der Referenzperioden sind die Differenzen von $P - E$ im Nordwesten Grönlands allerdings sehr groß (bis zum dreifachen der Standardabweichungen). Die Korrelationskoeffizienten zwischen $P - E$ und dem NAO-Index des GSDIO-Szenarios liegen im Nordwesten Grönlands ebenfalls zwischen $-0,7$ und $-0,5$ und sind zudem statistisch signifikant. Im Vergleich zu den Regionalisierungen des CTRL ist dieser Zusammenhang zwischen $P - E$ und NAO etwa doppelt so hoch. Ferner zeigt sich im Nordwesten Grönlands aber auch ein statistisch signifikanter Zusammenhang zwischen $P - E$ und den mittleren Temperaturen der Nordpolarregion (entsprechend Abbildung 5.7(e)). Die Korrelationskoeffizienten liegen diesbezüglich zwischen $0,4$ und $0,5$. Wenn man davon ausgeht, dass das GSDIO-Szenario und der CTRL die NAO hinreichend realistisch reproduzieren, könnte eine positive Rückkoppelung zwischen NAO- und Treibhausgas-Effekt für den hier auftretenden starken Zusammenhang verantwortlich sein.

9 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden regionale Klimavariationen der Arktis in Zusammenhang mit natürlichen Zirkulationsänderungen untersucht. Die Kenntnis der Ursachen natürlicher arktischer Klimaänderungen ist wichtig, da Änderungen im arktischen Klimasystem, z.B. über die Eis–Albedo–Rückkoppelung oder die Tiefenwasserbildung im Nordatlantik, globale Auswirkungen haben können. Zudem wurde sowohl in Beobachtungen als auch in Szenarienrechnungen globaler Klimamodelle das global stärkste Klimaänderungssignal in der Arktis festgestellt. Die Arktis spielt demzufolge eine entscheidende Rolle bei der gegenwärtigen und zukünftigen Klimaentwicklung.

Für die Untersuchung arktischer Klimavariationen wurde das regionale atmosphärische Klimamodell HIRHAM4 verwendet, das am seitlichen und unteren Rand mit Daten globaler Klimamodelle angetrieben wurde. Im Verhältnis zu den globalen Modellen besitzt das regionale Modell eine deutlich höhere horizontale Auflösung. Neben einer realitätsnäheren Darstellung regionaler Muster der Temperatur oder des Niederschlags werden in einem hochauflösenden regionalen Modell auch orografische Effekte, hydrodynamische Instabilitäten und Energietransfers zwischen großen und kleinen Skalen realistischer simuliert. Es konnte gezeigt werden, dass teilweise deutliche Unterschiede zwischen dem regionalen und dem antreibenden globalen Modell bei der Simulation des Niederschlags und der synoptisch-skaligen Variabilität bestehen, wobei das regionale Modell näher an den Beobachtungen liegt. Hierin zeigte sich ein wesentlicher Vorteil des angewandten Konzepts der regionalen Klimamodellierung.

Um die interne Fluktuation des arktischen Klimas zu quantifizieren, wurde das HIRHAM4 am Rand mit Daten aus einem Kontrolllauf des globalen gekoppelten allgemeinen Zirkulationsmodells ECHO–G angetrieben. Simulationen wurden für warme und kalte Winter (Januar) und Sommer (Juli) sowie für positive und negative Phasen der Nordatlantischen Oszillation (NAO) bzw. Arktischen Oszillation (AO) durchgeführt. Die interne Klimavariabilität im Kontrolllauf erzeugt realistische Variationen der mittleren 2m-Temperatur der Nordpolarregion von bis zu 8 K im Januar und 2 K im Juli. Ferner zeigt der Kontrolllauf eine gute Übereinstimmung mit Beobachtungen in Bezug auf die Muster und die Variabilität der NAO und AO. Für die Regionalisierung des arktischen Klimas wurden jeweils zweimal zwei 6-Jahres-Perioden ausgewählt, die entweder 12 warme und 12 kalte Januar- bzw. Juli-Monate oder 12 Winter der positiven und 12 Winter der negativen Phase der NAO/AO repräsentieren.

In Verbindung mit warmen oder kalten arktischen Klimabedingungen zeigten sich im Januar zwei verschiedene Zirkulationszustände, die sich durch die Lage und Ausdehnung des troposphärischen Wirbels unterscheiden. Warme Januare sind durch einen

troposphärischen Wirbel über der westlichen Arktis charakterisiert, wogegen kalte Januare einen ausgedehnteren Wirbel mit Zentrum über der östlichen Arktis aufweisen. Es wird angenommen, dass die interannuelle Variabilität der Zonalströmung in Zusammenhang mit der Orografie der nördlichen Rocky Mountains ein möglicher Grund für die unterschiedliche Stärke des Troges über dem kanadischen Archipel ist. Die Stärke des Troges beeinflusst die Entstehung und Steuerung atlantischer Zyklonen durch die Strömung in den oberen Schichten der Troposphäre. Durch den Einfluss eines starken Wirbels über dem kanadischen Archipel (warme Januare) ziehen atlantische Zyklonen häufiger über die Grönland- und Barentssee in die innere Arktis. In Verbindung damit erhöht sich der meridionale Wärme- und Feuchtetransport in diese Region, sodass die extrem kalte und trockene arktische Luft durch milde maritime Luftmassen aus mittleren Breiten ersetzt wird. Demzufolge zeigen sich in warmen Januaren vor allem in der zentralen und östlichen Arktis deutlich höhere Temperaturen und Niederschläge als in kalten Januaren. Der Temperaturunterschied beträgt z.B. über der Barentssee mehr als 8 K. Höhere Temperaturen in diesen Regionen verhindern gleichzeitig die Bildung eines ausgedehnten kalten Wirbels, der den Zyklonenzug in die zentrale östliche Arktis blockiert und die Zonalströmung über dem eurasischen Kontinent verstärkt. Hierin zeigt sich ein komplexer Rückkoppelungsmechanismus zwischen der arktischen Temperaturverteilung und der großräumigen Zirkulation, der offensichtlich nicht mit den bekannten nordhemisphärischen Schwingungsphänomenen NAO und AO in Verbindung steht.

Im Gegensatz zum Januar zeigten sich in warmen und kalten Juli-Monaten lediglich Unterschiede in der Stärke des troposphärischen Wirbels, jedoch nicht in dessen Lage. Im Juli treten die größten Differenzen über Grönland und dem kanadischen Archipel auf, zeigen aber wiederum einen Zusammenhang mit der Stärke des Höhentroges in dieser Region, der im Juli jedoch in direktem Zusammenhang mit den kalten Temperaturen im Inneren des Wirbels steht. Die unterschiedliche Stärke des Wirbels im Juli könnte ein Ausdruck der AO sein, aufgrund der Temperaturkorrelation zwischen Januar- und Juli-Monaten ist ein Zusammenhang mit den beiden Zirkulationszuständen im Januar jedoch wahrscheinlicher.

Der Schwerpunkt bei der Untersuchung des Einflusses der NAO auf das arktische Winterklima lag auf den regionalen Unterschieden in der Temperatur- und Niederschlagsverteilung, die mit den verschiedenen Phasen der NAO verbunden sind. Über dem Nordwesten des eurasischen Kontinents treten in Wintern der positiven NAO-Phase um etwa 3–6 K höhere Temperaturen sowie höhere Niederschläge als in der negativen Phase auf. Der Temperatureinfluss der NAO ist damit deutlich größer als die in den letzten beiden Jahrzehnten an gleicher Stelle beobachtete Erwärmung von etwa 1–2 K, obwohl die letzten 20 Jahren überwiegend einen hohen NAO-Index aufwiesen und durch zunehmende Treibhausgase gekennzeichnet sind. Es ist deshalb anzunehmen, dass der Einfluss der NAO auf das Klima Nordeuropas unterschätzt wird. Für historische Zeiten rekonstruierte Temperaturänderungen im nordeuropäischen Winter von bis zu 6 K können durchaus die NAO, d.h. eine interne Schwingung der Atmosphäre, repräsentieren.

Als Ursache für die großen Temperatur- und Niederschlagsdifferenzen im Nordwesten des eurasischen Kontinents konnte eine größere Häufigkeit persistenter, die Zonalströmung blockierender Druckgebilde in der negativen Phase ausgemacht werden. Da solche Druckgebilde im Winter häufig thermisch bedingt sind, zeigt sich eine wichtige regionale Rück-

koppelung zwischen der Temperatur und der Zirkulation.

Die NAO hat ebenfalls großen Einfluss auf die Temperatur- und Niederschlagsverteilung im Bereich Grönlands. In Bezug auf den Niederschlag ist dieser Einfluss in Ost- und Westgrönland unterschiedlich. Im Nordosten Grönlands fällt in der positiven NAO-Phase mehr Niederschlag, wogegen West- und Südgrönland in der negativen Phase höhere Niederschläge aufweisen. Allerdings ist die jährliche Niederschlagsvariabilität so groß, dass die Korrelation zwischen dem NAO-Index und dem Niederschlag in ganz Grönland nicht signifikant ist. Die von APPENZELLER et al. [1998] vorgeschlagene Rekonstruktion des historischen NAO-Index aus den aus Eisbohrkernen Nordwestgrönlands abgeleiteten Niederschlagsmengen muss aufgrund der Simulationsergebnisse als nicht realisierbar angesehen werden.

Neben natürlicher interner Klimavariabilität wurde auch ein zusätzlicher anthropogener Einfluss auf das arktische Klima untersucht. Dazu wurde das HIRHAM4 am Rand mit Daten aus einem Szenario für die beobachtete historische und für die Zukunft erwartete Änderung von Treibhausgasen und Aerosolen angetrieben. Insgesamt zeigt sich in der Nordpolarregion bis zum Jahr 2050 eine mittlere Erwärmung im Winter von etwa 4,5 K. Die stärkste Erwärmung tritt dabei in den Regionen auf, die eine starke Abnahme von Meereis aufweisen. In Verbindung damit fällt in diesen Gebieten auch mehr Niederschlag. Die stärkste relative Niederschlagsänderung zeigt sich aber über dem Nordwesten Grönlands, wo für die Jahre 2040–2045 eine Verdreifachung des Niederschlags simuliert wurde. Allerdings sind diese Jahre im Szenario durch niedrige Werte des NAO-Index gekennzeichnet, sodass eine positive Rückkoppelung zwischen Treibhausgasen und NAO dieses starke Signal verursachen könnte.

Im Szenario folgt auf einen Anstieg des NAO-Index bis etwa zum Jahr 2020 wieder eine Abnahme mit extrem niedrigen Werten in den 2040er Jahren. Diese dekadische Variabilität der NAO hat einen starken Einfluss auf die Temperaturentwicklung der Arktis. Einem deutlichen Temperaturanstieg im Norden des eurasischen Kontinents und über dem östlichen Arktischen Ozean bis zu den Jahren 2013–2020 folgt in diesen Regionen, trotz weiter ansteigender Treibhausgase, wieder eine Temperaturabnahme bis zu den Jahren 2039–2046. Das Temperatursignal der NAO ist somit stärker als eine durch Treibhausgase induzierte Erwärmung. Demzufolge ist die Kenntnis der Ursachen natürlicher dekadischer Klimaschwankungen für die Abschätzung der zukünftigen arktischen Klimaentwicklung eine wichtige Voraussetzung und hat insbesondere für regionale Prognosen eine große Bedeutung.

Zudem konnte gezeigt werden, dass regionale Rückkoppelungen eine wichtige Rolle bei arktischen Klimaschwankungen spielen. Für die Untersuchung der zugrunde liegenden Mechanismen ist ein regionales Atmosphärenmodell aber nicht ausreichend, da es nur eine einseitige Verbindung mit dem Ozean, dem Meereis und der globalen atmosphärischen Zirkulation beinhaltet. Um regionale Rückkoppelungen im arktischen Klimasystem detailliert zu untersuchen, müssten zukünftig Simulationen mit einem hochauflösenden gekoppelten Atmosphären-Ozean-Eis-Modell durchgeführt werden.

Literaturverzeichnis

- Agnew, T. (1993): Simultaneous winter sea-ice and atmospheric circulation anomaly patterns, *Atmos. Ocean*, **31**, 259–280.
- Ambaum, M. H. P., B. J. Hoskins und D. B. Stephenson (2001): Arctic Oscillation or North Atlantic Oscillation?, *J. Clim.*, **14**, 3495–3507.
- Appenzeller, C., J. Schwander, S. Sommer und T. F. Stocker (1998): The North Atlantic Oscillation and its imprint on precipitation and ice accumulation in Greenland, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 1939–1942.
- Asselin, R. (1972): Frequency filter for time integrations, *Mon. Weather Rev.*, **100**, 487–490.
- Baldwin, M. P. und T. J. Dunkerton (1999): Propagation of the Arctic Oscillation from the stratosphere to the troposphere, *J. Geophys. Res.*, **104**, 30937–30946.
- Balling, R. C., P. J. Michaels und P. C. Knappenberger (1998): Analysis of winter and summer warming rates in gridded temperature time series, *Clim. Res.*, **9**, 175–181.
- Blackadar, A. K. (1962): The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **67**, 3095–3102.
- Boville, B. A. und X. Cheng (1988): Upper boundary effects in a general circulation model, *J. Atmos. Sci.*, **45**, 2591–2608.
- Brinkop, S. und E. Roeckner (1995): Sensitivity of a general circulation model to parameterizations of cloud-turbulence interactions in the atmospheric boundary layer, *Tellus*, **47A**, 197–220.
- Bromwich, D. H., Q. Chen, Y. Li und R. I. Cullather (1999): Precipitation over Greenland and its relation to the North Atlantic Oscillation, *J. Geophys. Res.*, **104**, 22103–22115.
- Burnett, A. W. (1993): Size variations and long-wave circulation within the January Northern Hemisphere circumpolar vortex: 1946–89, *J. Clim.*, **6**, 1914–1920.
- Busch, U., W. Dorn und R. Roth (1999): Study of upper winds in observations and ECHAM model simulations, *Meteorol. Z., N.F.*, **8**, 39–42.
- Charney, J. G. und J. G. DeVore (1979): Multiple flow equilibria in the atmosphere and blocking, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1205–1216.
- Chen, B., D. H. Bromwich, K. M. Hines und X. Plan (1995): Simulations of the 1979–1988 polar climates by global climate models, *Ann. Glaciol.*, **21**, 83–90.

- Chen, Q., D. H. Bromwich und L. Bai (1997): Precipitation over Greenland retrieved by a dynamic method and its relation to cyclonic activity, *J. Clim.*, **10**, 839–870.
- Christensen, J. H., O. B. Christensen, P. Lopez, E. van Meijgaard und M. Botzet (1996): The HIRHAM4 regional atmospheric climate model, DMI Sci. Rep. 96–4, Dan. Meteorol. Inst., Kopenhagen, 51 S.
- Christensen, J. H., B. Machenhauer, R. G. Jones, C. Schär, P. M. Ruti, M. Castro und G. Visconti (1997): Validation of present-day regional climate simulations over Europe: LAM simulations with observed boundary conditions, *Clim. Dyn.*, **13**, 489–506.
- Christensen, J. H. und E. van Meijgaard (1992): On the construction of a regional climate model, DMI Tech. Rep. 92–14, Dan. Meteorol. Inst., Kopenhagen, 22 S.
- Christoph, M., U. Ulbrich, J. M. Oberhuber und E. Roeckner (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., F. Molteni und T. N. Palmer (1999): Signature of recent climate change in frequencies of natural atmospheric circulation regimes, *Nature*, **398**, 799–802.
- Courant, R., K. O. Friedrichs und H. Lewy (1928): Über die partiellen Differenzgleichungen der mathematischen Physik, *Math. Annalen*, **100**, 67–108.
- Cubasch, U., K. Hasselmann, H. Höck, E. Maier-Reimer, U. Mikolajewicz, B. D. Santer und R. Sausen (1992): Time-dependent greenhouse warming computations with a coupled ocean–atmosphere model, *Clim. Dyn.*, **8**, 55–69.
- Cubasch, U. und D. Kasang (2000): Anthropogener Klimawandel, Klett-Perthes, Gotha, 128 S.
- Cubasch, U., R. Voss, G. C. Hegerl, J. Waszkewitz und T. J. Crowley (1997): Simulation of the influence of solar radiation variations on the global climate with an ocean–atmosphere general circulation model, *Clim. Dyn.*, **13**, 757–767.
- DaSilva, A. M. und R. S. Lindzen (1993): On the establishment of stationary waves in the Northern Hemisphere winter, *J. Atmos. Sci.*, **50**, 43–61.
- Davies, H. C. (1976): A lateral boundary formulation for multilevel prediction models, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **102**, 405–418.
- Davis, R. E. und S. R. Benkovic (1992): Climatological variations in the Northern Hemisphere circumpolar vortex in January, *Theor. Appl. Climatol.*, **46**, 63–73.
- Davis, R. E. und S. R. Benkovic (1994): Spatial and temporal variations of the January circumpolar vortex over the Northern Hemisphere, *Int. J. Climatol.*, **14**, 415–428.
- Deser, C. (2000): On the teleconnectivity of the “Arctic Oscillation”, *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 779–782.
- Dethloff, K., C. Abegg, A. Rinke, I. Hebestadt und V. F. Romanov (2001a): Sensitivity of Arctic climate simulations to different boundary-layer parameterizations in a regional climate model, *Tellus*, **53A**, 1–26.
- Dethloff, K., A. Rinke, R. Lehmann, J. H. Christensen, M. Botzet und B. Machenhauer (1996): Regional climate model of the Arctic atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **101**, 23401–23422.

- Dethloff, K., M. Schwager, J. H. Christensen, S. Kiilsholm, A. Rinke, W. Dorn, F. Jung-Rothenhäusler, H. Fischer, S. Kipfstuhl und H. Miller (2001b): Greenland precipitation from ice core estimates and regional climate model simulations, *J. Clim.*, eingereicht.
- Dethloff, K., A. Weisheimer, A. Rinke, D. Handorf, M. V. Kurgansky, W. Jansen, P. Maaß und P. Hupfer (1998): Climate variability in a nonlinear atmosphere-like dynamical system, *J. Geophys. Res.*, **103**, 25957–25966.
- DKRZ (1993): The ECHAM3 atmospheric general circulation model, DKRZ Tech. Rep. 6, Deutsches Klimarechenzentrum, Hamburg, 184 S.
- Dorn, W., K. Dethloff, A. Rinke und M. Botzet (2000): Distinct circulation states of the Arctic atmosphere induced by natural climate variability, *J. Geophys. Res.*, **105**, 29659–29668.
- Dümenil, L. und E. Todini (1992): A rainfall-runoff scheme for use in the Hamburg climate model, in J. P. O’Kane (Hg.), *Advances in Theoretical Hydrology, EGS Series on Hydrological Science*, **1**, Elsevier Press, Amsterdam, S. 129–157.
- Etling, D. (1996): Theoretische Meteorologie, Vieweg, Braunschweig, 318 S.
- Fouquart, Y. und B. Bonnel (1980): Computations of solar heating of the Earth’s atmosphere: A new parameterization, *Beitr. Phys. Atmos.*, **53**, 35–62.
- Fyfe, J. C., G. J. Boer und G. M. Flato (1999): The Arctic and Antarctic Oscillations and their projected changes under global warming, *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 1601–1604.
- Gao, D. und B. Wu (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 M. Wild (1995): The water vapour continuum and its representation in ECHAM4, MPI Rep. 162, Max–Planck–Inst. f. Meteorol., Hamburg, 38 S.
- Giorgi, F. und M. R. Marinucci (1996): An investigation of the sensitivity of simulated precipitation to model resolution and its implications for climate studies, *Mon. Weather Rev.*, **124**, 148–166.
- Grötzner, A., M. Latif und T. P. Barnett (1998): A decadal climate cycle in the North Atlantic Ocean as simulated by the ECHO coupled GCM, *J. Clim.*, **11**, 831–847.
- Gustafsson, N. (1993): HIRLAM2 final report, HIRLAM Tech. Rep. 9, SMHI, Norrköping, 126 S.
- Handorf, D., V. K. Petoukhov, K. Dethloff, A. V. Eliseev, A. Weisheimer und I. I. Mokhov (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.
- Holton, J. R. (1992): An Introduction to Dynamic Meteorology, Academic Press, San Diego, 3. Aufl., 511 S.

- Houghton, J. T., B. A. Callendar und S. K. Varney (Hg.) (1992): Climate Change 1992: The Supplementary Report to the IPCC Scientific Assessment, Cambridge University Press, Cambridge, 198 S.
- Hurrell, J. W. (1995): Decadal trends in the North Atlantic Oscillation: regional temperatures and precipitation, *Science*, **269**, 676–679.
- Hurrell, J. W., Y. Kushnir und M. Visbeck (2001): The North Atlantic Oscillation, *Science*, **291**, 603–605.
- Hurrell, J. W. und H. van Loon (1997): Decadal variations in climate associated with the North Atlantic Oscillation, *Clim. Change*, **36**, 301–326.
- Johnson, M. A., A. Y. Proshutinsky und I. V. Polyakov (1999): Atmospheric patterns forcing two regimes of Arctic circulation: A return to anticyclonic conditions?, *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 1621–1624.
- 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.
- Krishnamurti, T. N., H. S. Bedi und V. M. Hardiker (1998): An Introduction to Global Spectral Modeling, Oxford University Press, New York, 253 S.
- Kristjánsson, J. E. und H. McInnes (1999): The impact of Greenland on cyclone evolution in the North Atlantic, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **125**, 2819–2834.
- Kurz, M. (1990): Synoptische Meteorologie, Leitfäden für die Ausbildung im Deutschen Wetterdienst 8, Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes, Offenbach am Main, 2. Aufl., 197 S.
- Legutke, S. (2000): Persönliche Mitteilung.
- Legutke, S. und R. Voss (1999): The Hamburg atmosphere–ocean coupled circulation model ECHO–G, DKRZ Tech. Rep. 18, Deutsches Klimarechenzentrum, Hamburg, 62 S.
- Louis, J. F. (1979): A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere, *Bound. Layer Meteor.*, **17**, 187–202.
- Lynch, A. H., W. L. Chapman, J. E. Walsh und G. Weller (1995): Development of a regional climate model of the western Arctic, *J. Clim.*, **8**, 1555–1570.
- Machenhauer, B. (1988): The HIRLAM final report, HIRLAM Tech. Rep. 5, Dan. Meteorol. Inst., Kopenhagen, 116 S.
- Manabe, S. und R. J. Stouffer (1980): Sensitivity of a global climate model to an increase in the CO₂ concentration in the atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **85**, 5529–5554.
- Manabe, S. und R. J. Stouffer (1999): The role of thermohaline circulation in climate, *Tellus*, **51A–B**, 91–109.
- Maslanik, J. A., M. C. Serreze und R. G. Barry (1996): Recent decreases in Arctic summer ice cover and linkages to atmospheric circulation anomalies, *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 1677–1680.

- Mehta, V. M., M. J. Suarez, J. V. Manganello und T. L. Delworth (2000): Oceanic influence on the North Atlantic Oscillation and associated Northern Hemisphere climate variations: 1959–1993, *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 121–124.
- Michaels, P. J., P. C. Knappenberger, R. C. Balling und R. E. Davis (2000): Observed warming in cold anticyclones, *Clim. Res.*, **14**, 1–6.
- Miller, M. J., T. N. Palmer und R. Swinbank (1989): Parameterization and influence of sub-grid scale orography in general circulation and numerical weather prediction models, *Meteor. Atmos. Phys.*, **40**, 84–109.
- Morcrette, J.-J., L. Smith und Y. Fouquart (1986): Pressure and temperature dependence of the absorption in longwave radiation parameterizations, *Beitr. Phys. Atmos.*, **59**, 455–469.
- Mysak, L. A. und S. A. Venegas (1998): Decadal climate oscillations in the Arctic: A new feedback loop for atmosphere–ice–ocean interactions, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 3607–3610.
- Noguer, M., R. Jones und J. Murphy (1998): Sources of systematic errors in the climatology of a regional climate model over Europe, *Clim. Dyn.*, **14**, 691–712.
- 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 the tropics, ECMWF Tech. Memo. 206, European Centre for Medium-Range Weather Forecasts, Reading, 41 S.
- Oberhuber, J. M. (1993a): The OPYC ocean general circulation model, DKRZ Tech. Rep. 7, Deutsches Klimarechenzentrum, Hamburg, 130 S.
- Oberhuber, J. M. (1993b): Simulation of the Atlantic circulation with a coupled sea ice–mixed layer–isopycnal general circulation model. Part I: Model description, *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 808–829.
- Overland, J. E., J. M. Adams und N. A. Bond (1997): Regional variation of winter temperatures in the Arctic, *J. Clim.*, **10**, 821–837.
- Palmer, T. N. (1999): A nonlinear dynamical perspective on climate prediction, *J. Clim.*, **12**, 575–591.
- Polyakov, I. V., A. Y. Proshutinsky und M. A. Johnson (1999): The seasonal cycles in two regimes of Arctic climate, *J. Geophys. Res.*, **104**, 25761–25788.
- Proshutinsky, A. Y. und M. A. Johnson (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.
- Rinke, A. und K. Dethloff (2000): On the sensitivity of a regional Arctic climate model to initial and boundary conditions, *Clim. Res.*, **14**, 101–113.
- Rinke, A., K. Dethloff und J. H. Christensen (1999): Arctic winter climate and its interannual variations simulated by a regional climate model, *J. Geophys. Res.*, **104**, 19027–19038.

- Rinke, A., K. Dethloff, J. H. Christensen, M. Botzet und B. Machenhauer (1997): Simulation and validation of Arctic radiation and clouds in a regional climate model, *J. Geophys. Res.*, **102**, 29833–29847.
- Rinke, A., A. H. Lynch und K. Dethloff (2000): Intercomparison of Arctic regional climate simulations: Case studies of January and June 1990, *J. Geophys. Res.*, **105**, 29669–29683.
- Rockel, B., E. Raschke und B. Weyres (1991): A parameterization of broad band radiative transfer properties of water, ice and mixed clouds, *Beitr. Phys. Atmos.*, **64**, 1–12.
- Rodwell, M. J., D. P. Rowell und C. K. Folland (1999): Oceanic forcing of the winter-time North Atlantic Oscillation and European climate, *Nature*, **398**, 320–323.
- Roeckner, E. (2000): Persönliche Mitteilung.
- Roeckner, E., K. Arpe, L. Bengtsson, M. Christoph, M. Claussen, L. Dümenil, M. Esch, M. Giorgetta, U. Schlese und U. Schulzweida (1996): The atmospheric general circulation model ECHAM-4: Model description and simulation of present-day climate, MPI Rep. 218, Max-Planck-Inst. f. Meteorol., Hamburg, 90 S.
- Roeckner, E., L. Bengtsson, J. Feichter, J. Lelieveld und H. Rodhe (1999): Transient climate change simulations with a coupled atmosphere–ocean GCM including the tropospheric sulfur cycle, *J. Clim.*, **12**, 3004–3032.
- Rogers, J. C. und E. Mosley-Thompson (1995): Atlantic Arctic cyclones and the mild Siberian winters of the 1980s, *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 799–802.
- Rothrock, D. A., Y. Yu und G. A. Maykut (1999): Thinning of the Arctic sea-ice cover, *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 3469–3472.
- Sachs, L. (1992): Angewandte Statistik, Springer-Verlag, Berlin, 7. Aufl., 846 S.
- Salby, M. L. (1992): The atmosphere, in K. E. Trenberth (Hg.), *Climate System Modeling*, Cambridge University Press, Cambridge, S. 53–115.
- Schönwiese, C.-D. (1992): Praktische Statistik für Meteorologen und Geowissenschaftler, Gebrüder Borntraeger, Berlin · Stuttgart, 2. Aufl., 231 S.
- Serreze, M. C. (1995): Climatological aspects of cyclone development and decay in the Arctic, *Atmos. Ocean*, **33**, 1–23.
- Serreze, M. C., J. E. Box, R. G. Barry und J. E. Walsh (1993): Characteristics of Arctic synoptic activity, 1952–1989, *Meteor. Atmos. Phys.*, **51**, 147–164.
- Serreze, M. C., F. Carse, R. G. Barry und J. C. Rogers (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., J. E. Walsh, F. S. Chapin III, T. Osterkamp, M. Dyurgerov, V. Romanovsky, W. C. Oechel, J. Morison, T. Zhang und R. G. Barry (2000): Observational evidence of recent change in the northern high-latitude environment, *Clim. Change*, **46**, 159–207.
- Shindell, D. T., R. L. Miller, G. A. Schmidt und L. Pandolfo (1999): Simulation of recent northern winter climate trends by greenhouse-gas forcing, *Nature*, **399**, 452–455.

- Stendel, M. und E. Roeckner (1998): Impacts of horizontal resolution on simulated climate statistics in ECHAM 4, MPI Rep. 253, Max-Planck-Inst. f. Meteorol., Hamburg, 57 S.
- Stott, P. A., S. F. B. Tett, G. S. Jones, M. R. Allen, J. F. B. Mitchell und G. J. Jenkins (2000): External control of 20th century temperature by natural and anthropogenic forcings, *Science*, **290**, 2133–2137.
- Sundqvist, H. (1978): A parameterization scheme for non-convective condensation including prediction of cloud water content, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **104**, 677–690.
- Tao, X., J. E. Walsh und W. L. Chapman (1996): An assessment of global climate model simulations of Arctic air temperatures, *J. Clim.*, **9**, 1060–1076.
- Thompson, D. W. J. und J. M. Wallace (1998): The Arctic Oscillation signature in the wintertime geopotential height and temperature fields, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 1297–1300.
- Thompson, D. W. J. und J. M. Wallace (2000): Annular modes in the extratropical circulation. Part I: Month-to-month variability, *J. Clim.*, **13**, 1000–1016.
- Thompson, D. W. J., J. M. Wallace und G. C. Hegerl (2000): Annular modes in the extratropical circulation. Part II: Trends, *J. Clim.*, **13**, 1018–1036.
- Tiedtke, M. (1989): A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterization in large-scale models, *Mon. Weather Rev.*, **117**, 1779–1800.
- Trenberth, K. E. (1990): Recent observed interdecadal climate changes in the Northern Hemisphere, *Bul. Amer. Meteor. Soc.*, **71**, 988–993.
- Vinnikov, K. Y., A. Robock, R. J. Stouffer, J. E. Walsh, C. L. Parkinson, D. J. Cavalieri, J. F. B. Mitchell, D. Garrett und V. F. Zakharov (1999): Global warming and Northern Hemisphere sea ice extent, *Science*, **286**, 1934–1937.
- von Storch, H., H. Langenberg und F. Feser (2000): A spectral nudging technique for dynamical downscaling purposes, *Mon. Weather Rev.*, **128**, 3664–3673.
- von Storch, H., E. Zorita und U. Cubasch (1993): Downscaling of global climate change estimates to regional scales: An application to Iberian rainfall in wintertime, *J. Clim.*, **6**, 1161–1171.
- von Storch, H. und F. W. Zwiers (1999): Statistical Analysis in Climate Research, Cambridge University Press, Cambridge, 484 S.
- Wallace, J. M. (2000): North Atlantic Oscillation/annular mode: Two paradigms—one phenomenon, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **126**, 791–805.
- Wallace, J. M., Y. Zhang und L. Bajuk (1996): Interpretation of interdecadal trends in Northern Hemisphere surface air temperature, *J. Clim.*, **9**, 249–259.
- Walsh, J. E. (2000): Global atmospheric circulation patterns and relationships to Arctic freshwater fluxes, in E. L. Lewis (Hg.), *The Freshwater Budget of the Arctic Ocean*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, S. 21–43.
- Walsh, J. E., W. L. Chapman und T. L. Shy (1996): Recent decrease of sea level pressure in the central Arctic, *J. Clim.*, **9**, 480–486.

- Walsh, J. E., A. Lynch, W. Chapman und D. Musgrave (1993): A regional model for studies of atmosphere–ice–ocean interaction in the western Arctic, *Meteor. Atmos. Phys.*, **51**, 179–194.
- Wilks, D. S. (1995): *Statistical Methods in the Atmospheric Science*, Academic Press, San Diego, 467 S.
- Wolff, J.-O., E. Maier-Reimer und S. Legutke (1997): The Hamburg Ocean Primitive Equation Model, DKRZ Tech. Rep. 13, Deutsches Klimarechenzentrum, Hamburg, 98 S.
- Wood, R. A., A. B. Keen, J. F. B. Mitchell und J. M. Gregory (1999): Changing spatial structure of the thermohaline circulation in response to atmospheric CO₂ forcing in a climate model, *Nature*, **399**, 572–575.
- Zorita, E. und F. González-Rouco (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**, 1755–1758.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Luftdruck in Meeresniveau im Winter und Sommer (NCEP-Reanalysen)	9
2.2	2m-Temperatur im Winter und Sommer (NCEP-Reanalysen)	11
3.1	HIRHAM4-Integrationsgebiet mit Orografie und Land-See-Verteilung .	21
3.2	Meeresoberflächentemperaturen und Verdunstungssummen im Juli für verschiedene Interpolationsmethoden	37
5.1	Zeitreihen von Jahresmitteln der 2m-Temperatur (CTRL und CTRL2) .	49
5.2	1. EOF des Luftdrucks im Winter vom CTRL	51
5.3	Koeffizienten-Zeitreihe der 1. EOF des Luftdrucks im Winter	51
5.4	Zeitreihen von Januarmitteln der 2m-Temperatur (CTRL und NCEP- Reanalysen)	54
5.5	Zeitreihen von Julimiteln der 2m-Temperatur (CTRL und NCEP- Reanalysen)	56
5.6	Zeitreihen des AO- und NAO-Index vom CTRL und Beobachtungen . .	58
5.7	Zeitreihen von Jahres-, Sommer- und Wintermitteln der 2m-Temperatur (GSDIO-Szenario und NCEP-Reanalysen)	62
5.8	1. EOF des Luftdrucks im Winter vom GSDIO-Szenario	63
5.9	Zeitreihen des AO- und NAO-Index vom GSDIO-Szenario	64
6.1	Korrelationskoeffizienten zwischen der gebietsgemittelten 2m-Tempera- tur des CTRL und monatsgemittelte Feldern des HIRHAM4 im Januar .	70
6.2	Geopotenzielle Höhe in 500 hPa von warmen und kalten Januar	73
6.3	Luftdruck in Meeresniveau von warmen und kalten Januar	75
6.4	Temperatur in 850 hPa von warmen und kalten Januar	77
6.5	Schichtdicke 500–1000 hPa und geopotenzielle Höhe in 700 hPa von war- men und kalten Januar	78

6.6	Standardabweichung der bandpassgefilterten Luftdruckzeitreihen von warmen und kalten Januaren	80
6.7	Detektierte Zyklonen in warmen und kalten Januaren	81
6.8	Verschiedene Differenzen zwischen warmen und kalten Januaren	83
6.9	Geopotenzielle Höhe in 500 hPa von warmen und kalten Juli-Monaten	86
6.10	Luftdruck in Meeresniveau von warmen und kalten Juli-Monaten	88
6.11	Temperatur in 850 hPa von warmen und kalten Juli-Monaten	89
7.1	Luftdruck in Meeresniveau nördlich von 20°N von positiven und negativen Wintern (CTRL)	92
7.2	Luftdruck in Meeresniveau und geopotenzielle Höhe in 500 hPa von positiven und negativen Wintern	93
7.3	2m-Temperatur von positiven und negativen Wintern	95
7.4	Niederschlagssumme von positiven und negativen Wintern (HIRHAM4)	98
7.5	Niederschlagssumme von positiven und negativen Wintern (CTRL)	99
7.6	Verdunstungssumme von positiven und negativen Wintern	101
7.7	Niederschlag minus Verdunstung von positiven und negativen Wintern	102
7.8	Niederschlag und $P - E$ für das Gebiet Grönlands	104
7.9	Standardabweichung der bandpassgefilterten Luftdruckzeitreihen von positiven und negativen Wintern	107
8.1	2m-Temperatur der Szenario-Perioden A, B und C und die Differenzen zu den beiden Szenario-Perioden D und E	112
8.2	Niederschlagssumme der Szenario-Perioden A, B und C und die Differenzen zu den beiden Szenario-Perioden D und E	114
8.3	Temperaturdifferenzen zwischen verschiedenen Szenario-Perioden	117
8.4	Niederschlagsdifferenzen zwischen verschiedenen Szenario-Perioden	119
8.5	Differenz von $P - E$ zwischen den Wintern 2013–2020 und den Wintern 2039–2046	121

Tabellenverzeichnis

3.1	Parameter zur Festlegung der Modellschichten des HIRHAM4	22
3.2	Relaxationsgewichte in der Randzone des HIRHAM4	36
5.1	Kenngößen für die Zeitreihen der Jahresmitteltemperaturen (CTRL, CTRL2 und NCEP–Reanalysen)	50
5.2	Ausgewählte Perioden des CTRL bez. warmer und kalter Januare	53
5.3	Ausgewählte Perioden des CTRL bez. warmer und kalter Juli-Monate . .	55
5.4	Ausgewählte Perioden des CTRL bez. positiver und negativer NAO/AO .	59
5.5	Kenngößen der Temperaturzeitreihen des GSDIO–Szenarios	61
5.6	Ausgewählte Perioden des GSDIO–Szenarios bez. warmer oder kalter Winter	66
5.7	Ausgewählte Perioden des GSDIO–Szenarios bez. positiver und negativer NAO/AO	67

Danksagung

Diese Arbeit wurde am Alfred–Wegener–Institut für Polar- und Meeresforschung in Potsdam im Rahmen des HGF-Strategiefondprojekts “Natürliche Klimavariationen in historischen Zeiten” (KIHZ) durchgeführt. Zum Abschluss möchte ich nun allen danken, die mich auf verschiedene Weise unterstützt und somit zur Fertigstellung dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt meinem wissenschaftlichen Betreuer Herrn Prof. Dr. Klaus Dethloff, der nicht nur mit großem Interesse die gesamte Arbeit verfolgt hat, sondern auch mit wertvollen Anregungen und Hinweisen immer wieder zur Motivation beitragen konnte. Für diese engagierte Betreuung möchte ich mich herzlich bedanken.

Herrn Prof. Dr. Peter Lemke und Herrn Prof. Dr. Hans von Storch sei für ihre spontane Bereitschaft gedankt, diese Arbeit zu begutachten.

Für die Unterstützung beim Umgang mit dem HIRHAM4, insbesondere in der Anfangsphase der Arbeit, möchte ich mich bei Frau Dr. Annette Rinke bedanken. Auch die zahlreichen fachlichen und privaten Diskussionen mit ihr waren sehr fruchtbar.

Die globalen Klimamodellsimulationen wurden vom Max–Planck–Institut für Meteorologie und vom Deutschen Klimarechenzentrum durchgeführt. Mein Dank gilt hier Herrn Dr. Reinhard Voss für die Bereitstellung der Modelldaten des ECHO–G und Herrn Dr. Erich Roeckner für die Bereitstellung der Modelldaten des ECHAM4/OPYC3. Die Programme zur Umwandlung globaler Modellausgaben in Randantriebsdaten des HIRHAM4 wurden mir von Herrn Dr. Michael Botzet zur Verfügung gestellt, der auch wichtige Ratschläge für die spezielle Anpassung des HIRHAM4 gab. Vielen Dank!

An dieser Stelle sei auch das angenehme Arbeitsklima am AWI erwähnt. Allen dafür verantwortlichen Kolleginnen und Kollegen, insbesondere den Modellierern, danke ich hiermit.

Für das kritische Korrekturlesen der Arbeit bedanke ich mich bei meinen Kolleginnen Frau Dr. Dörthe Handorf, Frau Dr. Annette Rinke und Frau Dr. Antje Weisheimer. Viele Tippfehler und auch einige Unklarheiten konnten dadurch beseitigt werden.

Und schließlich gilt mein Dank natürlich auch meiner Familie, speziell Heike und Alexander, die mich während der letzten 3 Jahre bei den alltäglichen Dingen des Lebens unterstützt hat.

Lebenslauf

- Name: Wolfgang Dorn
- Geboren: am 16.05.1966 in Clausthal-Zellerfeld
- Anschrift: Wattstr. 7, 14482 Potsdam
- Familienstand: unverheiratet, seit 1992 Vater eines Sohnes
- Schul Ausbildung: 1972–1986, Abitur, Humboldtschule Hannover
- Grundwehrdienst: 01.04.1987–30.06.1988, Hannover
- Hochschulstudium: 01.10.1986–31.03.1987, Mathematik mit Nebenfach Informatik, Universität Hannover.
01.10.1988–30.09.1990, Geografie mit Nebenfächern Geologie und Meteorologie, Universität Hannover.
01.10.1990–24.03.1998, Meteorologie mit Nebenfächern Geophysik und Optik, Universität Hannover; Studienschwerpunkte: Numerische Wettervorhersage, Schadstoffausbreitung in der Atmosphäre, Grenzschichtmessungen.
- Hochschulabschluss: 24.03.1998, Diplom in Meteorologie (Gesamtnote: sehr gut), Thema der Diplomarbeit: Vergleichende Untersuchung von Beobachtungen und ECHAM3/T42 Klimamodellsimulationen.
- Praktika: 15.02.1993–12.03.1993, meteorologisches Praktikum beim Deutschen Wetterdienst in Offenbach am Main.
- Berufliche Tätigkeit: 01.07.1995–30.09.1997, Studentische Hilfskraft am Institut für Strömungsmechanik und Elektronisches Rechnen im Bauwesen der Universität Hannover.
01.07.1997–30.03.1998 Studentische Hilfskraft am Institut für Meteorologie und Klimatologie der Universität Hannover.
01.06.1998–31.07.1998, Wissenschaftliche Hilfskraft mit Lehraufgaben am Institut für Meteorologie und Klimatologie der Universität Hannover.
01.11.1998–31.10.2001, Doktorand am Alfred–Wegener–Institut für Polar- und Meeresforschung, Forschungsstelle Potsdam.

Erklärung

Ich versichere, diese Arbeit selbstständig und nur mit den angegebenen Hilfsmitteln angefertigt zu haben.

Ferner versichere ich, dass diese Arbeit an keiner anderen Hochschule eingereicht wurde.

Potsdam, 24. Oktober 2001

Wolfgang Dorn