

**Der Ozean als Teil des gekoppelten
Klimasystems: Versuch der Rekonstruktion
der glazialen Zirkulation mit verschieden
komplexen Atmosphärenkomponenten.**

**The ocean as a part of the coupled
climate system: an attempt to reconstruct
the glacial circulation with different models
of the atmosphere.**

Kerstin Fieg

**Ber. Polarforsch. 206 (1996)
ISSN 0176 - 5027**

Kerstin Fieg

Alfred – Wegener – Institut für Polar – und Meeresforschung
Columbusstraße
27570 Bremerhaven

Die vorliegende Arbeit ist die inhaltlich unveränderte Fassung
einer Dissertation, die 1996 im Fachbereich Geowissenschaften an
der Universität Bremen vorgelegt wurde.

Inhaltsverzeichnis

Summary — page 3 Zusammenfassung — Seite 5

1	Einleitung	7
2	Das Datenproblem	11
2.1	Wozu werden die Daten benötigt?	11
2.2	Übersicht über die vorhandenen Daten und die daraus abgeleiteten Vorstellungen	13
2.2.1	Die solare Einstrahlung als externer Antrieb	13
2.2.2	Ozean	15
2.2.3	Atmosphäre	22
2.2.4	Inlandeisschilde	25
2.2.5	Zusammenfassung	25
3	Beschreibung der Modelle	27
3.1	Das Energiebilanzmodell	27
3.1.1	Die Energiebilanz	27
3.1.2	Die Strahlungsübertragung	29
3.1.3	Der latente und der sensible Wärmefluß	30
3.1.4	Der horizontale Wärmetransport	32
3.2	Das 2-Schichten Atmosphärenmodell	32
3.3	Das Ozeanmodell	34
3.3.1	Allgemeine Bemerkungen	34
3.3.2	Zur Formulierung des Ozeanmodells	35
3.3.3	Das Meereismodell	37
3.4	Das Arakawa-E-Gitter	38
3.5	Daten als Anfangs- und Randbedingungen	40
3.5.1	Rezente Verhältnisse	40
3.5.2	Glaziale Verhältnisse	42
4	Zur Kopplung der Modellkomponenten	45
4.1	Zur Formulierung des Antriebes	45
4.2	Zur Problematik von gekoppelten Modellexperimenten	47
4.3	Zum Kopplungsrhythmus	49

4.4	Die Kopplungsgrößen	51
4.4.1	Kopplung der Temperatur der untersten Atmosphärenschicht T_{At} an die Deckschichttemperatur des Ozeans T_{Oz}	51
4.4.2	Kopplung der Deckschichttemperatur T_{Oz} an die Temperatur der untersten Atmosphärenschicht T_{At}	52
5	Experimente zu festen Randbedingungen	53
5.1	Sensitivitätstests	53
5.1.1	Anmerkungen zur Wahl der betrachteten Größen und zur Modellkonfiguration	53
5.1.2	Referenzläufe	55
5.1.3	S1: Sensitivität bzgl. Windschubspannungen	59
5.1.4	S2: Sensitivität bzgl. Oberflächentemperaturen	63
5.1.5	S3: Sensitivität bzgl. Oberflächensalzgehalten	67
5.1.6	S4: Experimente ohne zusätzliche Temperaturadvektion	70
5.2	Konsequenzen aus den Sensitivitätstests	73
5.2.1	Konsequenzen bzgl. der Antriebsfelder (S5)	73
5.2.2	Konsequenzen bzgl. der Modellkonfiguration	76
6	Experimente mit dem E-OGCM	78
6.1	Die Referenzzustände (ERef)	80
6.1.1	Das Gleichgewicht zu rezenten Randbedingungen	80
6.1.2	Das Gleichgewicht zu glazialen Randbedingungen	84
6.1.3	Fazit	86
6.2	Das Meereisproblem	88
6.2.1	Experimente zu rezenten Randbedingungen (Alb(r), Kv(r))	89
6.2.2	Experimente zu glazialen Randbedingungen (Alb(g), Kv(g))	93
6.2.3	Fazit (MEns(g))	97
6.3	Das Salzproblem (Salz(g))	100
6.4	Antrieb mit einem diagnostizierten Süßwasserfluß (Swf 1 - 5)	103
6.4.1	Die Süßwasserantriebe	104
6.4.2	Ergebnisse	105
6.4.3	Diskussion der Ergebnisse	109
7	Experimente mit dem A-OGCM	111
7.1	Referenzexperimente	111
7.2	Analyse der Experimente	114
8	Diskussion der Ergebnisse	115
8.1	Ausblick	118
9	Literatur	120

Summary

The goal of this thesis is to investigate the sensitivity of the Atlantic circulation to the surface forcing fields, e.g. wind stress, sea surface salinity (SSS) and sea surface temperature (SST). Both, the recent and the glacial Atlantic circulation are simulated and compared with ideas developed from drilling cores (glacial) and observations (modern).

In the first experiments, a three – dimensional ocean circulation model (MAIER-REIMER & MIKOLAJEWICZ, 1992) is run to a steady state with fixed boundary conditions, a simple thermodynamic sea ice model is included that simulates the thickness distribution depending on the SST. In the second set of experiments, the ocean model is then coupled to (a) an energy balance model and (b) a simple dynamic atmospheric model.

With fixed boundary conditions the ocean circulation reacts more sensitive to variations in the thermohaline forcing fields (salinity and temperature) than to variations in the surface winds. Additional experiments have shown that, in contrast to observations, dense water, produced north of the Greenland – Iceland – Scotland ridge, does not affect the North Atlantic Deep-Water in the model.

While the reproduction of the recent circulation is successful, the experiments using glacial boundary conditions are inconsistent with the current understanding of the glacial circulation patterns. One reason seems to be the choice of fixed parameters (e.g. the parameterization of the catabatic wind and the relaxation constant for the salinity forcing) that are tuned for today's conditions but are inadequate for glacial experiments.

A step beyond fixed boundary conditions is the introduction of an atmospheric energy balance model, that calculates the surface temperatures. The coupled ocean – atmosphere model takes important feedbacks into account. Atmospheric heat transports are now included and the sea ice model is able to influence atmospheric temperatures.

The coupled ocean – energy balance model (E OGCM) reproduces the previous results with fixed boundary conditions. The runs for today's circulation yield quite realistic results, but they are disappointing for glacial conditions. A reason is the distribution of the sea ice in the ocean model, which strongly influences the global circulation:

The combination of ocean and energy balance model (E OGCM) accounts for sea ice

production but not for ice drift. However, glacial sensitivity experiments show, that sea ice drift must be taken into account for a realistic sea ice simulation in the southern hemisphere.

Subsequent experiments were thus conducted with the annual cycle of sea ice distribution in the Southern Ocean prescribed. Moderate reductions in the original salinity field now influences the circulation strong enough to allow the simulation of a glacial state, which is consistent with geological data.

Further experiments emphasize, that the system reacts different, whether a fresh water flux or SSS is prescribed. Variations in the SSS and comparable changes in the fresh water flux cause completely different circulation patterns in equilibrium. Nevertheless, up to now atmospheric models are not able to calculate freshwater fluxes accurate enough to couple atmosphere and ocean models without large flux corrections. So, forcing ocean models with a prescribed SSS and varying the salinity field within the range of the accuracy of the data seems to be a promising method to improve the simulation of the glacial ocean circulation.

Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit ist es, eine glaziale Zirkulation im Atlantik zu modellieren, die zu Vorstellungen, wie sie aus Bohrkern Daten abgeleitet werden konnte, nicht im Widerspruch steht. Es wird hierfür ein komplexes, 3-dimensionales Ozeanmodell (MAIER-REIMER & MIKOLAJEWICZ, 1992) im ersten Teil der Arbeit zu vorgegebenen Randbedingungen ins Gleichgewicht gerechnet und im zweiten Teil mit einem atmosphärischen Energiebilanzmodell und einem einfachen Zirkulationsmodell gekoppelt.

Zunächst wird die Reaktion des Ozeanmodells auf feste Oberflächenrandwerte untersucht. Die Ergebnisse zeigen, daß die Ozeanzirkulation empfindlicher auf Veränderungen im Salz- und Temperaturfeld reagiert, als auf Variationen der Oberflächenwinde. Ein weiteres Ergebnis ist, daß dichtes Wasser, das im Modell nördlich der Grönland-Island-Schottland Schwelle absinkt, einen weitaus geringeren Beitrag zum Nordatlantischen Tiefenwasser liefert, als es in der Natur beobachtet wird. Die ursprüngliche Modellkonfiguration mußte diesem Modellartefakt angepaßt werden.

Während keine Probleme bei der Reproduktion der rezenten Zirkulation auftraten, zeigten die Ergebnisse zu glazialen Antrieben große Abweichungen zu den abgeleiteten Zirkulationsmustern. Eine wesentliche Ursache hierfür sind die diagnostischen Antriebsgrößen, die dem Glazial, neueren Erkenntnissen zufolge, nur eingeschränkt angemessen sind.

Der erste Schritt, sich von den fest vorgegebenen Randbedingungen zu lösen, ist die Variation der Oberflächentemperatur durch ein atmosphärisches Energiebilanzmodell. Hierdurch werden wichtige Wechselwirkungen zwischen Ozean- und Atmosphärenmodell einbezogen, die bei festen Randwerten vernachlässigt oder unterdrückt werden.

Sowohl in gekoppelten Experimenten von Ozean- und Energiebilanzmodell als auch bei Kopplung mit einem atmosphärischen Zirkulationsmodell konnten die rezenten bzw. glazialen Ergebnisse zu vorgegebenen Randbedingungen reproduziert werden. Daß bei der Darstellung des glazialen Zustandes keine entscheidende Annäherung an die aus Tiefseesedimenten abgeleitete Zirkulation gelungen ist, ist einerseits auf die Verwendung eines thermodynamischen Meereismodells zurückzuführen. Sensitivitätstests zufolge ist es in einem gekoppelten System unumgänglich, neben thermodynamischer Eisproduktion auch Eisdrift zu betrachten. Andererseits ist das verwendete Ozeanmodell nicht in der

Lage, Strömungssysteme wie den Weddellwirbel darzustellen, der die Eisverteilung auf der Südhalbkugel entscheidend beeinflusst. Dadurch sind die Inkonsistenzen in der Meereisverteilung im Bereich der Antarktis besonders gravierend. Um dennoch die Reaktion des gekoppelten Systems auf andere Parameter wie den halinen Antrieb untersuchen zu können, wird ein Jahresgang der Meereisverteilung auf der Südhalbkugel für die folgenden Experimente aus dem Referenzexperiment vorgeschrieben.

Moderate Variation des ursprünglichen Salzantriebsfeldes genügen, um eine Zirkulation im Atlantik zu erlauben, die nicht inkonsistent mit Vorstellungen ist, die aus Sedimentdaten abgeleitet wurden. Das gekoppelte System reagiert noch empfindlicher, wenn statt der Oberflächensalzgehalte Süßwasserflüsse als Antrieb dienen. Schon gering unterschiedliche Zutragraten im Nordatlantik genügen, um vollständig unterschiedliche Zirkulationsmuster im Gleichgewicht zu erhalten.

Kapitel 1

Einleitung

Der wichtigste Antrieb für alle Klimaabläufe auf der Erde, sei es im Ozean oder in der Atmosphäre, ist die solare Einstrahlung. Durch sie werden in der Atmosphäre und im Ozean Austauschprozesse in Gang gesetzt, die den breitenabhängigen lokalen Einstrahlungsraten entgegenarbeiten. Es ist zu erwarten, daß Änderungen in der Verteilung dieser externen Energiezufuhr auch die internen Umverteilungsprozesse beeinflusst.

Die solare Einstrahlungsrate ist nur über erdgeschichtlich kurze Zeiträume als konstante Größe anzusehen. Betrachtet man aber Prozesse, die sich über 10000 Jahre und mehr erstrecken, muß berücksichtigt werden, daß die lokale Einstrahlung stark variieren kann. Besonders bei der Suche nach den Ursachen für den Auf- und Abbau von Eisschilden auf den Kontinenten kann die Betrachtung langzeitlicher Einstrahlungsschwankungen helfen.

Die Mechanismen, die dahinter stehen, quantifizierte erstmals MILANKOWITSCH (1930). Er untersuchte die Veränderungen der solaren Einstrahlung aufgrund von Variationen der Erdbahnparameter. Mehr als 40 Jahre später veröffentlichten HAYES, IMBRIE und SHACKLETON (1976) Analysen von Tiefseesedimenten, die zeigten, daß zumindest ein Teil der globalen Eisvolumenschwankungen linear mit der Einstrahlungsvariation verknüpft ist. Seit dieser Zeit wird diskutiert, welche nichtlinearen Prozesse im globalen System zusätzlich zu berücksichtigen sind, um auch die verbleibenden Schwankungen im Eisvolumen zu erklären und so das Rätsel um die Ursachen der Eiszeiten zu lösen. Hier bieten sich numerische Modelle als ein mögliches Werkzeug an, um interne Prozesse zu studieren, deren Ablauf zu untersuchen und so klimabeeinflussende Mechanismen aufzuspüren.

Üblicherweise geschieht die Entwicklung von Ozean- und Atmosphärenmodellen getrennt, meist sogar im Hinblick auf verschiedene Fragestellungen. Je weiter aber die Entwicklung der einzelnen Modellkomponenten vorangeht, d.h. je besser das Modell in der Lage ist, zu vorgeschriebenen Anfangs- und Randbedingungen einen Zustand zu liefern, der mit Beobachtungen übereinstimmt, desto zwingender wird es, vorher ausgeklammerte Prozesse zu integrieren. Durch die Kopplung von Modellen können Wechselwirkungen und

Rückkopplungen im Gesamtsystem auftreten, die im einzelnen Modell unterdrückt werden (LOHMANN, 1996).

In dieser Arbeit wird mit Hilfe numerischer Modelle des Ozeans und der Atmosphäre versucht, wichtige Teilprozesse dieser globalen Wechselwirkungen nachzubilden und auf deren unterschiedliche Bedeutung im heutigen und glazialen Klima zu schließen.

Während es für den heutigen Klimazustand nahezu überall auf der Erde ausreichend genaue Daten zum Antrieb von Modellen und zur Beurteilung ihrer Ergebnisse gibt, ist die Datensituation für das Klima früherer Zeiten wesentlich kritischer. Seit Anfang der 80er Jahre beschäftigen sich Arbeitsgruppen verstärkt mit der Rekonstruktion des Klimas des letzten glazialen Maximums vor rund 21000 Jahren (CLIMAP (1976, 1981), DUPLESSY ET AL. (1988, 1991)), so daß sich dieser Zeitpunkt recht gut eignet, um numerische Modelle hieran zu überprüfen. Wenn ein Modell in der Lage ist, nicht nur das heutige Klima zu reproduzieren, sondern auch für das letzte Glazial Ergebnisse zu liefern, die sich im wesentlichen mit Meßwerten und Vorstellungen decken, kann man hoffen, daß das Modell auch Prognosen für ein künftiges Klima liefern kann.

Für das letzte Hochglazial konnte aus der Arbeit von MILANKOWITSCH (1930) eine Reduktion der solaren Einstrahlung in den mittleren Breiten abgeleitet werden. Diese Reduktion führte neben einer Absenkung der Temperatur zu einer Ausdehnung von Meereis. Im Winter gefallener Schnee konnte im Sommer nicht mehr wegtauen, was den Aufbau von Inlandeisen unterstützte und damit einhergehend eine weitere lokale Temperaturabnahme zur Folge hatte (BUDD & SMITH, 1981). Der Einfluß dieser Abläufe auf den Ozean ist dagegen weniger klar. Geologische Daten weisen auf eine starke Veränderung in der thermohalinen Zirkulation im Atlantik hin (SARNTHEIN ET AL., 1995). Das Absinken von kaltem, salzreichen Wassers im Norden, sein Fluß in Richtung Antarktis, sein Auftrieb im Nordpazifik und der Rückfluß an der Ozeanoberfläche stellen das für heutige Klimaverhältnisse allgemein akzeptierte Bild der großräumigen Ozeanzirkulation dar (z.B. GORDON, 1986; STEELE, 1989; BROECKER & PENG, 1989). Für glaziale Verhältnisse wird angenommen, daß dieses geschilderte Förderband weniger aktiv war (BROECKER ET AL., 1990; IMBRIE ET AL., 1992; JANSEN & VEUM, 1990; FICHEFET ET AL., 1994). So wird erwartet, daß die Tiefenwasserbildung im Atlantik fast vollständig zum Erliegen gekommen ist (BROECKER ET AL., 1990; SARNTHEIN ET AL., 1995; LEHMANN & KEIGWIN, 1992). Einen Überblick über die zur Verfügung stehenden Daten und den daraus abgeleiteten Vorstellungen gibt Kapitel (2). Inwieweit diese Szenarien mit den zur Verfügung stehenden glazialen Salz- und Temperaturdaten in Übereinstimmung zu bringen sind, soll eine Aufgabe dieser Arbeit sein.

In dem Kapitel (3) werden die verwendeten Modelle kurz beschrieben. Es wird ein Ozeanmodell verwendet, daß in den 80er Jahren am Max-Planck Institut für Meteorologie mit dem Ziel entwickelt wurde, Klimaabläufe im Ozean über lange Zeiträume hinweg verfolgen zu können. In verschiedenen Arbeiten konnte gezeigt werden, daß das Modell bei vorgegebenen Randbedingungen in der Lage ist, die wichtigsten Muster der heutigen Ozeanzirkulation zufriedenstellend zu reproduzieren (MAIER-REIMER ET AL., 1993). Nachdem Experimente mit Randbedingungen, die Verhältnisse zu früheren Zeitaltern darstellten, interpretierbare Ergebnisse brachten (MAIER-REIMER ET AL., 1991; MIKOLAJEWICZ ET AL., 1993), konnte begonnen werden, auf fest vorgegebene Atmosphärenbedingungen zugunsten einer modellierten Atmosphärenkomponente zu verzichten. Das Ozeanmodell wurde zu heutigen Klimabedingungen mit gutem Erfolg an ein komplexes Atmosphärenmodell gekoppelt (VOSS ET AL., 1996; LORENZ, pers. Mitt.), zu glazialen Randbedingungen verlief der Versuch dagegen weniger erfolgreich (LAUTENSCHLAGER ET AL., 1992). Da der Schwerpunkt dieser Arbeit in der Untersuchung von Empfindlichkeiten des gekoppelten Klimasystems bzgl. verschiedener Prozesse liegt, mußte mit Rücksicht auf die zur Verfügung stehenden Computerkapazitäten auf eine weniger komplexe Formulierung der Atmosphärenkomponente zurückgegriffen werden.

Energiebilanzmodelle stellen eine einfache Möglichkeit dar, Temperaturen zu modellieren und damit wichtige Prozesse im Klimasystem anzuregen. Sie werden seit fast 30 Jahren verwendet (z.B. BUDYKO, 1969; SELLERS, 1969; NORTH, 1975). Man verzichtet im Vergleich zu einem komplexen Zirkulationsmodell auf die explizite Darstellung der dynamischen Aspekte und erhält dafür ein Modell, daß wesentlich weniger Computerzeit verbraucht. Damit das Modell auch ohne Berücksichtigung der Dynamik Merkmale des heutigen Klimas befriedigend beschreiben kann, werden diese Prozesse durch Diffusion parameterisiert. Andere Größen können ferner an Meßdaten kalibriert werden. Anschließend sollten die gleichen Modelle aber in der Lage sein, auch gänzlich andere Klimazustände als den heutigen zu reproduzieren. Energiebilanzmodelle werden schon seit einiger Zeit für Paläoklimamodellierung verwendet. So trieben beispielsweise ESCH & HERTERICH (1990) ein einfaches Inlandsmodell mit einem Energiebilanzmodell zu glazialen Einstrahlungsraten an oder verglichen HYDE ET AL. (1989) ihre glazialen Temperaturen mit Ergebnissen komplexerer Atmosphärenmodelle.

Das in dieser Arbeit verwendete Energiebilanzmodell wird in Abschnitt (3.1) vorgestellt. Eine Erweiterung hierzu stellt ein einfaches 2-Schichten Modell der Atmosphäre dar (Abschnitt (3.2)). Auf die allgemeinen und speziellen Probleme, die sich aus der Kopplung von numerischen Modellen ergeben, geht Kapitel (4) ein.

Bevor Experimente mit dem gekoppelten Ozean – Energiebilanzmodell (E OGCM) (Kapitel (6)) und dem gekoppelten Ozean – 2 – Schichten Atmosphärenmodell (A OGCM) in Kapitel(7) vorgestellt werden, zeigt Kapitel (5) Ergebnisse von Modellexperimenten des

Ozeanmodells zu fest vorgegebenen rezenten und glazialen Randbedingungen. Hier sollen die Möglichkeiten, aber auch die Grenzen des Ozeanmodells und der verwendeten Formulierung der Antriebe deutlich werden. Die Ergebnisse mit dem gekoppelten E OGCM sollen zeigen, welcher Fortschritt im Vergleich zu fest vorgeschriebenen Randbedingungen in der Modellierung der Zirkulationsmuster zu erzielen ist, wenn bestimmte Wechselwirkungen zwischen Ozean und Atmosphäre einbezogen werden. Eine zusammenfassende Diskussion aller Ergebnisse folgt in Kapitel (8).

Diese Arbeit ist interdisziplinär angelegt, d.h. sie versucht, meteorologische und ozeanographische Aspekte des Klimasystems zu interpretieren, aber auch Anknüpfungspunkte zu geologischen Arbeiten zu schaffen. Sie soll aufzeigen, an welchen Stellen eine Modellierung von klimarelevanten Prozessen ohne Rückgriff auf geologische Daten und deren Analysen nicht mehr sinnvoll ist. Sie soll aber auch zeigen, in welcher Weise die Modellierung von Prozessen zur Interpretation von geologischen Daten beitragen kann.

Kapitel 2

Das Datenproblem

Unabhängig davon, ob ein Klimazustand durch numerische Rechenmodelle als stationäres Gleichgewicht rekonstruiert werden soll, oder ob man, von einem Klimazustand ausgehend, eine Entwicklung transient berechnen will, immer werden Anfangs- und Randbedingungen benötigt. Hier soll ein kurzer Überblick über die Art und Qualität der verfügbaren Daten gegeben werden.

2.1 Wozu werden die Daten benötigt?

Auf der Grundlage von gemessenen Daten können Parameter in numerischen Modellen so gewählt werden, daß bestimmte physikalische Abläufe zuverlässig reproduziert werden können. Anschließend stehen dieselben Daten natürlich nicht mehr zur Verfügung, um die Qualität der Modellergebnisse zu beurteilen. Dies kann nur durch einen Vergleich von berechneten Größen und noch nicht zur Modell-Eichung verwendeten Daten geschehen. Nur wenn ein Modell auch in der Lage ist, unabhängige physikalischen Größen zu reproduzieren, kann man überhaupt hoffen, daß auch gänzlich andere Zustände modelliert werden können.

Um das hier verwendete Ozeanmodell zu betreiben, müssen neben einer Land- / Meer-Verteilung und einer realistischen Ozeantopographie die Oberflächentemperaturen, die Windschubspannung und ein Salzgehaltsfeld an der Ozeanoberfläche bzw. ein Nettoniederschlagsfeld (d.h die Differenz aus Niederschlag und Verdunstung) als Randbedingung vorgegeben werden. Ein mittlerer Temperatur- und Salzwert ist außerdem als Anfangsbedingung für das Ozeanmodell notwendig. Geschwindigkeitsfelder, Meereisverteilung und Oberflächenauslenkung können davon ausgehend genauso berechnet werden, wie Salz- und Temperaturverteilung im Ozean.

Bei allen Experimenten, in denen der Gleichgewichtszustand eines Ozeanmodells zu fest vorgegebenen Temperatur- und Salzrandbedingungen gesucht wurde, ist es bisher nicht

aufgetreten, daß das Ergebnis Abhängigkeiten von den Anfangsbedingungen zeigte. Sollen aber transiente Phänomene untersucht oder Experimente mit gemischten Randbedingungen (siehe Abschnitt (4.1)) durchgeführt werden, verhält es sich anders. Hier können unterschiedliche Initialisierungen bei gleichen Randbedingungen zu mehr als einem Gleichgewichtszustand führen, was sowohl die Interpretierbarkeit als auch die Glaubwürdigkeit der Ergebnisse stark verringern kann.

Die Verwendung von stark mit Unsicherheiten behafteten Randbedingungen ist noch kritischer zu beurteilen, da die Modelle z.T. sehr sensitiv schon auf geringe Änderungen in den Randbedingungen reagieren (MAIER-REIMER ET AL., 1993). Fehler in diesen Größen können schnell zu unbrauchbaren Ergebnissen führen (LAUTENSCHLAGER ET AL., 1992), da der resultierende Gleichgewichtszustand sich in Abhängigkeit von ihnen einstellt.

Der größte Teil der verwendeten numerischen Klimamodelle wurde mit dem Ziel entwickelt, das heute herrschende Klima darzustellen. Die Eingangsdaten, die ein Modell zur Initialisierung und zum Antrieb braucht, stehen in diesem Fall in guter Qualität und ausreichender Meßnetzdicke zur Verfügung.

Dies ist nicht der Fall bei der Simulation vergangener Klimate. Da direkte Messungen nicht möglich sind, ist man darauf angewiesen, aus den wenigen existierenden Tiefseesedimenten und Eisbohrkernen Daten abzuleiten, deren Qualität jedoch sehr schwer einzuschätzen ist.

Probleme mit fehlerbehafteten Anfangs- und Randbedingungen treten sowohl bei Experimenten mit gekoppelten Modellen als auch bei der Betrachtung einzelner Klimakomponenten (nur Ozean oder nur Atmosphäre) auf. Gekoppelte Modelle haben hierbei aber den Vorteil, daß sich die Anzahl der notwendigen Antriebsfelder dadurch reduziert, daß die neu angekoppelte Komponente einige dieser Größen liefern kann. Dadurch verringern sich die Fehlerquellen und einige der vorher als Randbedingungen verwendeten Daten können zum Vergleich mit Modellresultaten verwendet werden.

In einem gekoppelten System von Ozean- und Atmosphäre ist es die Aufgabe der Atmosphärenkomponente, die Windschubspannung, das Niederschlagsfeld und die Oberflächentemperaturen, bzw. die Oberflächenwärmeflüsse, als Antrieb für das Ozeanmodell zu berechnen.

Da aber beide in dieser Arbeit verwendeten Modelle für die Atmosphärenkomponente, das Energiebilanz- und das 2-Schichten-Atmosphärenmodell, keinen hydrologischen Kreislauf enthalten, muß auf die Modellierung des Süßwasserantriebs für den Ozean verzichtet werden. Darüber hinaus ist damit zu rechnen, daß die Darstellung der thermisch getriebenen Windsysteme, z.B. der Passate und der Monsune, im Atmosphärenmodell stark fehlerbehaftet ist. Um diese Fehlerquelle möglichst klein zu halten, wird bei Experimenten mit dem Atmosphärenmodell, genauso wie bei Verwendung des Energiebilanzmodells, ein Windschubspannungsfeld als Randbedingung für das Ozeanmodell extern vorgegeben.

2.2 Übersicht über die vorhandenen Daten und die daraus abgeleiteten Vorstellungen

Daten für vergangene Klimate werden im allgemeinen mit geologischen und glaziologischen Methoden gewonnen. Tiefseesediment- und Eisbohrkerne werden an ausgewählten Orten gezogen und die daraus abgeleiteten Größen müssen als Informationen über die Klimaentwicklung an diesen speziellen Orten verstanden werden. Aufgrund der geringen Kerndichte muß über große Flächen interpoliert werden.

In der Vergangenheit wurden verschiedene Verfahren entwickelt, um Größen wie das globale Eisvolumen, den Salzgehalt oder die Temperatur von Ozean oder Atmosphäre aus den Kernen zu gewinnen. Diese durch verschiedene Verfahren abgeleiteten unterschiedlichen physikalischen Größen zu einem stimmigen Gesamtbild zu vereinigen, ist jedoch nur schwer zu bewerkstelligen und zum Teil noch nicht gelungen. Hinzu kommt noch das Problem der Zuordnung von Kernabschnitten zu einer Zeitachse, der sogenannten Alter/Tiefenzuordnung. Obwohl die verwendeten Datierungsmethoden für die Kerne in den Arbeiten meistens genau beschrieben werden, ist es schwierig, auf verschiedene Arten datierte Kerne zu vergleichen. Die Genauigkeit der Zuordnung einer Informationsschicht zu einer Epoche geht mit großen Unsicherheiten von zum Teil mehreren tausend Jahren einher.

Unbestritten ist hingegen die Veränderung der solaren Einstrahlung am Oberrand der Atmosphäre. Die wirkenden astronomischen Prozesse sind bekannt und verstanden.

2.2.1 Die solare Einstrahlung als externer Antrieb

Ursache für alle dynamischen Prozesse im Klimasystem ist die meridional unterschiedliche solare Einstrahlung. Sie variiert nicht nur in Abhängigkeit von der geographischen Breite, sondern auch mit der Zeit. Die sogenannte Orbitaltheorie nach MILANKOWITSCH (1930) erklärt die Schwankungen der Einstrahlung an einem Ort mit der Zeit durch die Variation von drei Erdbahnparametern mit unterschiedlichen Perioden (OERLEMANS & VAN DER VEEN, 1984; IMBRIE & PALMER, 1981).

- Durch die **Kreiselbewegung der Erdachse** (Präzession), wie in Abbildung (2.1.A) dargestellt, verschiebt sich der Frühlingspunkt (einer der beiden Schnittstellen des Himmelsäquators mit der Ekliptik) relativ zum Perihel **P**, dem sonnennächsten Punkt der Erdbahn. Die Periode dieses Parameters liegt bei etwa 21000 Jahren. Zwar bleibt das globale Jahresmittel der Einstrahlung durch diesen Parameter unverändert, aber er bestimmt, ob in einer Hemisphäre strenge Winter und heiße Sommer oder milde Winter und kühle Sommer zu erwarten sind. Der letztere Fall favorisiert Eischildaufbau (FIEG, 1992), da ein Teil des im Winter gefallenen Schnees im Sommer nicht wieder wegtaut.

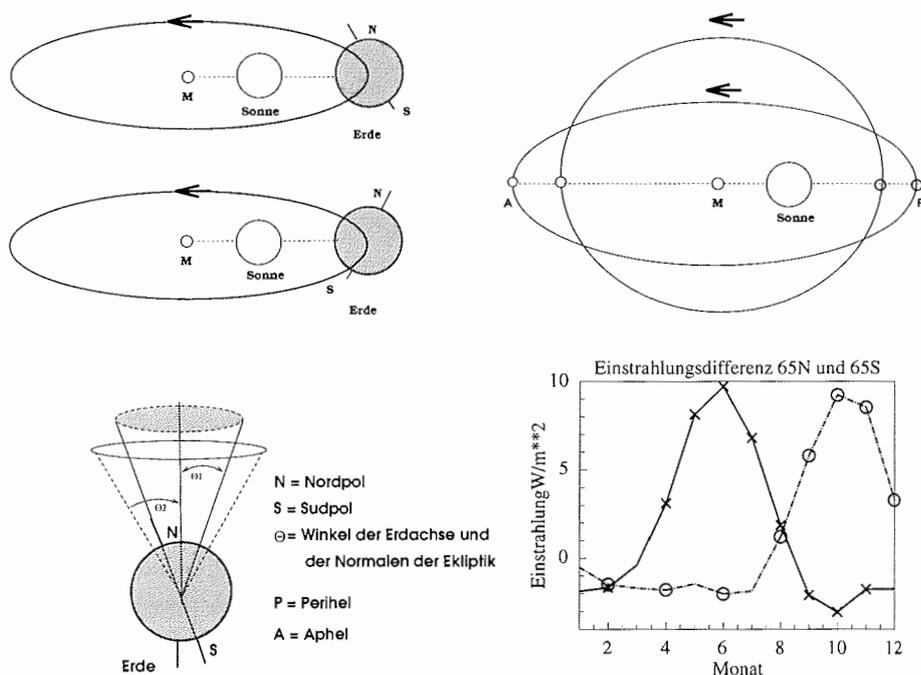


Abbildung 2.1: (A) zeigt die Wirkungsweise der Präzession, (B) die Neigung der Erdachse, (C) die Erdbahnexzentrizität. Abbildung (D) zeigt die aus diesen Mechanismen resultierende Einstrahlungsdifferenz zwischen dem letzten Hochglazial und heutigen Verhältnissen in den Breiten $65^{\circ}N$ (\times) bzw. $65^{\circ}S$ (\circ).

- Mit einer Periode von 41000 Jahren variiert die **Neigung Θ der Erdachse**, d.h. der Winkel zwischen der Rotationsachse der Erde und der Normalen der Ekliptik verändert sich um maximal 3° . Wie Abbildung (2.1.B) zeigt, liegt der minimale Wert bei 22.1° , der maximale Wert bei 24.5° . Je stärker die Achsenneigung ausfällt, desto ausgeprägter ist der Jahresgang der Einstrahlung.
- Als dritter Parameter, in Abbildung (2.1.C) schematisch dargestellt, ist die Variation der **Erdbahnexzentrizität ϵ** zu nennen. Mit einer Periode von rund 93000 Jahren schwankt sie um ca. 6% zwischen $\epsilon \approx 0$ und $\epsilon = 0.06$. Je stärker die Exzentrizität ist, desto stärker variiert der Abstand zwischen Erde und Sonne innerhalb eines Jahres. Dieser Parameter ist der einzige, der das globale Jahresmittel der Einstrahlung verändert und nicht nur räumlich umverteilt. Die hierdurch bewirkten Einstrahlungsschwankungen bleiben aber unter 1% (BERGER, A., 1988).

Die durch diese Erdbahnparameter verursachte Einstrahlungsvariation kann die Oberflächentemperatur lokal stark verändern. Abbildung (3.1.D) zeigt den Unterschied in der Einstrahlungsrates zwischen heutigen und glazialen Verhältnissen in $[\frac{W}{m^2}]$ bei $65^\circ N$ und $65^\circ S$ im Jahresgang. Über die Formel für Schwarzkörperstrahlung (STEPHAN-BOLTZMANN Gesetz) kann dieser Einstrahlungsunterschied unter Vernachlässigung von Diffusion und Advektion abgeschätzt werden. In differenzierter Form lautet die Formel

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{1}{4} \frac{\delta S}{S}. \quad (3.1)$$

Die Größenordnung der Einstrahlungsschwankungen innerhalb eines Glazialzyklus' in mittleren Breiten $\frac{\delta S}{S}$ liegt bei 20%. Wird eine mittlere Temperatur von 300 K angenommen erhält man als Ergebnis eine maximale Temperaturvariation von $15^\circ C$. Dieses Ergebnis liegt im Bereich der Amplitude des Jahresgangs in mittleren Breiten und kann damit durchaus als Ursache für eine Klimazonenverschiebung und somit für den Eisschildaufbau in Frage kommen.

3.2.2 Ozean

Die Zirkulation

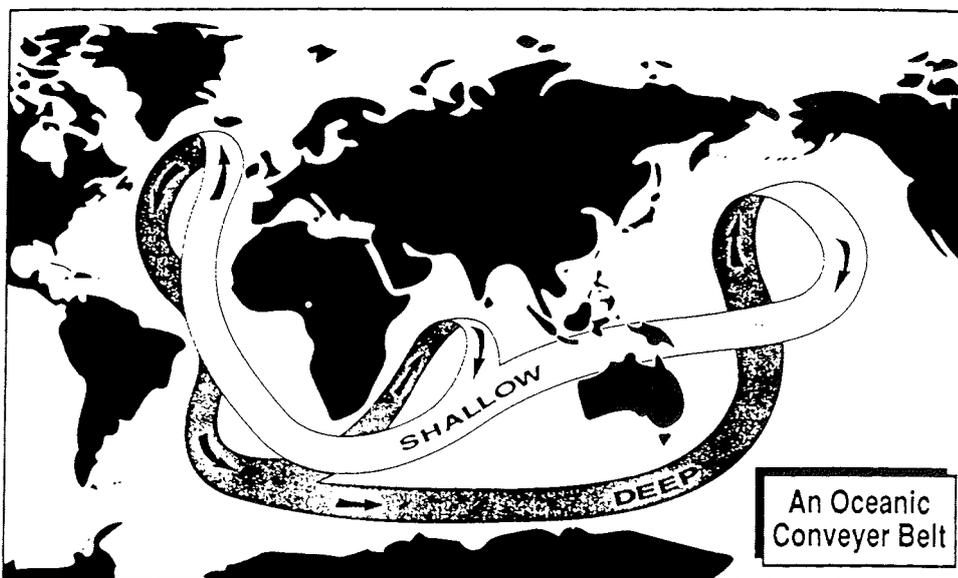


Abbildung 3.2: Eine schematische Darstellung des sogenannten „Warmwasserweges“, auf dem Salz und Energie im Ozean umverteilt werden (nach STEELE (1989)).

Zur Darstellung der heutigen globalen ozeanischen Zirkulation gilt ein von BROECKER ET AL. (1985 a,b) vorgestelltes und später weiterentwickeltes Konzept als allgemein akzep-

tiert (BROECKER, 1990; BROECKER & PENG, 1989; BROECKER, 1992). Entlang des in Abbildung (2.2) dargestellten sogenannten Förderbandes findet ein globaler Transport von Salz und Wärme statt. Der Nordatlantik spielt hierbei eine zentrale Rolle für das gesamte Klimasystem.

Grob skizziert kann man sich die Funktionsweise des Förderbandes folgendermaßen vorstellen:

- Salzreiches, warmes Oberflächenwasser wird im Nordatlantik durch Verdunstung so stark abgekühlt, daß es schwerer wird als Wasser in tiefer liegenden Schichten.
- Es sinkt ab und fließt mit der allgemeinen Zirkulation südwärts.
- Im Südlichen Ozean wird es mit dem antarktischen Zirkumpolarstrom ostwärts bewegt.
- Anschließend bildet es eine salzreiche Tiefenwasserzunge vom südlichen Ozean bis in den Nordpazifik hinein.
- Im Nordpazifik kommt es wieder an die Oberfläche und fließt als oberflächennahes Wasser in den Atlantik zurück.

Die Schlüsselstellung des Nordatlantiks als Tiefenwasserproduktionsquelle führte dazu, daß sich ein Hauptaugenmerk der Geologen auf die Identifizierung der Variabilität der dortigen Zirkulation richtete. Im folgenden sollen kurz die wichtigsten Ergebnisse vorgestellt werden, die das Bild der Variabilität des Atlantiks geprägt haben.

SARNTHEIN ET. AL. (1995) führen die Bemühungen von DUPLESSY (1988) und ZAHN ET. AL. (1987) fort, aus der drei-dimensionalen Struktur des $\delta^{13}C$ -Signals die Zirkulations- und Spurenstoffverteilung im Ozean zu ausgewählten Zeitpunkten abzuleiten und so das Bild von verschiedenen möglichen Zuständen im Ozean zu vervollständigen. Es konnten außerdem Schlüsse über die Bedeutung der postglazialen Abschmelzprozesse für das ozeanische Förderband gezogen werden. Die abgeleiteten Zirkulationsmuster lassen auf drei verschiedene Muster schließen:

- *Das glaziale Muster* ist gekennzeichnet von schwacher, aber deutlich vorhandener Tiefenwasserproduktion im Nordatlantik. Damit einher geht möglicherweise eine Zunahme von antarktischen Tiefen- und mediterranem Zwischenwasser in der Wassersäule der niederen Breiten (SARNTHEIN ET AL., 1995) oder, nach OPPO & FAIRBANKS (1987), ein verstärkter Ausfluß von relativ salzarmem Oberflächenwasser aus dem Mittelmeer. Es wird davon ausgegangen, daß das ozeanische Förderband nicht abgeschaltet, aber doch stark abgeschwächt war. Daten scheinen anzudeuten (SARNTHEIN ET. AL., 1995; DUPLESSY ET AL., 1988), daß die Tiefenwasserzelle im Nordatlantik nicht tiefer als bis ca. 2 km reichte (BOND, 1995).

- *Das interglaziale Muster*, wie es heute vorliegt, zeichnet sich durch starke Produktion von nordatlantischem Tiefenwasser aus, das vorwiegend im europäischen Nordmeer, aber auch in der Labrador- und Irmingersee gebildet wird. Dieses Zustand liegt seit ca. 9.700 Jahren den geologischen Daten zufolge mit nur kleinen Veränderungen und Schwankungen vor (SARNTHEIN ET AL., (1995)).
- Das dritte Muster beschreibt den *Schmelzwassermodus*. Er ist charakterisiert durch schwache Ventilation des Tiefenwassers unterhalb von 2 km Tiefe. Es wird angenommen, daß der Ausfluß von Zwischenwasser aus dem Mittelmeer ebenfalls abgeschwächt gewesen ist. Dieses Muster lag während des jüngeren Dryas (vor rund 10 000 Jahren) und vor ca. 13.500 Jahren nach einem starken Schmelzwassereintrag aus der Barentssee kurzzeitig vor (SARNTHEIN ET AL., 1995; LEHMANN & KEIGWIN, 1992).

Ähnliche Aussagen für den Pazifik und Indik zu treffen, ist nur sehr eingeschränkt möglich. Die Lysokline liegt heute dort größtenteils oberhalb des Meeresbodens, d.h. Kalkschalen, die sich während des letzten Glazials am Boden abgelagert haben, sind heute wieder im Wasser gelöst. Verlässliche Angaben zur Zirkulation können daher nicht gewonnen werden. Aus diesem Grunde soll hier ein Hauptaugenmerk auf die Variabilität des Atlantiks gelegt werden: dort können Kalkschalen noch gefunden und analysiert werden.

Meeresoberflächentemperatur

Die Temperaturen der untersten Luft- und der obersten Ozeanschicht weichen nur sehr gering voneinander ab. An der gemeinsamen Grenzfläche, der Wasseroberfläche, sorgen turbulente Austauschprozesse für eine starke Angleichung der Temperaturen. Einstrahlungsschwankungen auf allen Zeitskalen, wie in Abschnitt (2.2.1) ausgeführt, verändern daher nicht nur die Atmosphärentemperaturen, sondern auch die Temperatur an der Meeresoberfläche. Auch wenn die absoluten Beträge der Einstrahlungsschwankungen durch astronomische Mechanismen klein scheinen, ist es nicht ausgeschlossen, daß sie durch komplexe Wechselwirkungen zwischen Ozean und Atmosphäre verstärkt werden und so maßgeblich das globale Klima steuern (HAYES ET AL 1976).

Lufttemperaturwerte der untersten Atmosphärenschicht liegen für heutige Verhältnisse mit guter Genauigkeit vor. In dieser Arbeit wird der globale Datensatz der Monatsmittelwerte von Oberflächentemperaturen nach COADS (Woodruff et al.,1987) verwendet.

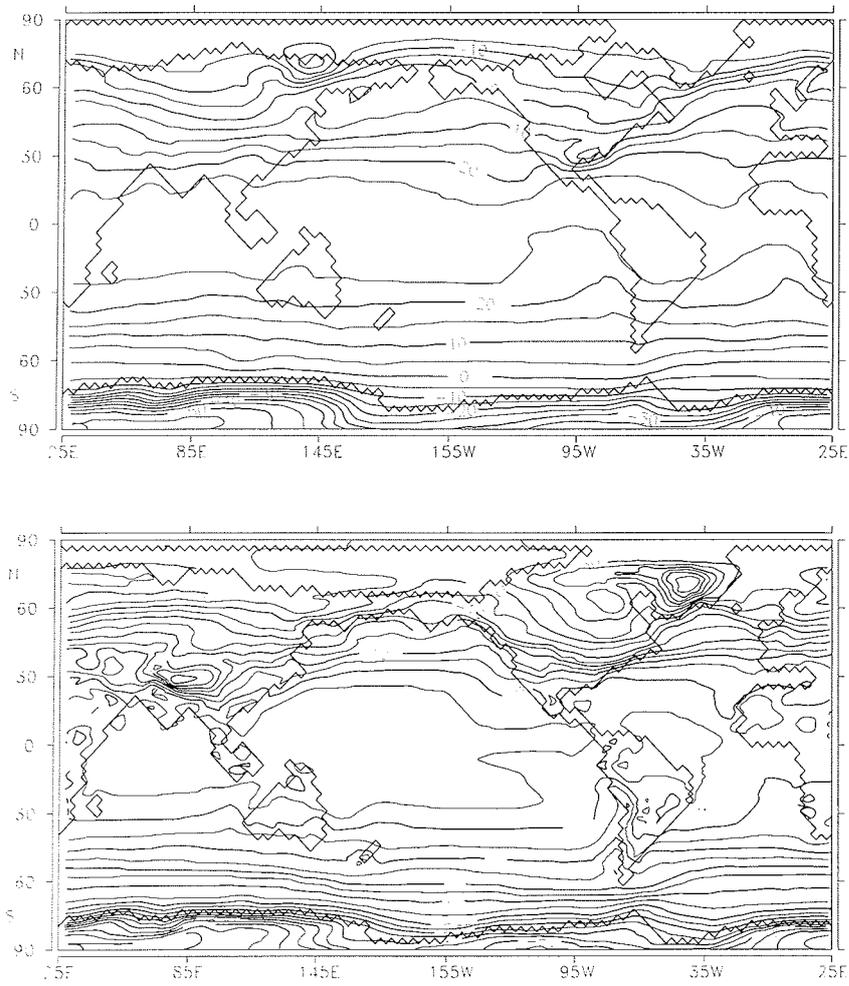


Abbildung 2.3: Meeresoberflächentemperaturen im Jahresmittel in [°C] für heutige Verhältnisse nach COADS (Woodruff, 1987) (oben) und für glaziale Verhältnisse (Lautenschlager & Herterich, 1990) (unten).

Die Meeresoberflächentemperatur vergangener Zeiträume kann recht zuverlässig aus Tiefseesedimenten abgeleitet werden. Über eine Zuordnung verschiedener Planktonarten zu ihrer optimalen Lebenstemperatur kann aus deren Aufttrittshäufigkeit in Sedimenten auf die Veränderung der vorherrschenden Temperatur geschlossen werden. Fehlerquelle bei diesem Verfahren ist unter anderem die Annahme, daß weder genetische Veränderungen im Plankton noch Veränderung in den Ablagerungsmechanismen des Ozeans stattgefunden haben. Eine andere Methode ist die Bestimmung der Temperatur der oberen Ozeanschichten durch Analyse des $\delta^{18}O$ -Verhältnisses in den Sedimenten¹.

Verglichen mit anderen geologischen Zeitpunkten, ist das Klima des letzten Hochglazials relativ gut bekannt. Für den Zeitpunkt des letzten glazialen Maximums vor rund 21000 Jahren wurden vom CLIMAP-Projekt neben Karten der Inlandeisverteilung auch Karten der Meeresoberflächentemperatur (CLIMAP, 1981) zusammengestellt. Dieser sogenannte CLIMAP-Temperaturdatensatz wird im folgenden in ungekoppelten Experimenten als Antrieb verwendet (siehe auch Abschnitt (4.5)). In den letzten Jahren hat es jedoch eine Weiterentwicklung gegeben. Neuere Daten deuten an, daß die CLIMAP-Temperaturen in den Polarregionen wahrscheinlich zu kalt, in den Tropen eher zu warm ausgefallen sind.

Der Oberflächensalzgehalt

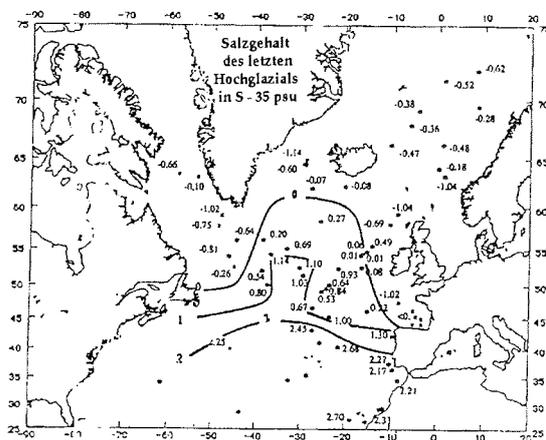


Abbildung 3.4: Die Abbildung zeigt die Lokationen, die in Duplessy (1991) beprobt wurden und in den Oberflächensalzdatsatz eingehen.

¹Verdunstet Wasser von der Meeresoberfläche, so verdunstet bevorzugt das leichtere ^{16}O , das schwerere ^{18}O reichert sich im Ozean an. Im $\delta^{18}O$ -Verhältnis bildet sich also ein Signal der veränderten Temperatur und sogar des globalen Eisvolumens ab.

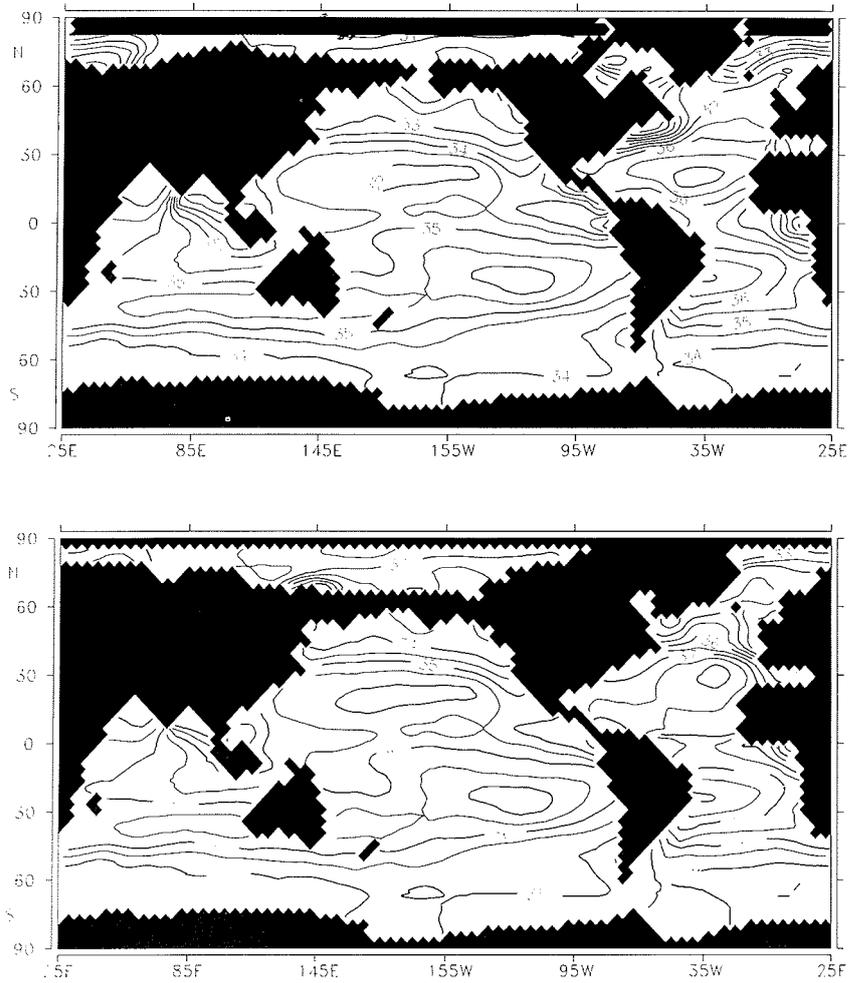


Abbildung 2.5: Oberflächensalzgehalte im Jahresmittel in [psu] für heutige Verhältnisse nach Levitus (1982) (oben) . Für die glazialen Verhältnisse (unten) wurde zu den Levitusdaten 1psu addiert, außer im Nordatlantik: hier wurden die Werte nach Duplessy (1991) modifiziert.

Zusammen mit der Oberflächentemperatur steuert der Salzgehalt die thermohaline Zirkulation im Ozean und sorgt so dafür, daß Wassermassen besonders effektiv zwischen Ozeanbecken umverteilt werden können. In Ozeanregionen, in denen sich die Oberflächentemperatur zwischen 7°C und -2°C bewegt, ändert sich die Dichte durch Temperaturunterschiede nur gering. Hier spielen Unterschiede im Salzgehalt die wichtigere Rolle. Der Oberflächensalzgehalt ergibt sich aus dem Salzgehalt der Wassermassen, die durch Meeresströmungen advektiert werden, und aus Niederschlag und Verdunstung.

Darüber hinaus spielen auch lokale Meereisbildung, -verdriftung und -schmelze eine große Rolle. In Meereis wird nur das Süßwasser eingebunden, während das Salz beim Gefrieren des Ozeanwassers fast vollständig am Ort der Eisproduktion ausfällt. Hierdurch wird lokal der Salzgehalt des Ozeans erhöht. Driftet Meereis vom Produktionsort weg, so verringert sich beim Schmelzen der Salzgehalt an anderer Stelle. Es ist davon auszugehen, daß dieser Mechanismus des Süßwassertransportes im letzten Hochglazial wegen der damals vorhandenen größeren Menge von Meereis eine weitaus größere Rolle gespielt hat als heute.

Für heutige Klimaverhältnisse existieren gute Datensätze, um Modelle in beliebigen Auflösungen betreiben zu können. In dieser Arbeit wird ein Datensatz des Oberflächensalzgehaltes im Jahresmittel von LEVITUS (1982) verwendet.

Für das Glazial ist es jedoch schwierig, zuverlässige Daten zu erhalten. Verfahren zur Ableitung von Oberflächensalzgehalten aus Tiefseesedimenten befinden sich noch im Entwicklungsstadium. Auf die häufig verwendete Methode, aus $\delta^{18}\text{O}$ Signalen Temperaturen abzuleiten, wurde vorher schon kurz hingewiesen. Sie kann in ähnlicher Weise auch verwendet werden, um Salzgehalte abzuleiten, sofern Temperaturen als Ergebnis eines anderen Verfahrens schon vorliegen. Bei der Festlegung des Salzgehaltes kann auf diese Weise pro 1°C Irrtum in der Temperatur von einem Fehler von bis zu 0.5 psu ausgegangen werden² (DUPLESSY ET AL., 1991; LABEYRIE ET AL., 1992). Wählt man die Temperatur zu tief, fällt der Salzgehalt zu hoch aus³. Ob diese Genauigkeit schließlich überhaupt ausreicht, um Ozeanmodelle zu betreiben, ist jedoch unklar und soll auch in dieser Arbeit diskutiert werden.

In Arbeiten von DUPLESSY ET AL. (1988, 1991) wurden die $\delta^{18}\text{O}$ -Verhältnisse verschiedener planktischer Foraminiferen aus 69 Tiefseesedimentkernen des Nordatlantiks analysiert. Wie in Abbildung (2.4) dargestellt, wurden die Kerne in erster Line im östlichen Nordatlantik gezogen. Der Westrand des Atlantiks wurde nur spärlich beprobt. Zur Ableitung der Oberflächensalzgehalte wurden unter anderem die CLIMAP-Oberflächentemperaturen

²In hohen Breiten hat ein Salzgehaltsunterschied von 0.5 psu die gleiche Dichteänderung zur Folge wie eine Temperaturänderung von $4 - 5^{\circ}\text{C}$ (DIETRICH ET AL., 1975).

³ $T = a - b(\delta^{18}\text{O}_{\text{Karbonat}} - \delta^{18}\text{O}_{\text{Wasser}})$ (DUPLESSY, 1991). Ein erhöhtes $\delta^{18}\text{O}_{\text{Wasser}}$ ist mit einem erhöhten Salzgehalt korreliert. Wenn die Temperatur zu tief gewählt wird, fallen auch die Salzgehalte zu hoch aus.

verwendet. Wie im vorhergehenden Abschnitt dargelegt, sind hier vor allem im nördlichen Atlantik die Temperaturen unterschätzt. Es kann daher angenommen werden, daß die resultierenden Salzgehalte zu hoch ausgefallen sind. Außerhalb des beprobten Gebietes wurde aus Mangel an besseren Informationen das rezente Salz-Feld von LEVITUS weiterverwendet, nachdem zu den Salzgehalten pauschal 1psu addiert wurde. Das resultierende Oberflächensalzfeld ist in Abbildung (2.5) zu sehen. Inwieweit dieses Verfahren zweckmäßig ist und welche Fehler man dadurch in Kauf nimmt, wird ausführlich in den Abschnitten (3.5.2) und (6.3) beschrieben.

2.2.3 Atmosphäre

Temperatur und Niederschlag

Für die Atmosphäre gilt ebenso wie für den Ozean, daß für rezente Verhältnisse Temperaturdaten in guter Qualität vorhanden sind. Die Rekonstruktion der Atmosphärentemperatur für den Zeitpunkt des letzten glazialen Maximums ist, wiederum wie für den Ozean, schwierig. Am einfachsten lassen sich Informationen über die Temperaturverhältnisse an den Oberseiten des grönländischen und antarktischen Inlandeises gewinnen. Besonders gut verwendbar als Index für derartige Temperaturentwicklungen sind $\delta^{18}O$ -Signale, wie sie aus Eisbohrkernen von Grönland und der Antarktis gewonnen werden können. Hieraus geht hervor, daß die Temperatur über den beiden Inlandeisen um bis zu $10^{\circ}C$ tiefer war, als heute. Dies hat mehrere Gründe:

- Eine geringere solare Einstrahlung vor 21000 Jahren in Herbst und Winter (bei $65^{\circ}N$), aber nur eine gleichstarke Einstrahlung im Sommer, favorisieren Eisschildaufbau.
- Höhere Eisschilde erzwingen durch adiabatische Abkühlung der auftreffenden Luftmassen tiefere Oberflächentemperaturen. Der hieraus resultierende „Steigregen“ verstärkt den Eisschildaufbau abermals.
- Die vergrößerten Eiskappen erhöhen lokal, aber auch global, die Albedo. Die einfallende solare Einstrahlung wird verstärkt reflektiert und hat so erneut eine starke örtliche Abkühlung zur Folge.

Die Temperatur unvereister Landflächen kann über die Verschiebung von Vegetationsgebieten bestimmt werden. So lassen Pollenanalysen auf die Verbreitung bestimmter, an optimale Temperatur- und Feuchtebedingung gebundener Pflanzen schließen. Für den Zustand der Atmosphäre im letzten Hochglazial läßt sich festhalten, daß die Mitteltemperatur global reduziert war. Werte von bis zu $4^{\circ}C$ niedriger als heute werden für realistisch gehalten (HERTERICH, 1990), lokal kann es von diesem Wert aber starke Abweichungen geben. Abbildung (2.3.oben) zeigt die Temperaturverteilungen als Jahresmittel für heutige Verhältnisse nach COADS (WOODRUFF, 1987), Abb. (2.3.unten) zeigt die glazialen Verhältnisse.

Aus der Verschiebung von Vegetationszonen können neben glazialen Temperaturen auch Anhaltspunkte zu Niederschlags- und Verdunstungsraten gewonnen werden. Ob Daten, die mithilfe dieses Verfahrens gewonnen wurden in ihrer Qualität aber ausreichen, um für ein Ozeanmodell den Süßwasserantrieb zu liefern, ist fraglich. Als Hinweis auf die Variabilität von Klimaabläufen und als Werkzeug zur Beurteilung von Modellergebnissen sind sie aber sehr brauchbar.

Windsysteme

Meridional ausgerichtete Bergketten wie die Rocky Mountains und Inlandeisschilde stellen eine Barriere für die anströmenden Luftmassen dar. Da während der letzten Eiszeit zwei zusätzliche Inlandeise auf der Nordhemisphäre die Luftmassen störten, ist nicht davon auszugehen, daß die stehenden Wellen, wie sie heute angeregt werden, zur Zeit des letzten Hochglazials auch vorgelegen haben. Modellexperimente zu dieser Problematik (LINDEMANN & OERLEMANS, 1987; COOK & HELD, 1988; COOK, 1990) zeigen, daß die Tröge im Vergleich zur heutigen Strömung tiefer, die Rücken dafür höher ausgefallen sein könnten. Dies würde eine Schneeakkumulation an den östlichen Seiten der Inlandeisschilde fördern (LINDEMANN & OERLEMANS, 1987). Haben die Eisschilde erst einmal eine Höhe von über 1000 m erreicht, kann eine positive Rückkopplung zwischen der Eishöhe und dem Eiswachstum erwartet werden.

Modellrechnungen (z.B. LAUTENSCHLAGER & HERTERICH, 1990) geben weiter Hinweise darauf, daß sowohl Windgeschwindigkeiten als auch Windrichtungen am Boden während des letzten Glazials im Vergleich zu heute verändert waren (s. Abb. (2.6) unten). Je nach Komplexität des verwendeten Modells ist der Betrag und der Winkel dieser Änderung unterschiedlich. Es wird zudem über eine Aufspaltung des atmosphärischen Strahlstroms in einen Ast nördlich und einen südlich des laurentidischen Inlandeises diskutiert. Eine Validierung der Ergebnisse durch Messungen ist allerdings schwierig. In den Tropen und an ausgewählten Stellen im südlichen Ozean ist es aber möglich, aus Tiefseesedimenten Zeitreihen von Korngrößenverteilungen von Staub und Sand zu erhalten. Dies läßt Rückschlüsse auf die herrschenden Windgeschwindigkeiten zu. Hiernach scheint es so, als ob die Lage der HADLEY-Zelle über lange Zeit nahezu unverändert geblieben ist.

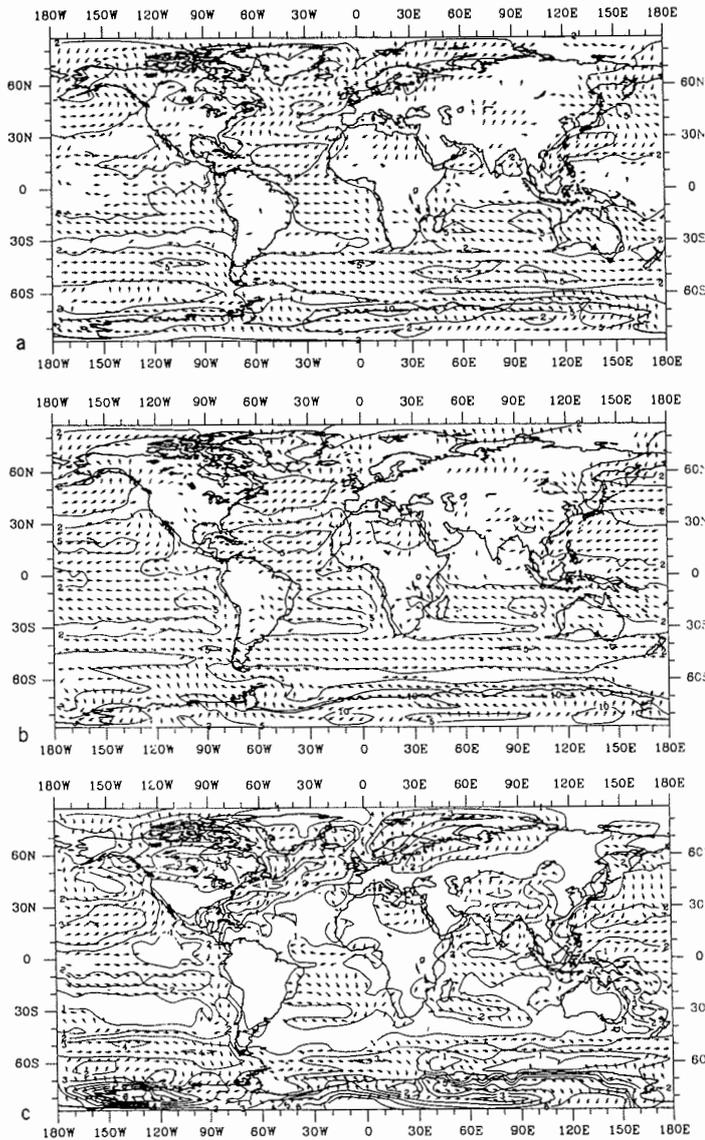


Abbildung 3.6: Jahresmittel des 10 m Windes aus einem Modellexperiment zu heutigen (Oben) und glazialen (Mitte) Randbedingungen. Unten: die Differenz zwischen glazialen und rezenten Winden. Die Einheiten sind in $[\frac{m}{s}]$. Abbildungen aus (LAUTENSCHLAGER & HERTERICH, 1990.)

2.2.4 Inlandeisschilde

Da die letzte Eiszeit mit einer maximalen Ausdehnung der Inlandeisschilde in Europa und Nordamerika einhergegangen ist, gibt die Lage der Endmoränen die eisbedeckte Fläche der maximalen Vereisung an. Das globale Eisvolumen kann über das oben schon erwähnte $\delta^{18}O$ Verhältnis in Eisbohrkernen gut abgeleitet werden⁴. Die ungefähre Eisdicke der einzelnen Eisschilde ist über einfache Geometriebetrachtungen abschätzbar. Man geht davon aus, daß in den Inlandeiszeiten fast dreimal soviel Wasser gebunden war wie heute. Dieses Wasser wurde den Ozeanen entzogen, so daß eine Absenkung des Meeresspiegels global um rund 130 m realistisch erscheint (FLINT, 1971). Die Abbildung (2.7) gibt einen Eindruck von der Eisausdehnung.

2.2.5 Zusammenfassung

Die vorgestellten Arbeiten gehen davon aus, daß zum Zeitpunkt des letzten glazialen Maximums das ozeanische Förderband zwar nicht unterbrochen, zumindest im nördlichen Nordatlantik aber reduziert war. Im Globalmittel wird eine Reduzierung der Atmosphärentemperatur um rund $4^{\circ}C$ für realistisch gehalten. Lokal, z.B. über Eisschilden, kann es von diesem Wert aber starke Abweichungen geben. Die Inlandeise bewirken außerdem eine Veränderung von Windrichtung und Windgeschwindigkeit im Bereich von Nordeuropa. Durch den topographischen Effekt wird eine andere Anzahl stehender Wellen angeregt als heute. Allein die Ausdehnung der Inlandeise ist relativ unbestritten: neben dem heute existierenden grönländischen und antarktischen Inlandeis waren auch weite Teile Europas und Nordamerikas mit Eis bedeckt.

⁴Bevorzugt verdunstet leichtes ^{16}O und lagert auf Eisschilden durch Niederschlag ab. Die Rate von ^{18}O , das im Ozean verbleibt, ist daher ein Index für die globale, als Inlandeis gebundene Wassermenge (EMILIANI, 1955)

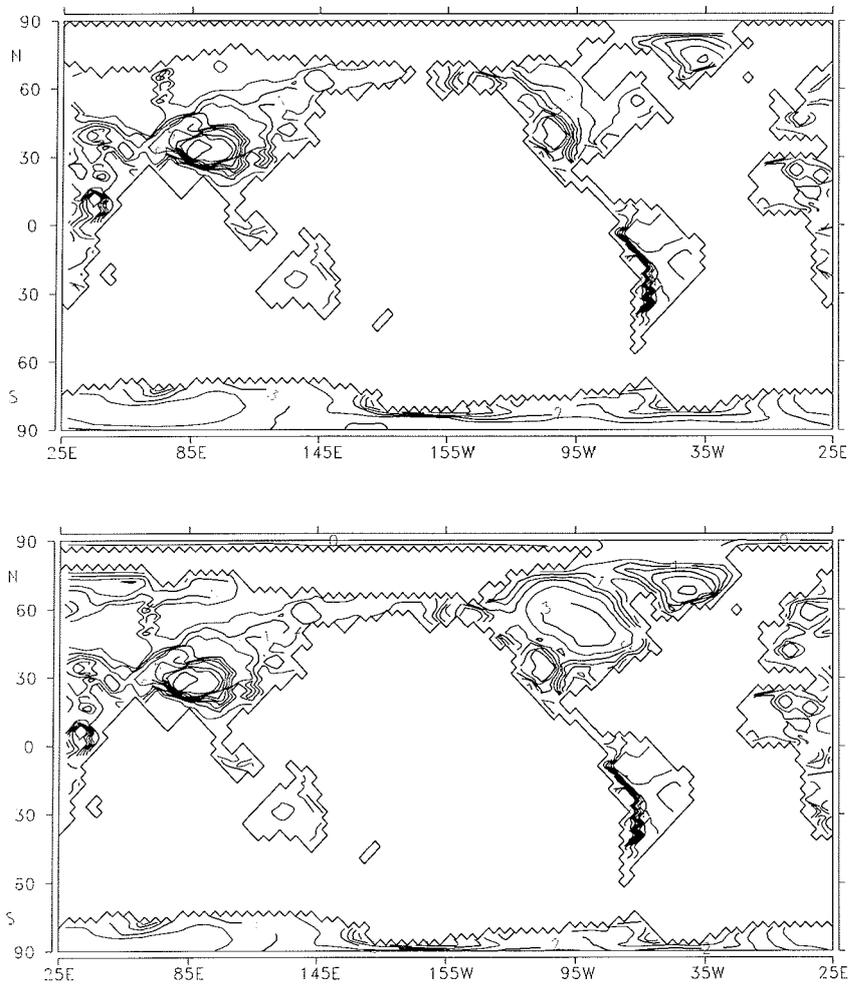


Abbildung 2.7: Oben: die rezente Topographie auf dem Modellgitter in [km], unten: ihr Aussehen während des letzten glazialen Maximums.

Kapitel 3

Beschreibung der Modelle

Im folgenden werden die drei in dieser Arbeit benutzten Modelle beschrieben. Zur Simulation des Ozeans wurde das LARGE SCALE GEOSTROPHIC OCEAN GENERAL CIRCULATION MODEL [LSG OGCM] (MAIER-REIMER & MIKOLAJEWICZ, 1992) benutzt, zur Berechnung der Oberflächentemperatur wird einerseits ein Energiebilanzmodell der Atmosphäre und andererseits ein 2 - Schichten Atmosphärenmodell (LAUTENSCHLAGER, pers. Mitt., 1993) verwendet.

3.1 Das Energiebilanzmodell

Verschiedene Arbeiten (z.B. (STOCKER ET AL., 1992), (LOHMANN, 1995)) haben gezeigt, daß schon ein einfaches Energiebilanzmodell die globale Verteilung der Bodentemperaturen gut genug darstellen kann, um wichtige Prozesse im Ozean anzuregen. In letzter Zeit werden zunehmend Energiebilanzmodelle mit komplexen Ozeanmodellen gekoppelt, um wichtige Rückkopplungsmechanismen des gekoppelten Systems aus Atmosphäre und Ozean zu verstehen, ohne den Aufwand eines atmosphärischen Zirkulationsmodells in Kauf nehmen zu müssen (z.B. KLEEMAN & POWER, 1995; MIKOLAJEWICZ, U., 1996). Im Energiebilanzmodell bleibt die Dynamik weitgehend unberücksichtigt; es kommt so mit wesentlich weniger Rechenzeit aus.

3.1.1 Die Energiebilanz

In Abbildung (3.1) ist der Aufbau des hier verwendeten, 2 - dimensionalen Energiebilanzmodelles skizziert. Es berechnet die Veränderung der Atmosphärentemperatur in der planetaren Grenzschicht, deren Dicke auf $h = 1000m$ festgesetzt wird. Aus der Bilanz von

- kurzweilliger, solarer Einstrahlung am Boden, reduziert durch den reflektierten Anteil, $(1 - \alpha)R_s$.
- der Gegenstrahlung aus höheren Atmosphärenschichten R_{lc} .

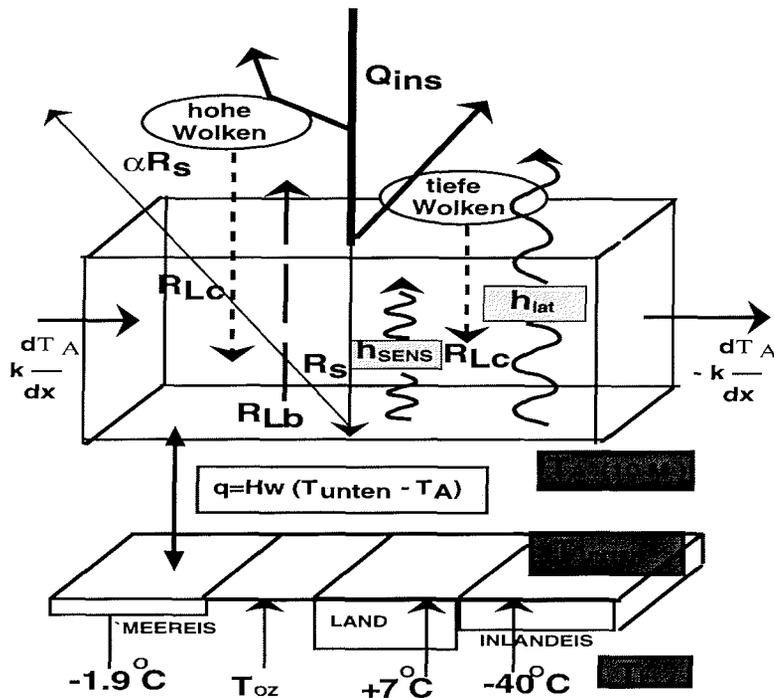


Abbildung 3.1: Die Abbildung zeigt den schematischen Aufbau des Energiebilanzmodelles für eine gut durchmischte Schicht von 1000 m Dicke. Hier gilt $\frac{dQ}{dz} = 0$. h_{lat} und h_{sens} sind der latente und sensible Wärmefluß, über den Atmosphäre und Ozean wechselwirken. $(1 - \alpha)R_s$ ist die direkte, solare Einstrahlung, die am Boden verbleibt. Mit R_{Lc} wird die langwellige Gegenstrahlung aus den höheren Schichten bezeichnet, und R_{Lb} ist die langwellige Abstrahlung von der Oberfläche. $k \frac{dT_A}{dx}$ steht für die Parameterisierung des horizontalen (hier: zonalen) Wärmetransports. T_i ist, außer bei Ozeanflächen, eine vorgegebene, interne Temperatur, T_{unten} ist die sich hieraus ergebende untere Randbedingung für das Energiebilanzmodell. Durch das Energiebilanzmodell wird schließlich die Temperatur T_A errechnet.

- der langwelligen Abstrahlung vom Boden R_{lb} (abhängig von der Bodentemperatur T_{unten}),
- den turbulenten Wärmeflüssen h_{sens} und h_{lat} und,
- den durch Diffusion parameterisierten, horizontalen Wärmetransport

resultiert eine Änderung der Temperatur T_{At} an einem Gitterpunkt (Land, Eis oder Ozean), wenn die Bilanz nicht ausgeglichen ist.

$$T_{At(neu)} = T_{At(alt)} + \Delta t \cdot \left(\frac{(1 - \alpha)R_s + R_{lc} - R_{lb} + h_{sens} + h_{lat}}{hc_p\rho_A} + \kappa \cdot \nabla^2 T_{At(alt)} \right) \quad (3.1)$$

Hier wird

- die Dichte der Luft ρ_A über die allgemeine Gasgleichung berechnet,
- die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck $c_p = 1005 \frac{J}{kgK}$ verwendet.
- Außerdem geht die Atmosphärentemperatur $T_{At(alt)}$ ein, die im vorangegangenen Zeitschritt berechnete Atmosphärentemperatur.

Die einzelnen Komponenten der vorgestellten Gleichung werden im folgenden detailliert dargestellt.

3.1.2 Die Strahlungsübertragung

Von der kurzwelliger Einstrahlung am Oberrand (Q_{ins}) der Atmosphäre steht zur Erwärmung der betrachteten Oberflächenschicht nur ein Bruchteil zur Verfügung. Durch Absorption an Wolken oder Aerosolteilchen und Rückstrahlung von den Wolkenoberkanten wird die solare Strahlung deutlich reduziert. In Abhängigkeit von ihrer Albedo α reflektieren die verschiedenen Oberflächen¹ die am Boden ankommende Strahlung nochmals. So bleibt als kurzwelliger Beitrag $(1 - \alpha)R_s$ von der Einstrahlung am Oberrand der Atmosphäre nur noch rund 50% am Boden übrig.

Im Modell wird ferner eine mittlere Wolkenbedeckung von 50% angenommen, verteilt auf zwei Höhengschichten mit je einem Bedeckungsgrad von 30% (nach WASHINGTON & PARKER, 1986). Die erste Wolkenschicht in 1000 m die betrachtete Rechenschicht dieses Modells. Die Höhe entspricht in etwa dem Cummuluskondensationsniveau. Nach KLEEMAN & POWER (1995) ist diese Höhe über Ozeanflächen auch oft die Dicke der gut durchmischten Schicht. Die zweite Wolkenschicht in ca. 3 km Höhe über dem Meeresspiegel repräsentiert die mittelhohen Wolken. Die Temperatur an der Wolkenunterkante wird durch die Wolkenhöhe bestimmt. Die langwellige Abstrahlung vom Untergrund ist eine

¹Die Albedowerte α der verschiedenen Oberflächen liegen zwischen 0.08 für Ozeanflächen und 0.8 für Eisschilde oder Meereisgebiete. Die Albedo der meisten unvereisten Landflächen liegt bei 0.2

Funktion der „Bodentemperatur“ T_{unten} . Am Boden ergibt sich die Strahlungsbilanz Q_b in $[\frac{W}{m^2}]$ aus der reduzierten solaren Einstrahlung $1 - \alpha R_s$ und der langwelligen Abstrahlung von den Wolken R_{lc} (Quellterme) einerseits und der langwelligen Abstrahlung vom Boden R_{lb} nach dem STEFAN-BOLZMANN Gesetz (Senkenterm) andererseits.

$$Q_b = (1 - \alpha) \cdot R_s + R_{lc} - R_{lb}(T_{unten}) \quad (3.2)$$

3.1.3 Der latente und der sensible Wärmefluß

Turbulente Austauschprozesse zwischen der unteren Modellbegrenzung (Ozean-, Land- oder Eisflächen) und Atmosphäre erzeugen Flüsse sensibler und latenter Wärme. Über sie wechselwirken die Systeme miteinander.

Der sensible Wärmefluß

Der sensible Wärmefluß wird parameterisiert als

$$h_{sens} = \rho_A \cdot c_p \cdot c_H \cdot u^* \cdot (T_{unten} - T_{At(alt)}). \quad (3.3)$$

In dieser Gleichung wird

- die Dichte der Luft ρ_A über die allgemeine Gasgleichung berechnet,
- die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck $c_p = 1005 \frac{J}{kgK}$ verwendet.
- Ferner wird hier die dimensionslose Stantonzahl c_H mit $0.9 \cdot 10^{-3}$ angenommen. Sie wurde empirisch ermittelt.
- Die Größe $u^* = \sqrt{\frac{\tau_x^2 + \tau_y^2}{\rho_A}}$ stellt die Reibungsgeschwindigkeit dar. Hierbei sind τ_x und τ_y die Windschubspannungen in zonaler bzw. in meridionaler Richtung. u^* hat die Einheit $[\frac{m}{s}]$.
- Die Temperatur T_{unten} ist an Ozeanpunkten die Temperatur der obersten, gut durchmischten, obersten Ozeanschicht, wie sie vom Ozeanmodell berechnet wird. Bei Land-, Meereis- und Inlandeispunkten wird

$$T_{unten} = T_{At(alt)} + \frac{H_W \cdot (T_i - T_{At(alt)})}{K_W} \quad (3.4)$$

berechnet. Bei Landpunkten wird, wie in Abb.(3.1) dargestellt, eine konstante Erdtemperatur T_i von $+7^\circ C$ (KLEEMAN & POWER, 1995) angenommen, bei Inlandeispunkten wird ebenfalls mit einer konstanten Temperatur gearbeitet, sie beträgt $T_i = -40^\circ C$ (PATTERSON, 1981). Unter Meereis herrscht eine Temperatur von $-1.9^\circ C$. Der Wärmedurchgangskoeffizient H_W für Landflächen ist mit $0.09 \frac{W}{m^2K}$ (KLEEMAN & POWER, 1995) 3 Größenordnungen kleiner gewählt als der für Ozeanflächen ($40 \frac{W}{m^2K}$) und 2 Größenordnungen kleiner als für Inlandeis ($2.1 \frac{W}{m^2K}$, PATTERSON, 1981). Bei

Meereis hängt der Wärmedurchgang von der Eisdicke ab. Ist das Eis dicker als 0.5 m, wird der gleiche Wärmedurchgangskoeffizient wie für Inlandeis benutzt, ist es dünner als 0.05 cm, wird es wie ein Ozeanpunkt behandelt. Dazwischen wird linear interpoliert. Mit K_W wird die Wärmekapazität der obersten Oberflächenschicht bezeichnet. Sie hat unterschiedliche Werte für Land- Ozean- und Eisflächen. Für die Wärmekapazität des Ozeans wird im folgenden $c_{pw} = 4.2 \frac{Ws}{m^2K}$ verwendet, bei von Landpunkten wird $2.2 \frac{Ws}{m^2K}$ angenommen. Über Eispunkten wird mit $4.85 \frac{Ws}{mK} \cdot (1 - \text{Eisdicke})$ gerechnet. Ist die Meereisdicke größer als 0.5 m, so wird angenommen, daß das Eis die Systeme Ozean und Atmosphäre vollständig voneinander isoliert hat.

Der latente Wärmefluß

Der latente Wärmefluß wird berechnet nach der Formel

$$h_{lat} = L_v \cdot E. \quad (3.5)$$

Die Verdunstungsrate (E) wird mit der Verdunstungswärme ($L_v = 2.5 \cdot 10^6 \frac{J}{kg}$) multipliziert.

In Energiebilanzmodellen, die Temperaturänderungen vertikal über die gesamte Schichtdicke integriert betrachten, ist es sinnvoll, die latente Wärme über $h_{lat} = L_v \cdot (E - P)$, der Differenz aus Verdunstung E und Niederschlag P zu berechnen. Die Verwendung der Differenz trägt der Temperaturerhöhung, die durch Kondensation des Wasserdampfes im Kondensationsniveau geschieht, reduziert durch die Energie, die zur Niederschlagsbildung gebraucht wird, Rechnung.

In diesem Modell, in dem nicht über die gesamte Atmosphärendicke integriert wird, findet alle Kondensation oberhalb der betrachteten Rechenschicht statt. Daher ist der Einfluß dieses Prozesses auf die Wärmebilanz nur schwer abzuschätzen. Da nicht klar ist, wie groß der Fehler sein kann, wenn der Niederschlagsbildung mit berücksichtigt wird, soll auf die Einbeziehung des Niederschlages verzichtet werden.

Die Verdunstung wird berechnet nach

$$E = \rho_A \cdot c_E \cdot u^* \cdot (q_{sat}(T_{unten}) - 0.8 * q_{sat}(T_{At})). \quad (3.6)$$

Außer den vorher schon erläuterten Größen werden hier folgende Größen verwendet:

- Der Faktor c_E trägt dem turbulenten Austausch von Feuchte Rechnung. Er ist empirisch abgeleitet, analog zu c_H und hat hier den Wert $1.5 \cdot 10^{-3}$.
- Das Massenmischungsverhältnis von Wasserdampf und trockener Luft bei Sättigung $q_{sat}(T_{unten})$ ergibt sich aus $0.622 \frac{\epsilon_{sat}}{p}$, wobei ϵ_{sat} über die MAGNUS-Formel berechnet wird. Die Größe q_{sat} ist somit eine Funktion vom Bodendruck und der Temperatur T_{unten} , über Ozeanflächen ist dies die Ozeantemperatur. Über Land- und

Eisflächen wird keine Feuchtebilanz gerechnet, der latente Wärmefluß wird daher vernachlässigt.

- Die spezifische Feuchte $q_{sat}(T_{At})$ wird analog zu $q_{sat}(T_{unten})$ berechnet, doch wird eine Sättigung von 80% angenommen. Messungen zufolge ist dies ein guter Wert für die relative Feuchte über Ozeanflächen (siehe z.B. (OBERHUBER, 1988)). Selbst bei identischen Temperaturen zwischen Ozeanoberfläche und Atmosphärenunterrand stellt sich somit immer Verdunstung ein.

3.1.4 Der horizontale Wärmetransport

Durch den weitgehenden Verzicht auf die Darstellung der dynamischen Prozesse in einem Energiebilanzmodell kann zonaler und meridionaler Temperatureaustausch nicht über Advektion mit einem mittleren Wind geschehen. Dieser Verzicht erlaubt einerseits große Zeitschritte, bedeutet aber andererseits eine Einschränkung in der Anwendbarkeit des Modells. In dieser Arbeit interessieren in erster Linie langfristige Prozesse, die durch die Tiefenzirkulation im Nordatlantik bestimmt sind. Der atmosphärische Wärmetransport in mittleren und hohen Breiten wird durch wandernde Wellen und Wirbel dominiert (PEIXOTO & OORT, 1984). Nach CHEN ET AL. (1993) ist es vertretbar, diese Transportprozesse durch diffusiven Wärmetransport zu parameterisieren. In Anlehnung an CHEN ET AL. (1993) und GILL, (1982) wird eine Diffusionskonstante κ von $2 \cdot 10^6 \frac{m^2}{s}$ verwendet. So wird ein Wärmeausgleich entgegen den sich einstellenden Temperaturgradienten ermöglicht. Die Verwendung eines global einheitlichen Wertes führt in den Polarregionen aufgrund der Gittergeometrie zur Verletzung des COURANT – FRIEDRICHS – LEWY – Kriteriums². Um derartige Instabilitäten zu vermeiden, wird die Diffusionskonstante in den Gitterreihen nördlich von $63.75^\circ N$ und südlich von $63.75^\circ S$ durch eine Cosinusfunktion skaliert. Hiervon abgesehen liefert schon die Verwendung eines global einheitlichen Diffusionskoeffizienten befriedigende Ergebnisse.

3.2 Das 2-Schichten Atmosphärenmodell

Das 2-Schichten Atmosphärenmodell, das von M. Lautenschlager entwickelt wurde (LAUTENSCHLAGER, pers. Mitt.) wird in dieser Arbeit nur als Erweiterung zum Energiebilanzmodell aufgefaßt. Die wichtigste Erweiterung ist die Einbeziehung der dynamischen Prozesse in der Atmosphäre.

Das Atmosphärenmodell beruht auf den Erhaltungsgleichungen für Impuls und Energie, der Kontinuitäts- und der Zustandsgleichung. Die Bewegungsgleichung wurde für das At-

²Das COURANT-FRIEDRICHS-LEWY-Kriterium ordnet einer vorgegebenen Gittermaschenweite Δx bei gegebener Horizontalgeschwindigkeit u einen maximal möglichen Zeitschritt Δt zu. Die Überschreitung des Zeitschritts $\Delta t = \frac{\Delta x}{u}$ (eindimensionales Problem) führt zu einer linearen Instabilität des Differenzenschemas.

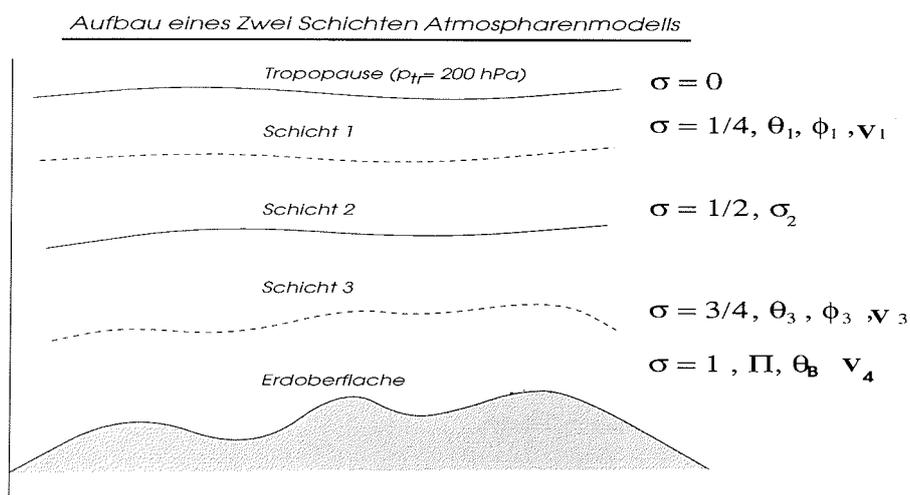


Abbildung 3.2: Die Abbildung zeigt den schematischen Aufbau des 2-Schichten Atmosphärenmodells in σ -Koordinaten. Die Größen, die in $\sigma = 3/4$ und $\sigma = 1/4$ berechnet werden, sind die potentielle Temperatur Θ , das Geopotential Φ des Punktes auf der betrachteten Schicht und der horizontale Windvektor \vec{v} . Auf $\sigma = 1/2$ ist die vertikale Komponente der Bewegungsgleichung gegeben.

mosphärenmodell vereinfacht, indem die BOUSSINESQ Approximation und die hydrostatische Approximation durchgeführt wurden. Da in dem hier verwendeten Atmosphärenmodell kein hydrologischer Kreislauf implementiert ist, wird die Gasgleichung verwendet, um ein Beziehung zwischen Temperatur und Druck herzustellen.

Das Fehlen des hydrologischen Kreislaufs ist auch der Grund, warum besonders die thermisch getriebenen tropischen und subtropischen Windsysteme (z.B. Passate und Monsune) nur mangelhaft reproduziert werden können. Aus diesem Grund ist es im Augenblick noch nicht sinnvoll, mit den modellierten Windfeldern die Ozeanzirkulation anzutreiben. Als Erweiterung zum Energiebilanzmodell dienen aber die berechneten Winde zur Bestimmung von horizontalen Wärmeflüssen.

Die Modellgleichungen für die Atmosphäre sind in horizontaler Richtung in Kugelkoordinaten formuliert, in vertikaler Richtung in σ -Koordinaten. Das σ -System eignet sich besonders gut, weil die kinematische Randbedingung am Boden, auch bei Berücksichtigung von realistischer Topographie, exakt dargestellt wird. Die Vertikalkoordinate σ wird am Boden gleich 1, an der Modellobergrenze gleich 0 gesetzt. Der Druck am Boden wird mit Π bezeichnet, nach oben hin wird die Atmosphäre in diesem Modell bei $p_{tr} = 200 \text{ hPa}$ begrenzt. Dies entspricht einer mittleren Tropopausenhöhe von rund 10 km.

Die prognostischen Variablen im Modell sind:

- der horizontale Windvektor \vec{v} ,
- die potentielle Temperatur $\Theta = T \left(\frac{p}{1000hPa} \right)^{\frac{R}{c_p}}$, mit R als der universellen Gaskonstanten ($287.05 \frac{J}{kgK}$) und c_p , der spezifischen Wärme bei konstantem Druck ($1005 \frac{J}{kgK}$),
- der Bodendruck Π .

Die diagnostischen Variablen im Modell sind schließlich:

- $\dot{\sigma}$, die zeitliche Ableitung der Vertikalkoordinate,
- Φ , das Geopotential auf einer σ - Fläche,
- $\alpha = \frac{1}{\rho}$, das spezifische Volumen.

Einen schematisierten Aufbau des hier verwendeten 2 - Schichten Atmosphärenmodells zeigt die Abbildung (3.2). Die Bewegungsgleichungen, die Kontinuitätsgleichung und der 1. Hauptsatz der Thermodynamik werden jeweils auf der 1. ($\sigma = 0.25$) und der 3. Schicht ($\sigma = 0.75$) gelöst. Um Informationen über Windgeschwindigkeiten und Temperaturen am Erdboden, d.h. für $\sigma = 1$ zu erhalten, werden die betreffenden Größen aus den höheren Schichten extrapoliert.

3.3 Das Ozeanmodell

Da das Ozeanmodell im Gegensatz zum vorher vorgestellten Energiebilanzmodell keine Neuentwicklung darstellt, sondern schon vielfach in wissenschaftlichen Arbeiten verwendet wurde (MAIER-REIMER & MIKOLAJEWICZ, 1992; MAIER-REIMER ET AL., 1993; MAIER-REIMER ET AL., 1990; MIKOLAJEWICZ ET AL., 1993; LAUTENSCHLAGER ET AL., 1992), möchte ich mich hier auf eine kurze Beschreibung der Eigenschaften beschränken.

3.3.1 Allgemeine Bemerkungen

Die Konzeption des LARGE SCALE GEOSTROPHIC OCEAN GENERAL CIRCULATION MODEL (LSG OGCM) beruht auf der Annahme, daß in einem Modell, mit dem langsame Klimaveränderungen simuliert werden sollen, d.h. Klimaveränderungen, die auf einer Zeitskala von mehreren 100 - 1000 Jahren stattfinden, die barotropen Prozesse nicht explizit aufgelöst werden müssen um die maßgeblichen Abläufe darzustellen.

Nach der ursprünglichen Idee von Hasselmann (1982) sollten das barotrope Geschwindigkeitsfeld und die Oberflächenauslenkung diagnostisch aus dem Dichtefeld und der Wind Schubspannung berechnet werden. Das barokline Geschwindigkeitsfeld sollte dann aus der

Geostrophiebeziehung (unter Vernachlässigung von Trägheit und Reibung wird eine Bewegung eines Masseteilchens von Corioliskraft und Druckgradientkraft bilanziert) diagnostiziert werden. Das barotrope und der barokline Geschwindigkeitsfeld wäre nach diesem Ansatz vollständig diagnostisch bestimmt. Die einzigen prognostischen Modellgleichungen wären in diesem Falle die Advektionsgleichungen für Salz- und Temperatur. Dieses Konzept mußte aber aufgegeben werden, da es Probleme bei der unterschiedlichen Entwicklung des barotropen und des baroklinen Modes in Gebieten mit einem starken Gradienten in der Topographie des Meeresbodens gab.

In der hier verwendeten Modellversion wird die Bewegungsgleichung unter Vernachlässigung der Advektion von Impuls implizit gelöst. Barotrope ROSSBY-Wellen und Schwerewellen werden durch die Verwendung des impliziten Verfahrens herausgedämpft. Der im Modell verwendete Zeitschritt von einem Monat kann somit erheblich größer als die Zeitskala der Schwerewellen und der barotropen ROSSBY-Wellen im Ozean sein.

3.3.2 Zur Formulierung des Ozeanmodells

Das Modell basiert auf den Erhaltungsgleichungen für Energie, Salz und Impuls (letztere in linearisierter Form), der Zustandsgleichung und der Kontinuitätsgleichung. Diese Gleichungen wurden durch die hydrostatische und die BOUSSINESQ Approximation, sowie die Annahme der Inkompressibilität vereinfacht.

Das Modell wurde auf dem Arakawa - E-Gitter (Abschnitt 3.4) formuliert und verfügt in der Horizontalen über 72×72 Gitterpunkte. Dies entspricht einer horizontalen Auflösung von 3.5° . Die erste Gitterpunktreihe liegt 1.25° vom Pol entfernt, was einen zonalen Gitterabstand von rund 10 km bewirkt. In der Äquatorregion entspricht die gleiche Gitterauflösung einem zonalen Gitterabstand von 555 km. In der Vertikalen werden die Gleichungen in 11 Schichten unterschiedlicher Mächtigkeit gelöst. Die oberste Schicht hat hierbei eine freie Oberfläche und reicht im nicht ausgelenkten Zustand 50 m tief, die untersten Ozeanschichten sind 1000 m dick. Horizontale Geschwindigkeiten, Temperaturen und Salzgehalte werden in den Tiefenstufen 25m, 50m, 75m, 150m, 250m, 450m, 1000m, 2000m, 3000m, 4000m und 5000 m unterhalb der Ozeanoberfläche berechnet. Vertikale Geschwindigkeiten und vertikaler Druckgradient werden zwischen den jeweiligen Tiefenstufen ermittelt.

Das Modell enthält eine geglättete, realistische Bodentopographie und berechnet einen vollständigen Jahresgang des Ozeanzustandes. Dies spielt vor allem bei der Modellierung des interhemisphärischen Massenflusses eine wichtige Rolle und bei der Festlegung derjenigen Regionen, in denen Tiefenwasser gebildet wird.

Auf eine ausführliche Darstellung der diskretisierten Gleichungen soll hier verzichtet werden, da dies in Arbeiten von MAIER-REIMER & MIKOLAJEWICZ (1992, 1993) vorgenommen

men wurde. Anmerkungen müssen jedoch zu den gewählten numerischen Verfahren und den sich daraus ergebenden Problemen gemacht werden.

Die Advektion von Temperatur und Salzgehalt ist mit Hilfe einer Upwind-Methode realisiert. Diese Methode stellt sicher, daß eine Störung am Gitterpunkt j zum Zeitpunkt t sich im folgenden Zeitschritt $t + \Delta t$ nur in Richtung „des Windes“ v_j^{t+1} ausbreitet und Punkte $j - 1$ nicht beeinflußt³. Das hat den Vorteil, daß keine unphysikalischen Extrema auftreten. Bei der hier verwendeten Auflösung ist das Upwind - Advektionsschema stark numerisch diffusiv, aber diese höhere Diffusivität wird benötigt, um schlechte Dispersionseigenschaften auszugleichen (MAIER-REIMER & MIKOLAJEWICZ, 1993). Die implizite Diffusion ist geschwindigkeitsabhängig und hat in Gegenden mit starken Strömungen, z.B. westlicher Randstrom, den größten Einfluß. Da in der Natur aber eben dort Vermischungsprozesse stattfinden, die das Modell aufgrund der Gitterweite nicht auflösen kann, kann die hohe Diffusivität als Parameterisierung dieser Effekte angesehen werden, denn genau wie diese ist sie am Abbau von Gradienten beteiligt. Im Inneren des Ozeans ist die implizite Diffusion aber relativ gering und in der Regel hat dort die numerische Diffusion einen geringeren Einfluß auf die Lösung als die explizite Diffusion bei vergleichbaren Modellen mit zentralen Differenzen.

Die zeitliche Diskretisierung der Gleichungen ist in vollständig impliziter Weise geschehen. Der Vorteil bei der Verwendung impliziter Verfahren ist es, daß die Lösung unabhängig von der Zeitschrittweite immer stabil ist. Der Nachteil hierbei ist, daß große Phasenfehler bei schnell veränderlichen Vorgängen auftreten.

Das Geschwindigkeitsfeld wird in einen barotropen Mode und $n-1$ barokline Moden zerlegt, wobei n die Anzahl der Schichten im Ozeanmodell darstellt. Das aus der impliziten Diskretisierung der baroklinen Moden resultierende Gleichungssystem wird iterativ gelöst. Wegen der schlechten Konvergenzeigenschaften der Iteration für den barotropen Mode wird hier eine Lösung durch Inversion gewonnen. Um den Rechenaufwand zu reduzieren, wird die Inverse der Koeffizientenmatrix zu Beginn der Rechnung bestimmt und das Gleichungssystem in den folgenden Zeitschritten durch Matrixmultiplikation gelöst. Solange nur Entwicklungen in der Nähe des ursprünglichen Zustandes betrachtet werden, braucht diese zeitintensive Matrixinversion nicht wiederholt werden. Da die Koeffizienten aber schwach vom Dichtefeld abhängen, ist es, um größere Fehler zu vermeiden, notwendig, die Koeffizientenberechnung und die Matrixinversion in regelmäßigen Abständen zu wiederholen. Dies ist z.B. bei transienten Modellexperimenten der Fall, oder wenn Einschwingvorgänge untersucht werden sollen. Für die folgenden Modellläufe hat sich ein Rhythmus von 50 Jahren bewährt.

$$3 \frac{u_j^{t+1} - u_j^t}{\Delta t} = -v_j^t \begin{cases} \frac{u_j^t - u_{j-1}^t}{\Delta x} & v_j^t > 0 \\ \frac{u_{j+1}^t - u_j^t}{\Delta x} & v_j^t < 0 \end{cases} \quad (\text{PRESS ET AL., 1992})$$

Parametrisierung subskaliger Prozesse

Durch die hydrostatische Approximation wird die Vertikalkomponente der Bewegungsgleichung um alle Terme reduziert, die von sehr viel kleinerer Größenordnung sind als der vertikale Druckgradient und die Schwerebeschleunigung. Dies eliminiert einerseits hochfrequente Schallwellen, die in den ursprünglichen Bewegungsgleichungen als Lösung enthalten sind, aber für die großräumigen Bewegungen im Ozean keine Relevanz haben, andererseits schließt dies aber auch die explizite Modellierung von Konvektionsereignissen aus. Auch durch die gewählte Auflösung des Rechengitters gehören Konvektionsereignissen zu den Prozessen im Modell, die nicht aufgelöst werden können, sondern parameterisiert werden müssen.

Sind zwei übereinander liegende Schichten instabil geschichtet, wird die Wassersäule stabilisiert, indem die Eigenschaften unter Beachtung von Salz- und Energieerhaltung ausgetauscht werden. Von der Oberfläche ausgehend werden alle benachbarten Schichten verglichen und gegebenenfalls vermischt. Da diese Prozedur nur einmal pro Zeitschritt durchgeführt wird, ist die Wassersäule nach jedem Schritt noch nicht zwangsläufig stabil.

Ein weiterer Prozess, der aufgrund der Gitterauflösung nicht dargestellt werden kann, ist der Transport von Impuls und Masse durch die baroklinen Wirbel. Die implizite Diffusion des Advektionsschemas muß als grobe Parameterisierung dieser Transporte angesehen werden.

3.3.3 Das Meereismodell

Im Ozeanmodell ist ein einfaches, thermodynamisches Meereismodell enthalten. Auf- und Abbau von Meereis wird zu den gegebenen Temperaturverhältnissen im Ozean- und Atmosphärenmodell berechnet. Wenn die Temperatur der obersten Ozeanschicht T_{Oz} durch Wärmeverlust unter den Gefrierpunkt $T_f = -1.9^\circ\text{C}$ von Salzwasser sinkt, wird der Ozean nur bis zu T_f abgekühlt. Die restliche Energie wird zum Aufbau von Meereis benutzt. Kann nicht während des gesamten Monats Eis produziert werden, beispielsweise, wenn am Monatsanfang $T_{Oz} > T_f$ gilt, so setzt erst zu einem späteren Zeitpunkt im Monat Gefrieren ein. In Fällen, bei denen die Atmosphärentemperatur T_{At} oberhalb des Gefrierpunktes liegt, aber Meereis existiert, wird erst alles Eis geschmolzen, bevor die Temperatur des Ozeans wieder ansteigen kann.

Der Wärmefluß H durch das Eis wird berechnet durch

$$H = D \frac{(T_{At} - T_f)}{h_E} \quad (3.7)$$

Hierbei

- bezeichnet h_E die Eisdicke,
- D die Wärmeleitfähigkeit von Eis. Nach SCHWERTFEGER (1963) wird mit einem Wert von $1 \frac{W}{m \cdot K}$ gearbeitet.
- T_{At} stellt die Atmosphärentemperatur oberhalb der Wasseroberfläche dar.

Die Änderung der Eisdicke in einem Zeitschritt (1 Monat) wird ausgedrückt durch

$$\frac{dh_E}{dt} = -\frac{H}{L_E}, \tag{3.8}$$

wobei die Schmelzwärme L_E einen Wert $335 \frac{kJ}{kg}$ hat.

3.4 Das Arakawa-E-Gitter

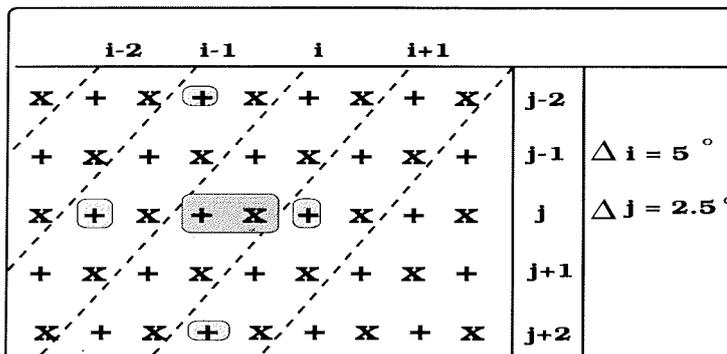


Abbildung 3.3: Die Abbildung zeigt die Anordnung von Vektorpunkten (X) und Skalarpunkten (+) im Arakawa-E-Gitter.

Sowohl das Ozeanmodell als auch das Atmosphären- und Energiebilanzmodell sind auf dem von ARAKAWA UND LAMB (1977) beschriebenen E-Gitter formuliert.

Dieses Gittersystem verfügt in horizontaler Ebene über zwei separat vorliegende Gitter mit jeweils 72×72 Punkten. Auf dem ersten Gitter werden Vektorenfelder wie beispielsweise Horizontalgeschwindigkeiten und Windschubspannungen berechnet, auf dem zweiten die skalaren Größen wie Temperaturen und Druck.

Abbildung (3.3) zeigt den Aufbau des Gitters. Die Anordnung der Vektor- (X) und Skalarpunkte (+) zueinander bewirkt, daß der benachbarte Gitterpunkt in meridionaler Richtung zwei Gitterreihen entfernt liegt. Somit gehen in die Berechnung einer skalaren oder

vektoriellen Größe am Punkte (i, j) nur Informationen aus den Reihen (j) , $(j+2)$ und $(j-2)$ ein. Wird über lange Zeiträume integriert, kann diese Formulierung zu zwei vollständig entkoppelten Teilgittern führen, eines auf den geraden und eines auf den ungeraden Gitterpunktreihen (MESSINGER & ARAKAWA, 1976). In den hier verwendeten Modellen wird dieser Gitterseparation durch die relativ hohe Diffusivität des numerischen Schemas entgegengewirkt.

Wie die Abbildung (3.3) zeigt, sind Skalar- und Vektorpunkte gegeneinander um den Gitterabstand von $\frac{\Delta x}{2} = 2.5^\circ$ verschoben, die Vektor- und Skalarpunkte zueinander selber um $\Delta x = 5^\circ$. In meridionaler Richtung verschiebt sich der erste Punkt ($i=1$) jeder neuen Gitterpunktreihe um 2.5° nach Westen, so daß jeder Skalarpunkt von vier Vektorpunkten umgeben ist.

Der meridionale Gitterabstand beträgt ebenfalls 2.5° , d. h. sowohl in zonaler als auch in meridionaler Richtung beträgt der Abstand zwischen benachbarten Gitterpunkten gleicher Art jeweils 5° . Dieses Gitter benutzt sphärische Koordinaten und ist daher nicht äquidistant, d. h. es existiert eine Abhängigkeit der Entfernungen einzelner Gitterpunkte voneinander mit der geographischen Breite. Die polnächste Gitterpunktreihe liegt ($\frac{\Delta y}{2}$) vom Pol entfernt, bei $88.75^\circ N$ bzw. $88.75^\circ S$. Hieraus ergibt sich ein zonaler Gitterpunktabstand von rund 12 km. Vom Äquator sind die nächsten Punkte 1.25° nördlich bzw. südlich verschoben. Dies entspricht bei gleicher Maschenweite Δx von 5° einem Abstand von fast von 555 km. In meridionaler Richtung ist der Gitterabstand äquidistant und beträgt überall rund 555 km.

Da keine zonale Gitterpunktreihe genau bei 0° am Äquator liegt, sondern 1.25° nördlich bzw. südlich davon, vermeidet die Gitterkonfiguration, daß Atmosphären- oder Ozeanmodelle Probleme durch den hier verschwindenden Coriolisterm bekommen. Da außerdem die erste und letzte zonale Gitterpunktreihe 1.25° vom Pol entfernt ist, wird unterbunden, daß die Längengrade sich am Pol treffen und zu Dreiecken entarten. Dies hätte numerische Instabilitäten im Modell zur Folge, da das COURANT-FRIEDRICHS-LEWY-Kriterium (CFL) verletzt werden würde. Ist das CFL-Kriterium nicht erfüllt, wird die Lösung instabil und entfernt sich exponentiell von der analytischen Lösung.

Wie in Abschnitt (3.3) schon beschrieben, werden Schwerewellen bei der Lösung des linearen Gleichungssystems nahezu vollständig unterdrückt, so daß der Nachteil des ARAKAWA-E Gitters, die Schwerewellen fehlerhaft darzustellen, hier nicht zum Tragen kommt. Der Vorteil des Gitters liegt darin, daß einfache, interpolationsfreie Ausdrücke der Differenzen für die räumlichen Ableitungen vorliegen (MESSINGER & ARAKAWA, 1976; MAIER-REIMER & MIKOLAJEWICZ, 1993)

Anfangsbedingungen	
Geschwindigkeiten im Ozean (barotrop und baroklin)	Ozean befindet sich in Ruhe ($u,v,w=0$)
Meereisverteilung	kein Meereis
Oberflächenauslenkung	keine Auslenkung
Potentielle Temperatur in allen Schichten	$2.5^{\circ}C$
Salzgehalt in allen Schichten	34.5 psu (rezent) 35.5 psu (glazial)

Tabelle 3.1: Zusammenstellung der Anfangsbedingungen für die folgenden Modellexperimente

3.5 Daten als Anfangs- und Randbedingungen

3.5.1 Rezente Verhältnisse

Anfangsbedingungen des Ozeanmodells

Um numerische Modelle betreiben zu können, werden Anfangs- und Randbedingungen benötigt. Die Anfangsbedingungen initialisieren den Ozeanzustand durch Vorgabe der Geschwindigkeiten, der Temperaturen und des Salzgehaltes der verschiedenen Niveaus, sowie der Meereisbedeckung und der Oberflächenauslenkung an jedem Gitterpunkt. Prinzipiell kann für jedes Modellexperiment von einem homogenen Ozeanzustand ausgegangen werden, das bedeutet, der Ozean ist isotherm ($\Theta = 2.5^{\circ}C$) und isohalin (34.5 psu) geschichtet (s. Tabelle (3.1)). Nach zweitausend Jahren numerischer Integration hat sich das Modell von einem homogenen Anfangszustand aus zu den gegebenen Randbedingungen in einen Gleichgewichtszustand eingeschwungen.

Wird der thermohaline Antrieb durch das Vorschreiben von Oberflächentemperaturen und -salzgehalten mithilfe eines Relaxationsterms formuliert⁴, kann im allgemeinen davon ausgegangen werden, daß das Ozeanmodell unabhängig von den Anfangsbedingungen als Resultat denselben Gleichgewichtszustand erreicht. Dies ist zwar mathematisch nicht zwingend, aber bislang zeigten sich hier keine derartigen Abhängigkeiten. Bei der Verwendung gemischter Randbedingungen oder Flußrandbedingungen kann sich dies anders verhalten.

Die hier gewählten Anfangsbedingungen für die Temperatur - und Salzgehaltsverteilung erleichtern es dem Modell, schnell den heute vorliegenden Zustand des ozeanischen Förder-

⁴Auf die verschiedenen Kopplungsmethoden wird in Abschnitt (4.1) eingegangen.

Randbedingungen	Rezente Modellläufe	Glaziale Modellläufe
Monatsmittel der Oberflächen-temperaturen	COADS-Datensatz nach WOODRUFF (1987)	Resultat eines Modelllaufes zu CLIMAP Randbedingungen
Oberflächensalzgehalte (Jahresmittelwert)	Salzgehalt nach LEVITUS (1982)	Sommersalzgehalt nach DUPLESSY ET AL., (1991)
Monatsmittel der Windschubspannungen	nach HELLERMAN & ROSENSTEIN (1983)	Resultat eines Modell-exp. zu CLIMAP-Randbedingungen
Oberflächentopographie	von einem globalen 1 x 1 Datensatz interpoliert	CLIMAP- Topographie

Tabelle 3.2: Übersicht über die verwendeten, vorgegebenen Randbedingungen für die Modellläufe zu heutigen und glazialen Verhältnissen.

bandes zu reproduzieren. Die Bildung von atlantischem Tiefenwasser, mit den heute gemessenen Wassermasseneigenschaften (DIETRICH ET AL., 1975) wird von Anfang an vor einer denkbaren, aber für keinen Zeitpunkt nachgewiesenen Zirkulationsvariante mit Tiefenwasserbildung im Pazifik bevorzugt.

Randbedingungen des Ozeanmodells

Die verwendeten Randbedingungen, für das Ozeanmodell sind im Einzelnen:

- Windschubspannungen τ im Monatsmittel nach HELLERMAN & ROSENSTEIN (1983).
- Das Ozeanmodell wird durch Wärmeflüsse oder Oberflächentemperaturen angetrieben werden. Hier wird ein Jahresgang von gemessenen Lufttemperaturen nach COADS (WOODRUFF, 1987) verwendet (Abbildung (2.3.oben)).
- Ein Salzgehaltfeld an der Meeresoberfläche bzw. ein Feld des Nettoniederschlags, d.h. die Differenz zwischen Niederschlag und Verdunstung, muß dem Modell vorgegeben werden. Hier wird ein globaler Datensatz des Oberflächensalzgehaltes im Jahresmittel nach LEVITUS (1982) (Abbildung (2.5.oben)) benutzt.

Durch die Kopplung eines Atmosphären- bzw. Energiebilanzmodells an das Ozeanmodell wird es später möglich, das Vorschreiben einiger Randbedingungen ganz oder teilweise aufzuheben. Die Oberflächentemperaturen werden dann vom Energiebilanz- bzw. dem Atmosphärenmodell geliefert. Um variable Oberflächensalzfelder zu modellieren, ist die

Berücksichtigung eines komplexen hydrologischen Kreislaufs erforderlich. Zur Zeit kann dies aber noch nicht geschehen, da weder die beteiligten physikalischen Prozesse noch deren Einfluß auf Verdunstung und Niederschlag im Rahmen eines grob auflösenden Modelles ausreichend genau parametrisierbar sind um ein Ozeanmodell anzutreiben.

In der 2. Spalte der Tabelle (3.2) sind die im Einzelnen verwendeten Antriebsdaten für die Experimente zusammengefaßt.

3.5.2 Glaziale Verhältnisse

Anfangsbedingungen

Als Anfangsbedingungen für glaziale Modellexperimente werden die gleichen Verhältnisse vorgegeben wie für einen rezenten Lauf. Nur der globale Mittelwert des Salzes ist um 1 psu erhöht (2. Spalte der Tabelle (3.1)).

Der höhere Salzgehalt als Initialisierung ergibt sich aus der Annahme, daß sich die Salzmenge im Ozean auch über lange Zeiträume hinweg nicht geändert hat, Ablagerungen von Salz im Sediment spielen hiernach keine Rolle. Die Süßwassermassen, die zum Aufbau der glazialen Inlandeis nötig waren, mußten dem Ozean entnommen worden sein. Nach FLINT (1977) lag zu Glazialzeiten die global als Eis gebundene Menge Süßwasser bei $7.056 \cdot 10^{16} m^3$. Aus den heute gebundenen $2.406 \cdot 10^{16} m^3$ ergibt sich eine Zunahme des globalen Ozeanvolumens seit der letzten Eiszeit von $4.65 \cdot 10^{16} m^3$. Hieraus läßt sich bei der Annahme eines heutigen mittleren Salzgehaltes im Ozean von 34.75 psu eine globale Erhöhung in allen Schichten um 1.21 ‰ errechnen⁵. Der Aufbau eines Eisschildes geht bis zu zehn mal langsamer vonstatten, als der Eisabbau. Der Ozean hatte somit rund 10 000 Jahre Zeit, die kontinuierliche Entnahme von Süßwasser und die damit verbundene Erhöhung des Salzgehalts unabhängig von Mustern des Nettoniederschlags im Ozean zu verteilen. Da über eine regionale Verteilung dieser zusätzlichen Salzmenge im Ozean keinerlei Informationen vorliegen, ist für die glazialen Experimente noch zwingender von homogenen Anfangszuständen auszugehen als bei der Simulationen des heutigen Zustandes. Abwegige Anfangsbedingungen führen bei Experimenten zu festen Randbedingungen zwar lediglich zu einer Verlängerung der Rechenzeit, aber bei Experimenten zu gemischten oder Flußrandbedingungen kann dies zu unphysikalischen Gleichgewichtszuständen führen.

⁵Diese Zahl ergibt sich, wenn man die global in $135 \cdot 10^{16} m^3$ Wasser (STOMMEL, 1961) gelöste Salzmenge (im Globalmittel 34.75 ‰) auf die nach der Eisbildung im Ozean verbleibende Wassermenge von $130.45 \cdot 10^{16} m^3$ reduziert

Randbedingungen

Eine tabellarische Auflistung der glazialen Randbedingungen ist in Tabelle (3.2) dargestellt.

Landmaske

Aussagen über Orographie und Topographie zum Zeitpunkt des letzten glazialen Maximums zu machen, ist trotz allgemein dürftiger Datenlage verhältnismäßig einfach. Aus dem Gesamtvolumen des in den Inlandeisen gespeicherten Süßwassers kann ein Betrag abgeschätzt werden, um den der Meeresspiegel abgesenkt gewesen sein muß. Geht man hierbei von einem Wert von 80 m - 100 m aus (FLINT, 1971), bedeutet dies für die Land / Meerverteilung im hier benutzten Modellsystem, daß aus 141 flachen Ozeanpunkten Landpunkten werden. Dies entspricht immerhin gut 4% aller Ozeanpunkte. Aus modelltechnischen Gründen ist es nicht möglich, den Meeresspiegel abzusenken, um trotzdem einen Unterschied in der Land/Ozean-Verteilung zu erhalten, wurden nur die betreffenden Ozeanpunkte angehoben (Abbildung (2.7.unten)). Dies hat zur Folge, daß bei Modellläufen zu glazialen Randbedingungen flache Meeresschwellen, wie die Straße von Gibraltar und die Island - Grönland - Schottland Schwelle die gleiche Tiefe hat, wie heute. Die daraus folgende möglicherweise fehlerhafte Transportrate über diese Schwellen wird im folgenden noch eine Rolle spielen.

Windschubspannung

Winddaten aus geologischen Messungen abzuleiten ist schwer und mit großen Fehlern behaftet, wie in Abschnitt (2.2.3) ausgeführt wurde. Zudem muß die tatsächlich benötigte Kopplungsgröße zwischen dem Ozean und der Atmosphäre, die Windschubspannung, über eine einfache Turbulenzparametrisierung des Windes in der untersten Schicht abgeleitet werden. Diese Randbedingung muß daher äußerst kritisch betrachtet werden.

Moderate Störungen in der Größe gewöhnlich auftretender Meßfehler haben nur einen geringen Einfluß auf das Gesamtbild des gekoppelten Systems. Jedoch ist zu erwarten, daß ein Gleichgewicht bei Verwendung glazialer bzw. rezenter Winde unterschiedlich aussehen wird. Es ist demnach wichtig, spezielle Windschubspannungsdaten für einen Modelllauf zu glazialen Topographiebedingungen zu haben. Ein erster Ansatz kann hier sein, Windschubspannungen aus Ergebnissen von Modellläufen komplexer Atmosphärenmodelle abzuleiten, die zu glazialen Oberflächenverhältnissen ins Gleichgewicht gerechnet wurden. In diesem Falle konnten Daten vom ECHAM- Modell (LAUTENSCHLAGER & HERTERICH, 1990) verwendet werden. Es handelt sich um Monatsmittelwerte, die über 10 Modelljahre gemittelt wurden. Die Winddaten sind in Abb. (2.6.mitte) dargestellt.

Da dem hier verwendeten Atmosphärenmodell ein hydrologischer Kreislauf fehlt, können die thermisch getriebenen Windsysteme nicht realistisch dargestellt werden. In den Passat- und Monsunregionen sind somit die größten Modellfehler in der Darstellung des Windes

zu erwarten. Aus diesem Grunde erschien es nicht sinnvoll, die modellierten Windschubspannungen als Antrieb für das Ozeanmodell zu benutzen.

Oberflächensalzgehalt

Weder das Energiebilanz- noch das Atmosphärenmodell werden in absehbarer Zeit in der Lage sein, die Verdunstungs- und Niederschlagsraten so zu berechnen, daß die Oberflächensalzgehalte während eines Modellaufes durch einen veränderten Süßwassereintrag variiert werden können.

Der Salzgehalt hat einen großen Einfluß auf die thermohaline Zirkulation. Man kann nicht hoffen, mit heutigen Oberflächensalzgehalten den glazialen Ozeanzustand zu simulieren. Es gibt aber nur wenige Meßwerte oder andere verlässliche Informationen über Salzgehalte des letzten Glazials. Daher muß die Annahme, die zur Erhöhung des mittleren, glazialen Salzgehaltes um $\approx 1 \text{ ‰}$ in den Anfangsbedingungen geführt hat, solange auch auf das Oberflächenfeld ausgedehnt werden, wie dort keine besseren Informationen vorliegen. Abweichungen von diesem einfachen Schema erlaubt ein Oberflächensalzfeld, das den Verhältnissen während der Sommermonate des Hochglazials entsprechen soll (DUPLESSY ET AL., 1992). Durch die Analyse von 69 Tiefseesedimenten, die vorwiegend an der Ostküste des Nordatlantiks gezogen wurden, konnte vor Norwegen eine Verringerung des Salzgehaltes im Vergleich zu heute errechnet werden (Abbildung (2.4)). Da außerhalb dieses Gebietes keine Daten zur Verfügung stehen, wird in allen übrigen Ozeanregionen der LEVITUS-Salzgehalt weiterhin verwendet, nachdem er überall um 1 psu erhöht wurde. Somit stellt sich im Atlantik ein stärkerer Oberflächensalzgradient zwischen mittleren und hohen Breiten ein, als heute (Abb.(2.5)).

Oberflächentemperatur

In dieser Arbeit werden modellierte Lufttemperaturen (in 2 m über der Oberfläche) verwendet. Sie entstammen einem Modellexperiment mit dem ECHAM-Atmosphärenmodell zu glazialen Randbedingungen (LAUTENSCHLAGER & HERFERICH, 1990). Hierfür wurde aus den CLIMAP-Karten Meeresoberflächentemperaturen und Meereisverteilungen des Februars und des Augusts (CLIMAP, 1981) entnommen. Über eine Sinusfunktion konnte ein Jahresgang gewonnen werden, der als untere Randbedingung für das Atmosphärenmodell diente. Das Jahresmittel dieses so erzeugten Oberflächentemperaturdatensatzes zeigt Abbildung (2.3.unten). Die auf diese Weise modellierten Lufttemperaturen im Jahresgang an der Modelluntergrenze wurden wiederum entnommen und in dieser Arbeit einerseits als untere Randbedingung für Experimente zu glazialen, fest vorgeschriebenen Randbedingungen verwendet und andererseits benutzt, um die modellierten Temperaturen des Energiebilanzmodells oder des 2 - Schichten Atmosphärenmodell damit zu vergleichen.

Kapitel 4

Zur Kopplung der Modellkomponenten

Die einzelnen Modellkomponenten Ozean und Atmosphäre kommunizieren über eine Schnittstelle miteinander. Ihr kommt eine besondere Rolle zu, da die zu koppelnden Modellteile im allgemeinen getrennt voneinander entwickelt wurden. Es kommt vor, daß die von den Modellen verwendeten Rechengitter nicht ohne weiteres übertragbar sind, z.B könnten Gitterauflösung oder Zeitschrittlängen in den zu verbindenden Modelle unterschiedlich sein. Hier werden dann Interpolationen nötig. Es ist auch denkbar, daß die von einem Modell benötigte Größe vom anderen Modell nicht direkt zur Verfügung gestellt wird. Hier muß die Größe aus vorhandenen Daten berechnet oder mittels Parametrisierung aus ihnen abgeleitet werden.

In der Natur kommunizieren Ozean und Atmosphäre über Süßwasser- (Niederschlag reduziert durch Verdunstung), Impuls- (Windschubspannung) und Wärmeflüsse miteinander. Während der Impulsfluß, gemäß der gängigen Parameterisierungen, im wesentlichen vom Atmosphärenzustand abhängt, werden die übrigen beiden Austauschgrößen sowohl von Atmosphären- als auch von Ozeanparametern beeinflusst. So geht in den Nettowärmefluß neben der Atmosphärentemperatur auch die der Ozeanoberfläche ein. Ebenso verhält es sich bei der Berechnung des Süßwasserflusses. Von der gesamten Oberfläche des globalen Ozeans verdunsten ca. 10 Sv ($1 \text{ Sv} = 10^6 \frac{\text{m}^3}{\text{s}}$) Süßwasser pro Jahr. Die lokale Verdunstungsrate hängt hierbei von der Temperatur an der Meeresoberfläche ab, aber auch von den Eigenschaften der darüber liegenden Luftmasse. Zusammen mit dem Niederschlag wird hierdurch der Oberflächensalzgehalt und als Folge daraus, die Dichteverteilung im Ozean gesteuert.

4.1 Zur Formulierung des Antriebes

In numerischen Modellen werden Atmosphäreninformationen üblicherweise auf eine der drei im folgenden vorgestellten Methoden auf die Ozeanoberfläche übertragen.

Fest vorgeschriebene Randbedingungen

Die älteste Methode zur Formulierung des Antriebes ist die Verwendung fest vorgegebener Randbedingungen¹. Hier werden gemessene Oberflächenwerte für Windschubspannung, Salzgehalt und Temperatur als unveränderlich während eines Ozeanexperimentes vorgegeben. Mithilfe einer Rückstellkonstante werden die Verhältnisse in der obersten Ozeanzustand den vorgegebenen Daten angepasst. So diagnostiziert das Ozeanmodell Wärme- und Süßwasserflüsse an der Meeresoberfläche, die mit den Randbedingungen verträglich sind. Die auf diese Weise modellierten Flüsse unterscheiden sich meist so erheblich von den gemessenen Flüssen, daß nicht einmal die Vorzeichen der resultierenden Flüsse mit den der antreibenden übereinstimmt (SAUSEN ET AL., 1988).

Fest vorgeschriebene, gemischte Randbedingungen

In den späten 80er und frühen 90er Jahren wurden verstärkt Versuche unternommen, Atmosphäreninformationen realistischer an den Ozean zu übergeben. BRYAN (1986), MAROTZKE ET AL. (1988), MAROTZKE & WILLEBRAND (1991) und andere entwickelten das Konzept der gemischten Randbedingungen. Hierbei wurden entweder Windschubspannungen, atmosphärische Temperaturen und Süßwasserflüsse dem Ozeanmodell vorgeschrieben oder, als zweite Variante, Windschubspannungen, Oberflächensalzgehalte und Nettowärmeflüsse. Es zeigte sich jedoch, daß das resultierende Gleichgewicht zu den vorgeschriebenen Feldern nicht mehr eindeutig war. Verschiedene Gleichgewichtszustände erfüllten in einigen Experimenten die gemischten Randbedingungen abhängig vom Anfangszustand (z.B. MIKOLAJEWICZ ET AL., 1993), (MAROTZKE & WILLEBRAND, 1991), (MIKOLAJEWICZ & MAIER-REIMER, 1994).

Kopplung über Flüsse

Die dritte Antriebsvariante stellt die Kopplung über Flußgrößen dar. Hier werden Windschubspannung, Süßwasserfluß und Nettowärmefluß im Atmosphärenmodell berechnet und zum Antrieb des Ozeanmodells verwendet. Dies ist diejenige Kopplungsvariante, welche die Austauschprozesse die in der Natur stattfinden, am realitätsnächsten nachbilden kann. Jedoch führt auch dies meist zu Problemen. Werden in den zu koppelnden Modellen beispielsweise unterschiedlich komplexe Parameterisierungen benutzt oder unterscheiden sich die Modelle aufgrund der unterschiedlichen ursprünglichen Anforderungen in zeitlicher und räumlicher Auflösung, kommt es vor, daß die vom Atmosphärenmodell berechneten Wärme- bzw. Süßwasserflüsse sich stark von den Flüssen unterscheiden, die das Ozeanmodell benötigt, um seinen Gleichgewichtszustand beizubehalten. Dadurch kann eine sogenannte Modelldrift einsetzen, bei der beide Modelle unrealistische Gleichgewichtszustände anstreben.

¹Streng genommen handelt es sich hier nicht um eine Kopplungsmethode. Diese Methode läßt keine veränderlichen Randbedingungen zu, eignet sich somit auch nicht zur Modellierung wechselwirkender Systeme.

Eine geeignete Methode, dies weitgehend zu unterbinden, geht auf eine Idee von Haselmann (SAUSEN ET AL., 1988) zurück. Bei dieser sogenannten Flußkorrekturmethode werden zunächst beide Modellkomponenten separat zu festen Randbedingungen ins Gleichgewicht gerechnet. Die resultierenden Flüsse werden diagnostiziert und zeitlich konstant gehalten. Im folgenden werden nur die Anomalien bzgl. der Flüsse im Gleichgewicht gekoppelt, d.h. solange die Gleichgewichtszustände der Einzelsysteme nicht durch externen Antrieb verändert werden, bleibt auch der Zustand des gekoppelten Systems gewahrt. Diese Methode ist aber nur sinnvoll anwendbar, wenn abzusehen ist, daß das gekoppelte System am Ende des Experimentes in der Nähe des anfänglichen Gleichgewichtes beider Systeme bleiben wird. Denn nur für diesen Bereich kann angenommen werden, daß Nichtlinearitäten nur eine untergeordnete Rolle spielen. Die Flußkorrekturmethode eignet sich somit weder für transiente Studien noch für die Ermittlung eines unbekanntes, gekoppeltes Gleichgewichtes der Modellkomponenten, zu beispielsweise glazialen Rand- und Anfangsbedingungen.

Was bedeutet dies für diese Arbeit?

Zwar werden hier zwei Modelle verwendet, die auf dem gleichen Rechengitter arbeiten, aber eine Kopplung über Wärme- und Süßwasserflüsse ist trotzdem nicht möglich, da weder das Energiebilanzmodell noch das Atmosphärenmodell einen hydrologischen Kreislauf enthält. Es wird hier eine neue Kopplungsmethode verwendet, die den Methoden der festen und gemischten Randbedingungen ähnelt, ohne deren wesentliche Nachteile zu haben.

Wahlweise werden Oberflächensalzgehalte oder aus Gleichgewichtszuständen zu festen Randbedingungen diagnostizierte Süßwasserflüsse als feste Randbedingung während eines gekoppeltes Experimentes vorgeschrieben. Die thermische Kopplung zwischen der untersten Atmosphären- und der obersten Ozeanschicht wird, wie bei fest vorgeschriebenen Randbedingungen üblich, über eine Relaxationsbedingung (HANEY, 1971) realisiert, die im folgenden Abschnitt dargestellt wird. Im Gegensatz zur konventionellen Formulierung der festen Randbedingungen kann die Atmosphäre aber durch regelmäßige Neuberechnung der Temperaturen auf Veränderungen im Ozean reagieren.

4.2 Zur Problematik von gekoppelten Modellexperimenten

In verschiedenen Arbeiten (MAIER-REIMER ET AL., 1991, 1993). (MAIER-REIMER & MIKOLAJEWICZ, 1992). (MIKOLAJEWICZ ET AL., 1993) konnte gezeigt werden, daß das hier verwendete Ozeanmodell in einer bestimmten, noch zu diskutierenden Konfiguration unter Vorgabe fester, realitätsnaher Randbedingungen einen Gleichgewichtszustand der thermohalinen Zirkulation liefert, der sich in wichtigen Details mit der heutigen Zirkulation deckt. Ob dies auch für einen Modellauf zutrifft, in dem das Ozeanmodell mit einer 2 - Schichten

Atmosphäre oder einem Energiebilanzmodell gekoppelt wird, ist nicht von vorherein klar. Ebenso fraglich ist, wie das Ozeanmodell auf glaziale Antriebsfelder reagieren wird.

Wie schon im vorhergehenden Abschnitt diskutiert, werden bei der Verwendung von fest vorgegebenen Randbedingungen Salzgehalt und Temperaturen am Oberrand des Ozeans spezifiziert. Auf diese Vorgaben muß sich das Ozeanmodell einstellen. Dies wird durch die Einführung eines Salzflusses Q_s , der im folgenden näher betrachtet wird, bzw. eines Wärmeflusses Q_T erreicht. Mit

$$Q_s = \frac{H}{\tau_s} \frac{(s^* - s_1)}{s_0} \quad (4.1)$$

und

$$Q_T = \frac{H c_{pw} \rho_{Oz}}{\tau_T} (T^* - T_1) \quad (4.2)$$

werden der Salzgehalt s_1 und die Temperatur T_1 in der obersten Ozeanschicht auf die vorgeschriebenen Werte der Randbedingungen s^* und T^* mit einer Relaxationskonstanten τ_s bzw. τ_T , in beiden Fällen zwei Monate, zurückgestellt. Die Dicke H der obersten Ozeanschicht beträgt 50 m, die Größen ρ_{Oz} ($10^3 \frac{kg}{m^3}$) und s_0 sind konstante Referenzwerte für die Dichte und den Salzgehalt im Ozean. Die Wärmekapazität von Meerwasser c_{pw} beträgt $4.2 * 10^3 \frac{J}{kgK}$. Die Ozeanzirkulation stellt sich so ein, daß sie den vorgegebenen Randbedingungen gehorcht. Im Gleichgewichtszustand sollte das Integral dieses künstlichen Flusses über die gesamte Ozeanoberfläche verschwinden. Lokal verschwindet dieser künstliche Fluß auch im Gleichgewicht nicht. Diese einfache Parameterisierung der Flüsse geht auf eine Analyse der Wärmebilanz an der Grenzfläche zwischen Ozean zur Atmosphäre von HANEY (1971) zurück.

STOMMEL (1961) wies als erster auf die unterschiedliche Charakteristik der atmosphärischen Reaktion auf Salz- bzw. Temperaturanomalien im Ozean hin. Während eine Temperaturveränderung in der obersten Ozeanschicht molekulare und turbulente Austauschprozesse in der Grenzfläche zwischen Atmosphäre und Ozean verursacht, existiert in der Natur kein Mechanismus, der atmosphärische Größen aufgrund von Variationen im Oberflächensalzgehalt verändert. Verdunstung oder Niederschlag sind vom Oberflächensalzgehalt unabhängig. Somit gibt es für die Formulierung eines Salzflusses, wie in Gleichung (4.1) dargestellt, keine physikalische Basis.

In einem ungekoppelten System mit *festen Randbedingungen* oder einem über *gemischte Randbedingungen* gekoppelten System kann die Wärme, die das Ozeanmodell abgeben muß, um den Randbedingungen zu gehorchen, nicht von der Atmosphäre aufgenommen werden. Auf diese Weise verschwindet Energie aus dem Gesamtsystem. Bei Energieerhaltung entspricht dieses Verhalten dem einer Atmosphäre mit unendlicher Wärmekapazität.

In einem System, das über Wärmeflüsse gekoppelt ist, oder indem sich die Atmosphärentemperatur in Abhängigkeit von den ozeanischen Verhältnissen ändern kann, ist die Größe

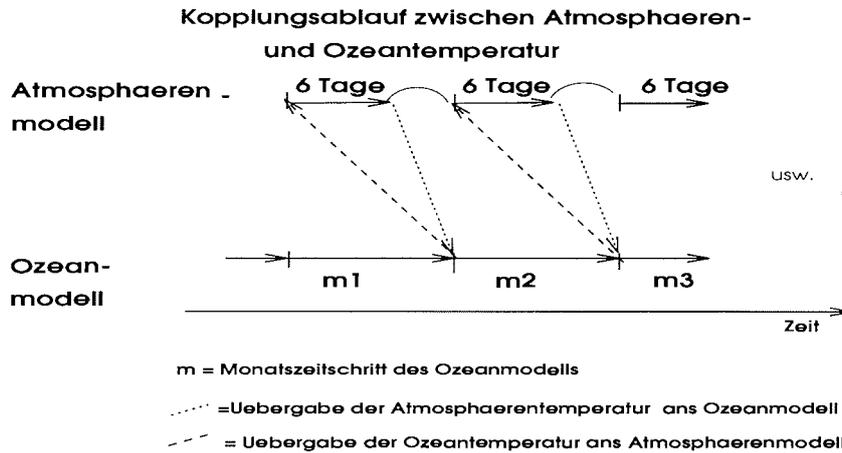


Abbildung 4.1: Die Abbildung zeigt den schematischen Ablauf der Kopplung von Ozean- und Atmosphären-, bzw. Energiebilanzmodell.

T^* in Gleichung (4.2) nicht mehr unveränderlich. Die Temperatur der obersten Ozeanschicht T_1 wird in der Berechnung der Atmosphärentemperatur berücksichtigt. Über Gleichung (4.2) kann es zu lokaler Erwärmung kommen, so daß der Temperaturgradient, die Ursache des Wärmeaustauschs, reduziert wird. Dieser rücktreibende Effekt ist eine wichtige natürliche Wechselwirkung, die durch variable Atmosphärentemperaturen im Modellsystem dargestellt werden kann. Das Resultat des Einschwingvorgangs des Ozean- / Energiebilanzmodells bzw. des Ozean / Atmosphärenmodells kann sich aufgrund dieses Effektes vom Gleichgewichtszustand des Ozeanmodells zu festen Randbedingungen unterscheiden.

4.3 Zum Kopplungsrythmus

Sollen mit den in Kapitel (3) vorgestellten numerischen Modellen der Atmosphäre und des Ozeans Gleichgewichtszustände des gekoppelten Systems zu verschiedenen Klimabedingungen ermittelt werden, so muß ein Integrationszeitschritt gefunden werden, der einerseits die Rechenzeit in einem vertretbaren Rahmen hält und andererseits die wesentlichen klimarelevanten Prozesse erfassen und vernünftig auflösen kann.

In der Natur stellt sich die Atmosphäre in weniger als einem Jahr auf Störungen im Klimasystem ein. Die Zeit, die ein Ozean braucht, um zu fest vorgegebenen Randbedingungen ein Gleichgewicht zu finden, ist an die Zeitskala des Förderbandes des ozeanischen Tiefenwassers, dem „conveyor belt“ (GORDON, 1986; BROECKER, 1992) gebunden. Dieses Förderband braucht ungefähr 3 000 bis 5 000 Jahre für einen Umlauf vom Absinken im

Nordatlantik über das Aufsteigen im Nordpazifik und dem Rückfluß an der Oberfläche zum Nordatlantik. Der Ozean ist aber trotzdem in der Lage, auf diskrete Veränderungen in den Randbedingungen innerhalb wesentlich kürzerer Zeit zu reagieren.

Das Ablaufschema des im folgenden verwendeten gekoppelten Atmosphäre / Ozeanmodells (A GCM) bzw. Energiebilanz / Ozeanmodells (E OGCM) ist in Abbildung (4.1) skizziert und stellt sich folgendermaßen dar:

Initialisierung

- Das Ozeanmodell startet ausgehend von einem beliebigen eingeschwungenen oder homogenen Zustand (Tabelle (3.1)).
- Das Atmosphärenmodell ist am Anfang jedes Aufrufs wahlweise neutral geschichtet (die Windkomponenten sind gleich Null, die potentielle Temperatur in allen Schichten beträgt $2.5^{\circ}C$) oder es wird mit dem Ergebnis des vorhergehenden Zeitschrittes initialisiert.
- Das Energiebilanzmodell kann beliebig initialisiert werden, oder mit dem Ergebnis des vorhergehenden Zeitschrittes starten.

Die folgenden Zeitschritte

- Das Ozeanmodell errechnet zu dem vom Atmosphärenmodell übergeben Jahrgang der Temperatur an der Ozeanoberfläche und den fest vorgegebenen Randbedingungen Windschubspannung, Nettoniederschlags- bzw. Oberflächensalzfeld sowie der Land/See-Verteilung einen Ozeanzustand im Jahrgang. Nach 50 Jahren, d.h. 600 Zeitschritten liegen barotrope und barokline Geschwindigkeitsfelder, Salz- und Temperaturverteilung sowie eine Oberflächenauslenkung vor.
- Das Ozeanmodell übergibt den resultierenden Jahrgang der Temperaturen der obersten Ozeanschicht als feste untere Randbedingungen an das Atmosphärenmodell. In Abschnitt (4.4) wird detailliert auf die Kopplung beider Komponenten eingegangen.
- Atmosphärenmodell bzw. Energiebilanzmodell errechnen aus
 - der vorgegebenen Einstrahlungsrate des Monats am Atmosphärenoberrand,
 - der Oberflächentopographie,
 - der Albedo,
 - der übergebenen Meeresoberflächentemperatur (monatsweise) und
 - den Atmosphärentemperaturen des vorhergehenden Zeitschritts bzw. des vorhergehenden Monats

einen neuen Atmosphärenzustand, bzw. neue Oberflächentemperaturen die als repräsentativ für den betreffenden Monat zu den vorgegebenen Randbedingungen angesehen werden können. Das Energiebilanz- und Atmosphärenmodell sind so konzipiert, daß ein zufriedenstellender Zustand für jeden Monat nach 20 Zeitschritten von jeweils 6 Stunden Länge erreicht wird. Die so errechneten Bodentemperaturen werden monatsweise an das Ozeanmodell als feste Randbedingung für die nächsten 50 Modelljahre übergeben.

- Dieser Vorgang wird wiederholt, bis sich das Ozean- und das Atmosphärenmodell im Gleichgewicht befinden.

4.4 Die Kopplungsgrößen

4.4.1 Kopplung der Temperatur der untersten Atmosphärenschicht T_{At} an die Deckschichttemperatur des Ozeans T_{Oz}

Die folgenden Ausführungen gelten für eine Verwendung des Energiebilanzmodells genauso wie für eine Verwendung des dynamischen Atmosphärenmodells.

Die Atmosphäre spürt eine Temperatur der obersten Ozeanschicht (T_{Oz}), als monatlich variierende, aber für jeden Monat fest vorgegebene, untere Randbedingung. Die Beeinflussung der Atmosphärentemperatur T_{At} durch T_{Oz} ist über folgende Beziehung realisiert:

$$T_{At}^{neu} = T_{At}^{alt} + dt \cdot \frac{q_{At} - Q_T}{c_{pw}}. \quad (4.3)$$

Hierbei wird

- ein Zeitschritt der Atmosphäre dt von 6 Stunden verwendet.
- Die Energiebilanz q_{At} in $[\frac{W}{m^2}]$ wird lokal für jeden Ort in der untersten Atmosphärenschicht ermittelt, wie im Abschnitt (3.1) erläutert.
- Der sich aus der Temperaturdifferenz zwischen T_{At} und T_{Oz}^{alt} (der Temperatur der obersten Ozeanschicht zum vorhergehenden Zeitschritt) ergebend Wärmefluß Q_T ist in Gleichung (4.2) dargestellt.
- Mit c_{pw} wird die Wärmekapazität der obersten Oberflächenschicht bezeichnet (siehe auch Abschnitt (3.1.3)).

Um den Kopplungsmechanismus zu verdeutlichen, wird eine Temperaturdifferenz zwischen Meeresoberfläche T_{Oz} und Atmosphäre T_{At} von 1 K angenommen. q_{At} sei hier 0, aufgrund der Energiebilanz. Nach Gleichung (4.2) resultiert ein Nettowärmefluß vom Ozean in die Atmosphäre von $Q_T = 40 \frac{W}{m^2}$. Für die Temperatur in der untersten Atmosphärenschicht bedeutet dies nach Einsetzen der Werte in (4.3) eine Temperaturveränderung von 0.08 K

pro Zeitschritt. Die Temperaturdifferenz, die zu diesem Wärmestrom geführt hat, wird für jeden Zeitschritt neu bestimmt. Es kann davon ausgegangen werden, daß nach der Berechnung von 20 Zeitschritten, die zur Ermittlung eines zuverlässigen Monatswertes durchgeführt werden, Atmosphären- und Ozeantemperaturen stark angeglichen sind.

Die Temperatur der untersten Atmosphärenschicht wird aber nicht nur über Ozeanflächen berechnet, sondern desgleichen über Inlandeisen und Kontinenten. Aus Abbildung (3.1) und Abschnitt (3.1.3)) ist ersichtlich, wie sich in diesen Fällen die Oberflächentemperaturen ergeben.

4.4.2 Kopplung der Deckschichttemperatur T_{Oz} an die Temperatur der untersten Atmosphäreschicht T_{At}

Der im folgenden erläuterte Kopplungsmechanismus kommt in den gekoppelten Modellläufen mit vollständigem Atmosphärenmodell oder Energiebilanzmodell genauso zum Tragen, wie bei der Verwendung von fest vorgegebenen Randbedingungen. Die Art der Anknüpfung der Atmosphärenkomponente an das Ozeanmodell erlaubt es aber jederzeit, die Berechnung der Atmosphärentemperatur auszuschalten und die Antriebe wieder aus Messungen vorzugeben.

Alle Randbedingungen, somit auch die Temperaturen in der untersten Atmosphärenschicht, liegen zu Beginn jeden Monats für das Ozeanmodell vor. Die Temperaturwerte werden entweder vom Atmosphären- oder dem Energiebilanzmodell vorgegeben, oder sie werden aus Meßdaten bzw. Modellresultaten vorgeschrieben. Über den Relaxationskoeffizienten τ_T (2 Monate) wird die Temperatur in der obersten Ozeanschicht (50 m) an die Atmosphärentemperatur herangeführt (vergl. Gleichung (4.2)). Die Wirkungsweise dieser sogenannten Newtonsche Kopplung wurde schon erläutert. Die Temperaturdifferenz zwischen beiden Komponenten erzeugt einen Wärmefluß, der die Ozeantemperatur an die Atmosphärentemperatur heranführt. Die Relaxationskonstante bestimmt, in welchem Zeitraum eine Anpassung stattfinden soll. Die Ozeantemperatur muß die Randbedingung also nicht ganz exakt erfüllen. Der Ozean erhält so mehr Freiheiten, sich selber zu entwickeln, als in einem System, in dem Randbedingungen exakt erfüllt werden müssen. Je kleiner die Relaxationskonstante ist, desto stärker ist die Ankopplung der obersten Ozeanschicht an die Vorgaben von der Oberfläche.

Wie in den Experimenten noch deutlich werden wird, hat eine größer werdende Relaxationskonstante den Vorteil, daß mögliche Fehler in den vorgegebenen Feldern eine geringere Rolle spielen. Die internen Prozesse gewinnen dann eine immer stärkere Bedeutung.

Kapitel 5

Experimente zu festen Randbedingungen

In diesem Abschnitt sollen Modellexperimente beschreiben und diskutiert werden, bei denen die Randbedingungen als unveränderlich vorgegeben werden. Dies ist eine der in Abschnitt (4.1) dargestellten verschiedenen Möglichkeiten, Informationen aus der Atmosphäre auf den Ozean zu übertragen. Die Vor- und Nachteile werden im folgenden diskutiert. Außerdem soll gezeigt werden,

- daß das Ozeanmodell auf Variationen der verschiedenen Abtriebe unterschiedlich sensibel reagiert,
- daß ein Antrieb unter Verwendung fester Randbedingungen eine befriedigende Simulation des heutigen Klimazustandes liefern kann,
- daß unter Verwendung glazialer Randbedingungen bei gleicher Modellkonfiguration die Darstellung des glazialen Klimas starke Probleme verursacht,
- daß eine Abwandlung der Modellkonfiguration nötig ist, wenn die Darstellung des eiszeitlichen Klimas überhaupt möglich sein soll.

5.1 Sensitivitätstests

5.1.1 Anmerkungen zur Wahl der betrachteten Größen und zur Modellkonfiguration

Das Ozeanmodell benötigt als Antrieb die Windschubspannung, die Lufttemperatur in 2 m Höhe und den Salzgehalt an der Meeresoberfläche, um vom homogenen Zustand ausgehend einen eindeutigen Gleichgewichtszustand zu finden. Durch Austausch der rezenten und glazialen Antriebsfelder wird gezeigt, auf welche Größen das Modell sensibel reagiert.

Experiment	Temp.	Salzgeh.	Windschubsp.	Salzadap.	Advekt.
Ref(r)	R	R	R	2 Monate	ja
S1 (r)	R	R	G	2 Monate	ja
S2 (r)	G	R	R	2 Monate	ja
S3 (r)	R	G	R	2 Monate	ja
S4 (r)	R	R	R	2 Monate	nein
S5 (r)	R	R	R	6 Monate	ja
Ref(LGM)	G	G	G	2 Monate	ja
S1 (LGM)	G	G	R	2 Monate	ja
S2 (LGM)	R	G	G	2 Monate	ja
S3 (LGM)	G	R	G	2 Monate	ja
S4 (LGM)	G	G	G	2 Monate	nein
S5 (LGM)	G	G	G	6 Monate	ja

Tabelle 5.1: Übersicht über die in dem Experimenten verwendeten Konfigurationen und Randbedingungen. Temp.= Temperaturfeld (R=COADS(Woodruff, 1987), G=CLIMAP (1982)) Salzgeh.= Oberflächensalzfeld (R= Levitus (1987), G=Duplessy (1991) im Nordatlantik, sonst Levitus+1psu), Windschubsp.=Windschubspannungsfeld (R= HELLERMAN & ROSENSTEIN (1983), G=LAUTENSCHLAGER & HERTERICH (1990)), Salzadap.= Relaxationskonstante für den Oberflächensalzgehalt, Advekt.= Modifikation der Temperatur durch Advektion.

Zur Beurteilung des Ozeanzustandes bietet es sich an, den zonal integrierten Massentransport im Atlantik und die Gebiete eingehender zu betrachten, an denen Konvektion stattfindet. Beides sind zwar keine direkt meßbaren Größen und darum, selbst für heutige Verhältnisse, mit großen Unsicherheiten behaftet, aber für Veränderungen auf großen Skalen, die hier von Interesse sind, stellen sie gute Indikatoren für Veränderungen in der thermohalinen Zirkulation dar.

Als Vergleichsexperiment zu rezenten Klimabedingungen (Ref(r)) soll ein LSG OGCM - Modellauf aus der Arbeit von MAIER-REIMER & MIKOLAJEWICZ (1993) dienen, der hier in gleicher Konfiguration wiederholt worden ist. Für keines der folgenden Experimente dieses Kapitels wurde diese Modellkonfiguration verändert. Tabelle (3.1) faßt die Anfangsbedingungen, die Zeilen 2 und 8 der Tabelle (5.1) die Randbedingungen für die beiden Referenzexperimente Ref(r) und Ref(LGM) zusammen. Tabelle (3.2) gibt hierüber genauer Auskunft. Für die Sensitivitätsstests (Zeile 3 – 7 und Zeile 9 – 13, Tabelle (5.1)) wird jeweils eines der Antriebsfelder ausgetauscht. Zusätzlicher Unterschied zwischen glazialen und rezenten Experimenten ist die Land/Ozeanverteilung.

Analog zu dem oben erwähnten Modellexperiment von MAIER-REIMER und MIKOLAJEWICZ (1993) schwingt das Ozeanmodell für alle folgenden Experimente vom homogenen Zustand (Tabelle 3.1) ausgehend auf die entsprechenden Randbedingungen ein. In der

oben erwähnten Arbeit wurden die Monatsmittel der Antriebstemperaturen durch eine Temperaturadvektionen mit dem mittleren Wind variiert. In der Tabelle (5.1) Spalte 6 ist aufgeführt, in welchen Experimenten diese Art der Temperaturmodulation ebenfalls angewendet wird. Diese zusätzliche Temperaturmodifikation wirkt sich an Orten mit starken Temperaturgradienten aus und soll nach Ansicht der Autoren kurzzeitige Phänomene nachbilden, die ein Feld von Monatsmittelwerten nicht auflösen kann. Hier wird besonders an die lokale Abkühlung durch katabatische Kaltluftausbrüche vom grönländischen Inlandeis gedacht, die möglicherweise einen entscheidenden Anteil an der Tiefenwasserproduktion in der Irmingersee hat. In der Tat sind diese Prozesse bei einem Zeitschritt des Modells von einem Monat nicht auflösbar. Inwieweit diese Art der Parametrisierung subskaliger Prozesse sinnvoll ist, bleibt zu diskutieren.

5.1.2 Referenzläufe

Für den rezenten und glazialen Standardlauf Ref(r) und Ref(LGM) wurde das Ozeanmodell zu den in den Tabellen (3.1) und (5.1) aufgelisteten Anfangs- und Randbedingungen ins Gleichgewicht gerechnet. Die Abbildungen (5.1.A) und (5.2.A) zeigen die Stromfunktion des beckenintegrierten meridionalen Massentransportes im Atlantik in [Sv] zu rezenten (Abb.(5.1.A) bzw. zu glazialen Randbedingungen (Abb.(5.2.A)). Die Darstellung der Stromlinien endet bei 30°S, denn an dieser Stelle geht der Atlantik in den Südlichen Ozean über. Die Abbildungen (5.1.B) und (5.2.B) zeigen die Verlustraten potentieller Energie in $[\frac{mW}{m^2}]$ und geben so die Lage und Intensität von Konvektionsgebieten an. Je stärker die Schwärzung ist, desto tiefer reicht die Konvektion.

Rezenter Standardlauf Ref(r)

Das Ergebnis des Modellaufs unter Verwendung heutiger Randbedingungen gibt im wesentlichen den atlantischen Ast des in Kapitel (2) vorgestellten Förderbandes wieder. Wie Abbildung (5.1.B) zeigt, findet Konvektion in der Irmingersee, südöstlich der Südspitze Grönlands und im östlichen Teil des europäischen Nordmeeres statt. Die maximale Umwälzrate der heutigen Tiefenzirkulation beträgt, wie in Abbildung (5.1.A) zu sehen, 22 Sv ($1 \text{ Sv} = 10^6 \frac{m^3}{s}$). Dieses Ergebnis liegt im Bereich von Abschätzungen, die auf Beobachtungen basieren (GORDON, 1986). Eine antarktische Bodenwasserzelle (AABW) mit negativen Werten der Stromfunktion ist bis 30°N im Atlantik sichtbar. Dies ist in Übereinstimmung mit Ergebnissen von KELLOG (1987). Das südliche Zentrum der Tiefenkonvektion (südlich von Grönland) ist deutlich stärker ausgeprägt als jenes westlich von Skandinavien. Beide Zentren sind auch in der Natur zu finden, jedoch geben die Modellergebnisse nicht die tatsächliche Bedeutung der nördlichen Quelle wieder. Messungen zufolge strömen zwar nur 3-8 Sv des im Nordmeer gebildeten Tiefenwassers durch die Dänemarkstraße und über den Island-Schottland-Rücken. Durch Vermischung werden daraus jedoch 15 Sv nordatlantisches Tiefenwasser (KRAUSS, 1995), (DICKSON & BROWN, 1994). In Abbildung (5.1.B) ist sichtbar, daß Tiefenwasser zwar im europäischen Nord-

meer gebildet wird, aber nach Abbildung (5.1.A) liefert es anscheinend keinen Beitrag zum Tiefenwasser südlich der Schwelle. Dies wird in Abschnitt (5.2.2) noch genauer betrachtet werden.

Glazialer Standardlauf Ref(LGM)

Abbildung (5.2.A) zeigt die meridionale Umwälzrate im Atlantik zu glazialen Randbedingungen. Im Gegensatz zum Ergebnis des rezenten Standardlaufes kann dieses Ergebnis nicht befriedigen. Statt der erwarteten Abnahme der Tiefenzirkulation, wie in Abschnitt (2) ausgeführt, ist eine maximale Umwälzrate von 45 Sv im Nordatlantik und ein völliges Fehlen von antarktischem Bodenwasser das Ergebnis.

Ein Vergleich der Abbildungen (5.1.B) und (5.2.B) läßt vermuten, daß im Bereich der Antarktis im Experimenten Ref(LGM) eine größere Menge an Bodenwasser (AABW) gebildet wird, als in Ref(r). Vermutlich hemmt die in Ref(LGM) verstärkte nordatlantische Tiefenwasserbildung den Fluß von Bodenwasser nach Norden. Diese Wechselwirkung zwischen nordatlantischer Tiefenwasserbildung und der Menge des antarktischen Bodenwassers im Atlantik wurde schon in COX (1989) in Modellstudien dargestellt und untersucht.

Zwei Unterschiede der glazialen zur heutigen Zirkulation, die anhand von Tiefseesedimentkernen identifiziert wurden, konnten aber dargestellt werden. Zum einen ist die nördlichere der beiden rezent vorhandenen Tiefenwasserquellen in der Grönlandsee im Glazial weniger aktiv, wie in Abbildung (5.2.B) zu erkennen. Dies deckt sich mit den Vorstellungen von KELLOG (1987). Zum anderen ist das Zentrum der Zirkulationszelle um rund 20° nach Süden verschoben (Abb. (5.1.A)).

Das Fehlen der nördlicheren Tiefenwasserquelle im Glazialexperiment geht einher mit dem Auftreten einer Zirkulationszelle von rund 3 Sv unterhalb der Mischungsschicht nördlich von $60^\circ N$ (Abb. (5.2.A)). In Experiment Ref(r), Abb. (5.1.A)), existiert diese Zelle nicht.

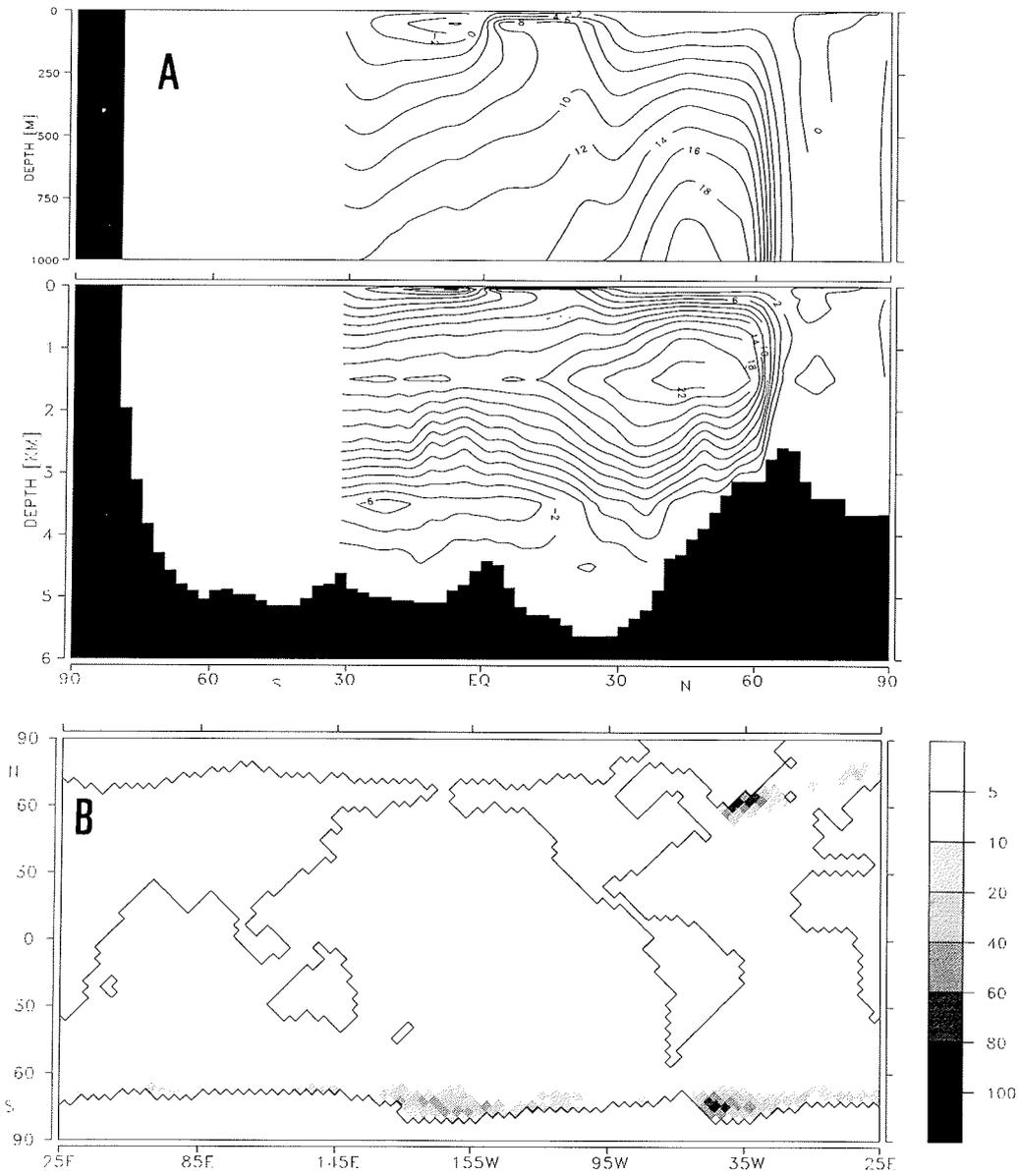


Abbildung 5.1: Gleichgewichtsszenario von $Ref(r)$ unter Verwendung rezenter Randbedingungen. (A): die zonal beckenintegrierte meridionale Stromfunktion des Atlantiks in [Sv], (B), die Verlustraten von potentieller Energie durch Konvektion in $\left[\frac{mW}{m^2}\right]$

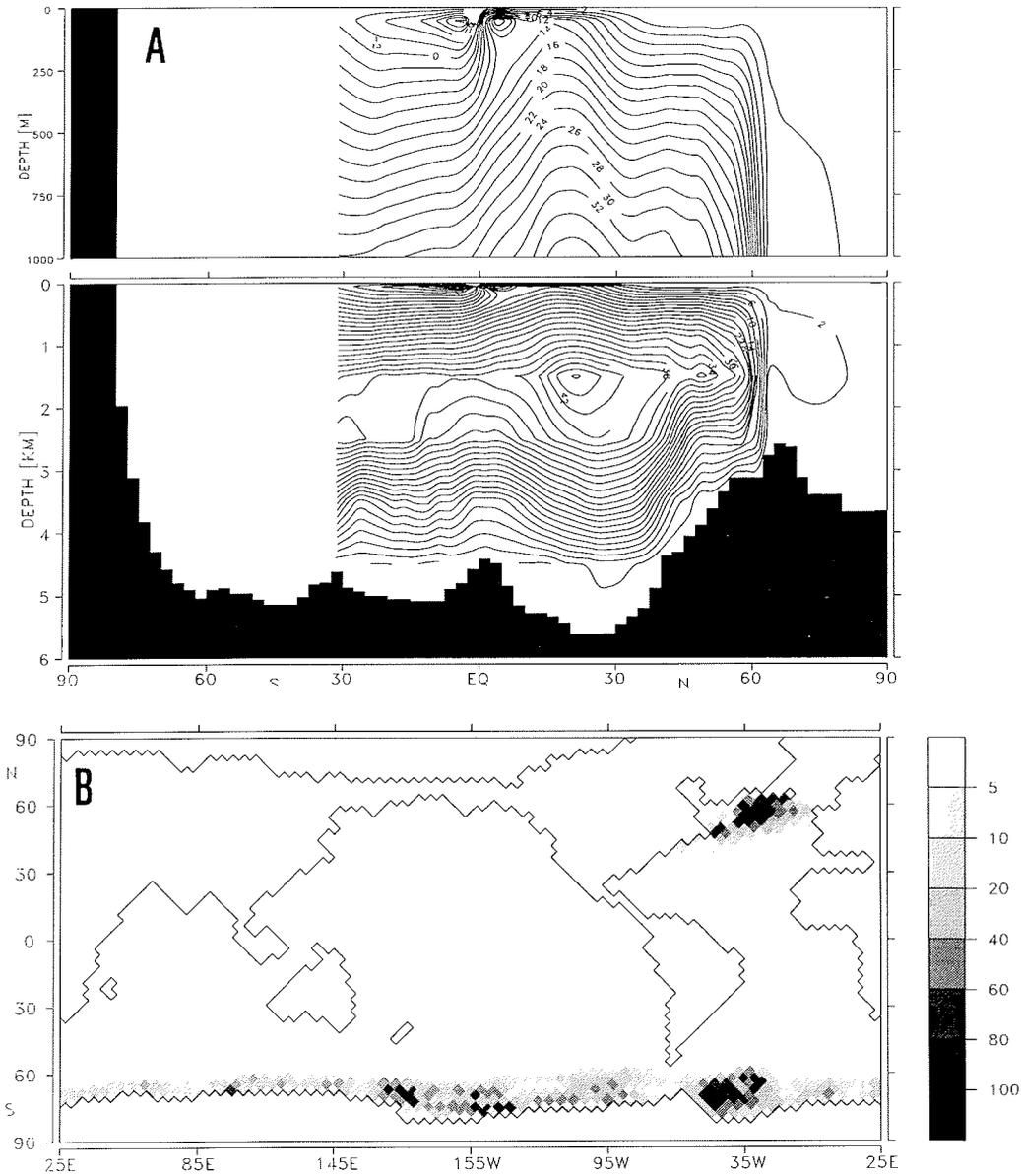


Abbildung 5.2: Gleichgewichtsszenario von Ref(LGM) unter Verwendung glazialer Randbedingungen. (A): die zonal beckenintegrierte meridionale Stromfunktion des Atlantiks in [Sv], (B), die Verlustraten von potentieller Energie durch Konvektion in $[\frac{mW}{m^2}]$

5.1.3 S1: Sensitivität bzgl. Windschubspannungen

Die beiden folgenden Modellexperimente unterscheiden sich vom Referenzlauf dadurch, daß in S1(LGM) die heutigen Windschubspannungen den Glaziallauf antreiben und die glazialen Windschubspannungen den rezenten Modellauf (S1(r)), (Tabelle (5.1) Zeile 3 und 9). Die glazialen Inlandeisschilde Nordamerikas und Europas verursachen stärkere und heftiger meandrierende Winde im Bereich des Atlantiks, die nun den Modellauf zu ansonsten rezenten Randbedingungen antreiben. Umgekehrt wirken die mäßigeren rezenten Winde auf S1(LGM).

Auf mäßige Störungen im Windschubspannungsfeld im Bereich von natürlichen jahreszeitlichen Schwankungen reagiert das thermohaline System nur schwach. Für diesen Sensitivitätstest wird das Modell aber mit so stark unterschiedlichen Windschubspannungen angetrieben, daß von einer mäßigen Störung nicht mehr gesprochen werden kann.

In den Abbildungen (5.3.A) und (5.4.A) ist wiederum der zonal integrierte meridionale Massentransport im Atlantik in [Sv] und der Energieverlust durch Konvektion in $[\frac{mW}{m^2}]$ (Abb. (5.3.B) und (5.4.A)) aufgetragen. Im Vergleich zu den Abbildungen (5.1) und (5.2) sollen die Unterschiede und Gemeinsamkeiten der Modellexperimente S1 und ihren jeweiligen Referenzexperimenten Ref(r) und Ref(LGM) herausgearbeitet werden.

- Die Meridionalzirkulation im Nordatlantik hat in den Sensitivitätstests gegenüber den jeweiligen Referenzläufen zugenommen. Im Experiment S1(LGM) (Abb. (5.4.A)) liegt der maximale Wert um 2 Sv über der von Ref(LGM) (Abb. (5.2.A)), im Experiment S1(r) liegt er sogar um 10 Sv höher als in Ref(r), wie die Abbildungen (5.1.A) und (5.3.A) zeigen.
- Da die Windschubspannungen besonders die Strömung an der Oberfläche und in den obersten 100 m beeinflussen, ähnelt sich in diesen obersten Regionen die Ergebnisse der Sensitivitäts- und Referenzläufen, die mit den gleichen Windschubdaten angetrieben worden sind. Unterschiede im Windantrieb machen sich insbesondere am Äquator bemerkbar. So sind in S1(r) und Ref(LGM) in der Äquatorregion zwei flache, gegeneinander drehende Ekman - Zellen zu erkennen, von denen die nördliche in S1(LGM) und Ref(r) überlagert ist.
- Relativ unbeeinflusst vom veränderten Windantrieb ist der Ort mit der maximalen meridionalen Umwälzrate. Dieser hat sich in den rezenten und glazialen Läufen nicht verlagert. In S1(r) und Ref(r) liegt er zwischen $40 - 50^\circ N$, in den Experimenten S1(LGM) und Ref(LGM) zwischen $20 - 30^\circ N$.
- Das Auftreten von antarktischen Bodenwasser auf der Nordhalbkugel scheint nicht von verschiedenen Windantrieben abzuhängen. Weder in S1(LGM) noch in Ref(LGM) ist es vorhanden, wohl aber in S1(r) und Ref(r).

- Die Zirkulationszelle im europäischen Nordpolarmeer, die in Ref(LGM) zu erkennen war, ist auch in S1(LGM) vorhanden, nicht aber in S1(r). Dies deutet darauf hin, daß es sich hier um einen thermohalinen, nicht aber um einen impulsflußgetriebenen Prozess handeln könnte.

Analyse

Das glaziale Windschubspannungsfeld ist im atlantischen Bereich stärker als das entsprechende rezente Feld. Daher wird im Sensitivitätstest S1(r), also dem rezenten Lauf mit glazialen Windschubspannungen, an der Ozeanoberfläche eine größere Menge warmen, salzhaltigen Wassers in Gebiete geführt, in denen Tiefenwasser gebildet wird, als dies im rezenten Referenzlauf Ref(r) der Fall ist. Dies hat im Gleichgewichtszustand höhere Temperaturen in tieferen Schichten zur Folge. Dies Antriebsfeld verändert somit durch seinen Einfluß auf die Advektion von Oberflächenwasser das Salz - und Temperaturfeld des Ozeans. Da die Antriebstemperaturen selber in diesen Experimenten als unveränderlich vorgeschrieben werden, kann keine Reaktion auf veränderte Ozeantemperaturen erfolgen. Ein rücktreibender oder dämpfender Effekt, wie er in der Natur einsetzen würde¹, ist nicht darstellbar. Hier deuten sich Fehlerquellen und Grenzen der Modellsimulation mit fest vorgegebenen Randbedingungen schon an.

4

¹Erhöhung der Atmosphärentemperatur, Verringerung des Temperaturgradienten zwischen mittleren und niedrigen Breiten und daraus folgend, die Verringerung des Windes, der die Temperaturanomalie verursacht hat.

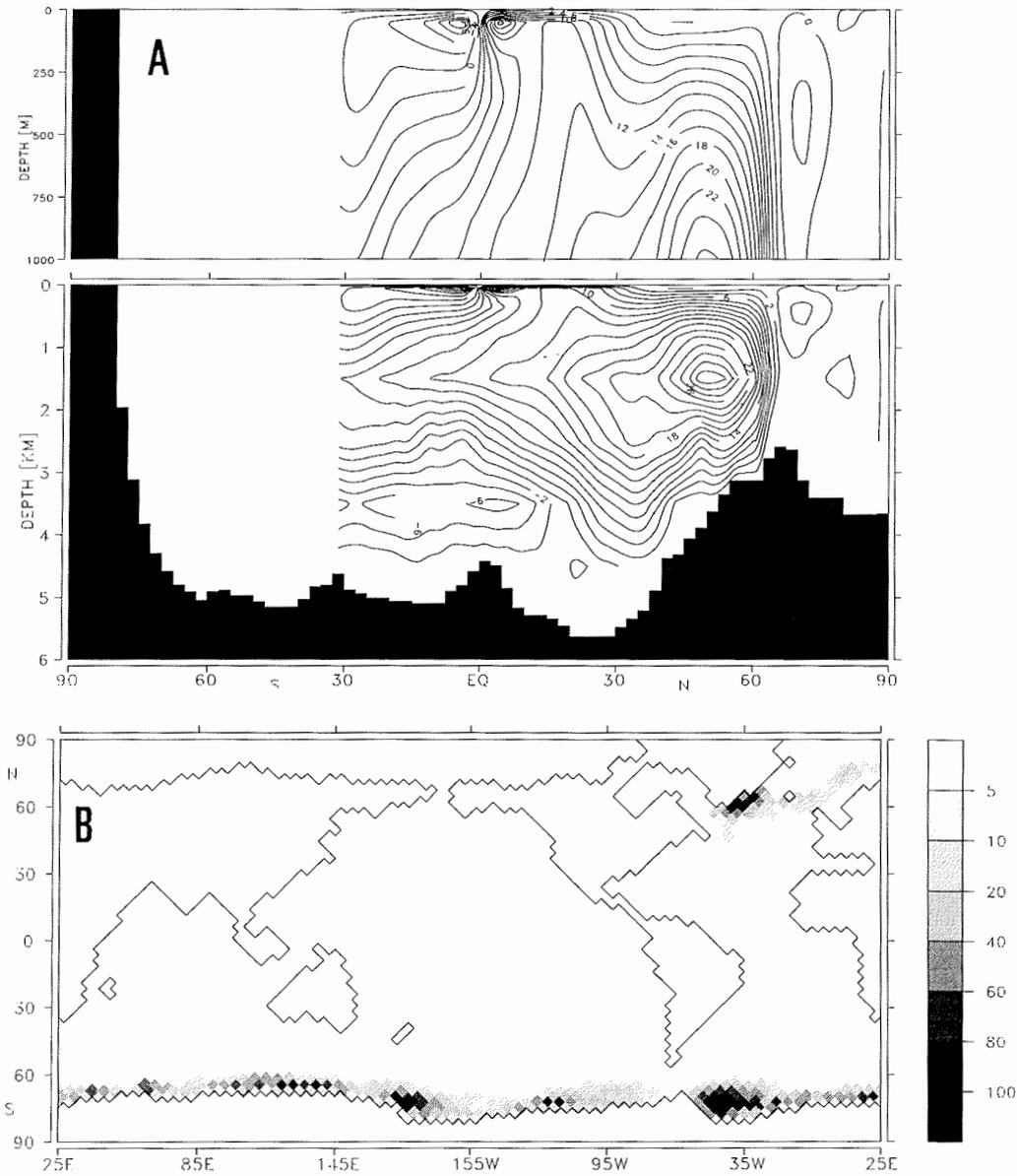


Abbildung 5.3: Gleichgewichtsszenario von $S1(r)$. Im Gegensatz zum Referenzexperiment wurden glaziale Windschubspannungen verwendet. (A): die zonal beckenintegrierte meridionale Stromfunktion des Atlantiks in [Sv], (B), die Verlustraten von potentieller Energie durch Konvektion in $[\frac{mW}{m^2}]$

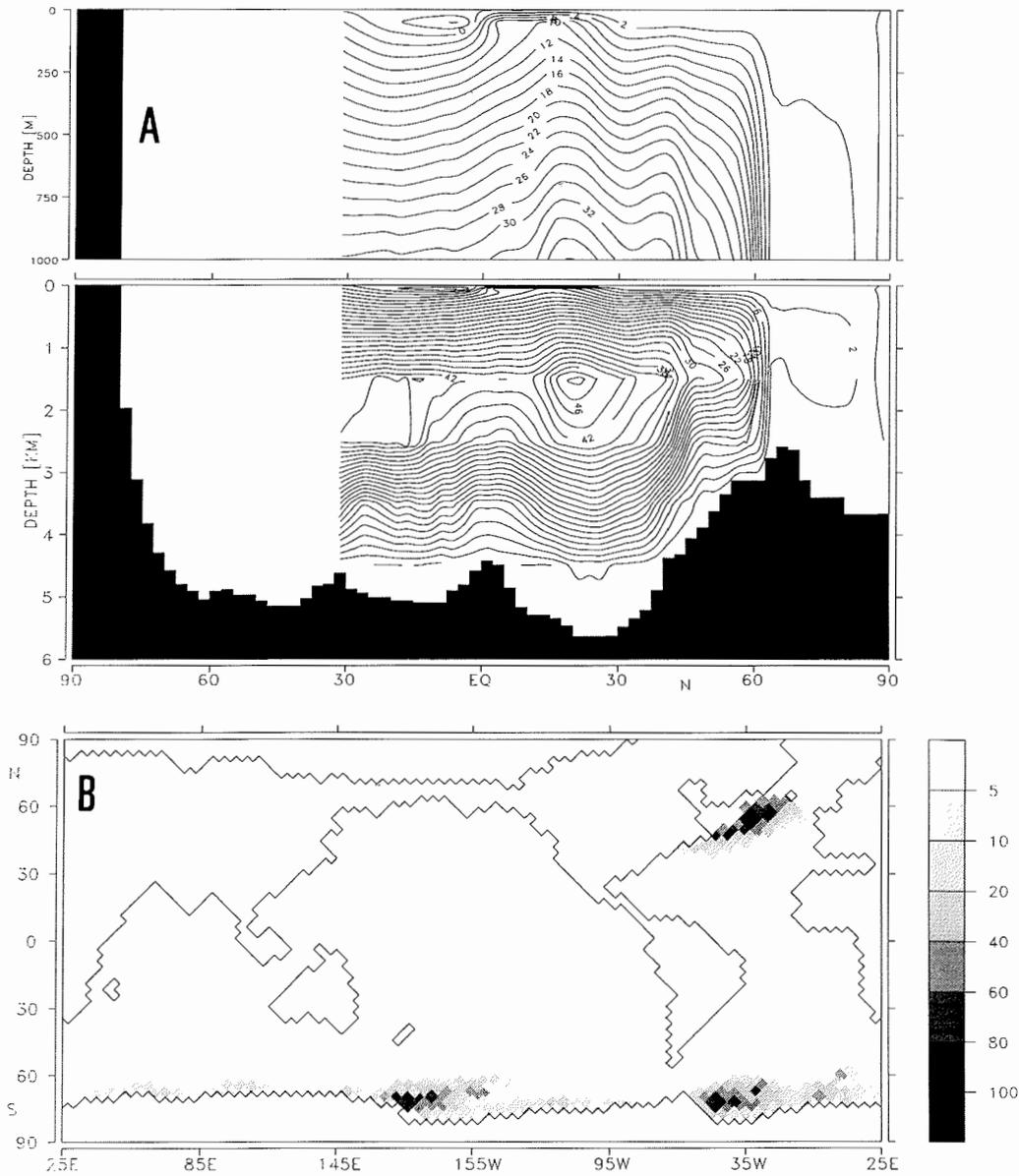


Abbildung 5.4: Gleichgewichtsszenario von S1(LGM). Im Gegensatz zum Referenzexperiment wurden rezente Windschubspannungen verwendet. (A): die zonal beckenintegrierte meridionale Stromfunktion des Atlantiks in [Sv], (B), die Verlustraten von potentieller Energie durch Konvektion in $\left[\frac{mW}{m^2}\right]$

5.1.4 S2: Sensitivität bzgl. Oberflächentemperaturen

Für diese Sensitivitätsexperimente wurde im Unterschied zu den Referenzläufen Ref(r) und Ref(LSG) die Oberflächentemperaturen ausgetauscht. Bei Lauf S2(r) muß sich zu heutigen Salzgehalten und Windschubspannungen, aber glazialen Oberflächentemperaturen (CLIMAP, 1981) ein Gleichgewicht einstellen, bei Modellauf S2(LGM) werden die rezenten COADS-Temperaturen als thermischer Antrieb verwendet. Im Globalmittel kann für das Glazial von einer 4 °C tieferen Mitteltemperatur ausgegangen werden. Besonders durch die ausgedehnten Meereisflächen können regionale Unterschiede aber wesentlich stärker sein. Der glaziale Temperaturdatensatz ist das Ergebnis eines ECHAM-Modellexperimentes zu Randbedingungen, die den CLIMAP-Karten entnommen wurden (LAUTENSCHLAGER & HERTERICH, 1990). Daher ist es möglich, einen Jahresgang der 2 m – Temperatur zur Verfügung zu haben, obwohl CLIMAP nur Aussagen über die August bzw. Februar-Temperatur macht.

Die Abbildungen (5.5) und (5.6) zeigen die beckenintegrierte meridionale Umwälzrate in [Sv] (A) und die Verluste an potentieller Energie durch Konvektion in $[\frac{mW}{m^2}]$ (B). Die Unterschiede zwischen Ref(r) und S2(r) und die zwischen Ref(LGM) und S2(LGM) sind drastisch, dafür ähneln sich aber die Modellläufe, die mit den gleichen Temperaturen angetrieben wurden. Die Abbildungen (5.5) und (5.6) werden mit den Abbildungen (5.1) und (5.2) verglichen, Gemeinsamkeiten und Unterschiede zwischen den Experimenten sind nachfolgend zusammengestellt.

- In beiden Modellläufen mit COADS-Oberflächentemperaturen als Antrieb, Ref(r) und S2(LGM) (Abb. (5.1.A) und (5.6.A)) ist eine antarktische Bodenwasserzunge vorhanden und in beiden Experimenten liegt das Maximum der meridionalen Zirkulation zwischen 50 und 60°N. Ebenfalls in beiden Experimenten findet Konvektion nördlich der Grönland - Island - Schottland Schwelle statt (Abb. (5.1.B) und (5.6.B)).
- Beide Modellläufe mit glazialen Oberflächentemperaturen nach CLIMAP (1988), S2(r) und Ref(LGM) (Abb. (5.2.A) und (5.5.A)) zeigen keine antarktische Bodenwasserzunge und das Maximum der meridionalen Zirkulation liegt zwischen 20°N und 30°N. Die maximale Transportrate beträgt in beiden Fällen 48 Sv. In beiden Experimenten ist die nördliche Tiefenwasserquelle ausgeschaltet (Abb. (5.2.B) und (5.5.B)).
- Die einzige Gemeinsamkeit zwischen den jeweils rezenten (S2(r) und Ref(r)) bzw. glazialen (S2(LGM) und Ref(LGM)) Modellergebnissen sind die oberflächennahen, windgetriebenen Zirkulationsmuster.

Analyse

An diesen Sensitivitätsexperimenten wird der Einfluß von nordatlantischem Tiefenwasser auf das antarktische Bodenwasser im Atlantik deutlich. Eine relativ schwach ausgeprägte Tiefenkonvektion im Nordatlantik, wie in den Experimenten Ref(r) und S2(LGM) dargestellt, erlaubt dem antarktische Bodenwasser weit nach Norden vordringen, eine starke thermohaline Zirkulation im Nordatlantik, wie in den Experimenten Ref(LGM) und S2(r) unterbindet dies.

Während die maximalen Umwälzraten von Ref(LGM) und S2(r) gut übereinstimmen, ist die von S2(LGM) gegenüber dem Experiment Ref(r) reduziert. Da der Salzgehalt des DUPLESSY-Datensatzes im Nordatlantik, wo Tiefenwasserbildung stattfindet niedriger ist, als der des LEVITUS-Datensatzes, führt die Kombination von süßeren Oberflächensalzgehalten und den höheren COADS-Temperaturen im Experiment S2(LGM) zu einer Abnahme der Oberflächendichte und somit zu geringerer Tiefenkonvektion im Vergleich zu Ref(r) und natürlich auch zu Ref(LGM).

Durch die höheren COADS-Temperaturen kommt es in den Experimenten S2(LGM) und Ref(r) in einer Zunge zwischen Island und Norwegen zu einer nicht ganzjährig geschlossenen Meereisdecke. Gefrieren im Winter verursacht hier einen Salzeintrag, es kommt zu den Konvektionen, die in den Abbildungen (5.1.B) und (5.6.B)) zu sehen sind. Bei den kälteren CLIMAP-Temperaturen ist ein Tauen des Meereises nicht mehr möglich. Es kommt im Norden nicht mehr zu einem jahreszeitlichen Signal im Oberflächensalzgehalt.

An diesem Experiment mit vertauschten Oberflächentemperaturen wird deutlich, wie wichtig eine möglichst genaue und fehlerfreie Vorgabe von Temperaturen ist. Schon geringe Fehler in den übergebenen thermischen Antrieben können Zirkulationsmuster produzieren, die mit den Vorstellungen und Meßdaten nicht übereinstimmen.

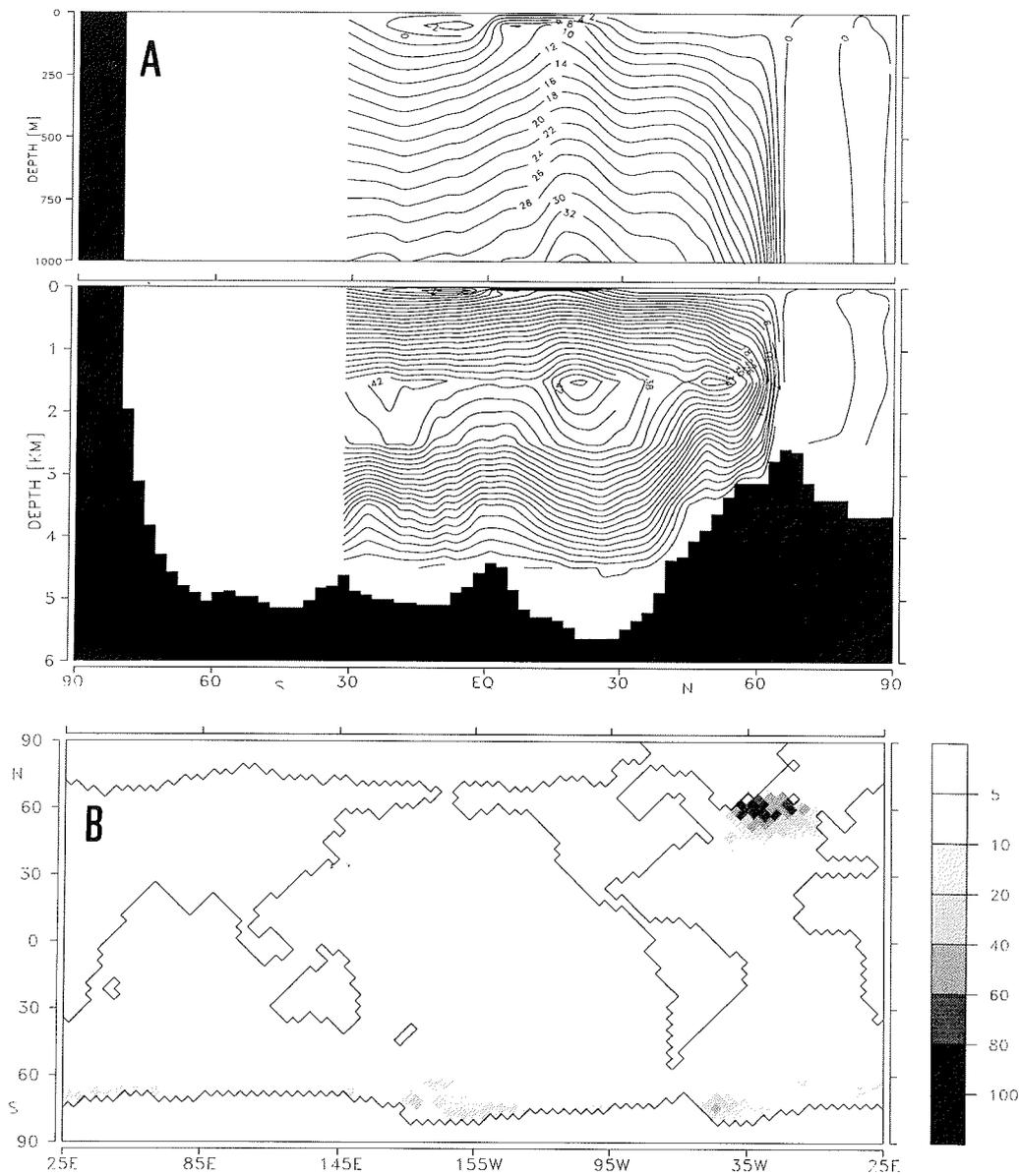


Abbildung 5.5: Gleichgewichtsszenario von $S2(r)$. Im Unterschied zu $Ref(r)$ wurden glaziale Atmosphärentemperaturen verwendet. (A): die zonal beckenintegrierte meridionale Stromfunktion des Atlantiks in [Sv], (B), die Verlustraten von potentieller Energie durch Konvektion in $[\frac{mW}{m^2}]$

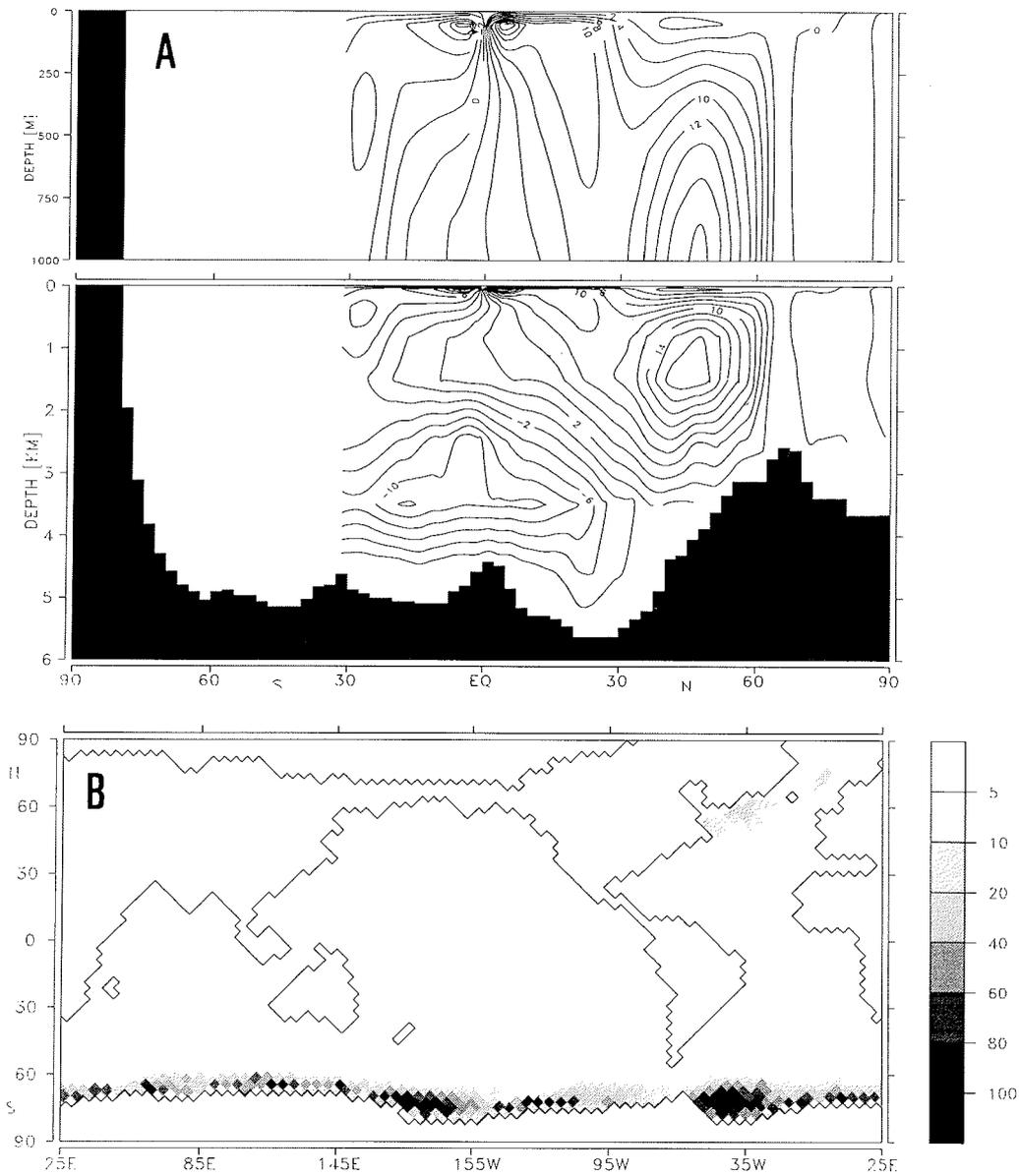


Abbildung 5.6: Gleichgewichtsszenario von S2(LGM). Im Unterschied zu Ref(LGM) wurden rezente Atmosphärentemperaturen verwendet. (A): die zonal beckenintegrierte meridionale Stromfunktion des Atlantiks in [Sv], (B), die Verlustraten von potentieller Energie durch Konvektion in $[\frac{mW}{m^2}]$

5.1.5 S3: Sensitivität bzgl. Oberflächensalzgehalten

Im Unterschied zu den Referenzexperimenten Ref(r) und Ref(LGM) wurden für die Sensitivitätsläufe S3(r) und S3(LGM) die Salzgehalte ausgetauscht. Der mittlere Salzgehalt im glazialen Ozean lag ca. 1 psu über dem heutigen Mittel. Im Nordatlantik waren aber die Werte an der Oberfläche den Daten zufolge bis zu 0.5 psu niedriger. Daraus folgt, daß die meridionale Umwälzrate im Atlantik in S3(r) gegenüber Ref(r) bei gleichem thermischen Antrieb leicht abnehmen konnte (Abb.(5.7.A)). In Experiment S3(r) wird eine maximale Transportrate von 20 Sv erreicht, daß ist eine Reduktion um 2 Sv gegenüber Ref(r). In beiden Experimenten ist eine antarktische Bodenwasserzunge sichtbar, im Experiment S3(r) ist sie rund 4 Sv stärker.

Die meridionale Umwälzrate des Experiment S3(LGM) (Abb.(5.8.A)) ist gegenüber dem Referenzlauf zu glazialen Antrieben Ref(LGM) um 12 Sv erhöht und genauso wie in Ref(LGM) fehlt in S3(LGM) die antarktische Bodenwasserzunge. Der höhere Salzgehalt der LEVITUS-Daten im Nordatlantik bewirkt dichteres Oberflächenwasser als in Ref(LGM) und somit eine Zunahme der Konvektionsereignisse, wie die Abbildungen (5.8.B) und (5.2.B) im Vergleich zeigen. Eine verstärkte Tiefenkonvektion südlich von Grönland setzt eine Ausgleichsströmung von Süden in Gang, die wiederum salziges Wasser in die Konvektionsgebiete transportiert.

Analyse

Ein vergleichsweise geringerer Oberflächensalzgehalt im Nordatlantik schwächt die Tiefenkonvektion ab, ein höherer verstärkt sie. Dies ist nach den Ergebnissen der Abschnitte (5.1.4) und (5.1.3) nicht verwunderlich. Mäßige Variationen in der Temperaturverteilung in hohen Breiten können dies unterstützen oder hemmen, aber schwerlich unterbinden. Um den Effekt von 1 psu Zunahme im Oberflächensalzfeld auf das Dichtefeld zu kompensieren, muß die Temperatur um 4 °C zunehmen. Diese Abschätzung ist für einen Temperaturbereich zwischen 7 und 0°C gültig (DIETRICH ET AL., 1975).

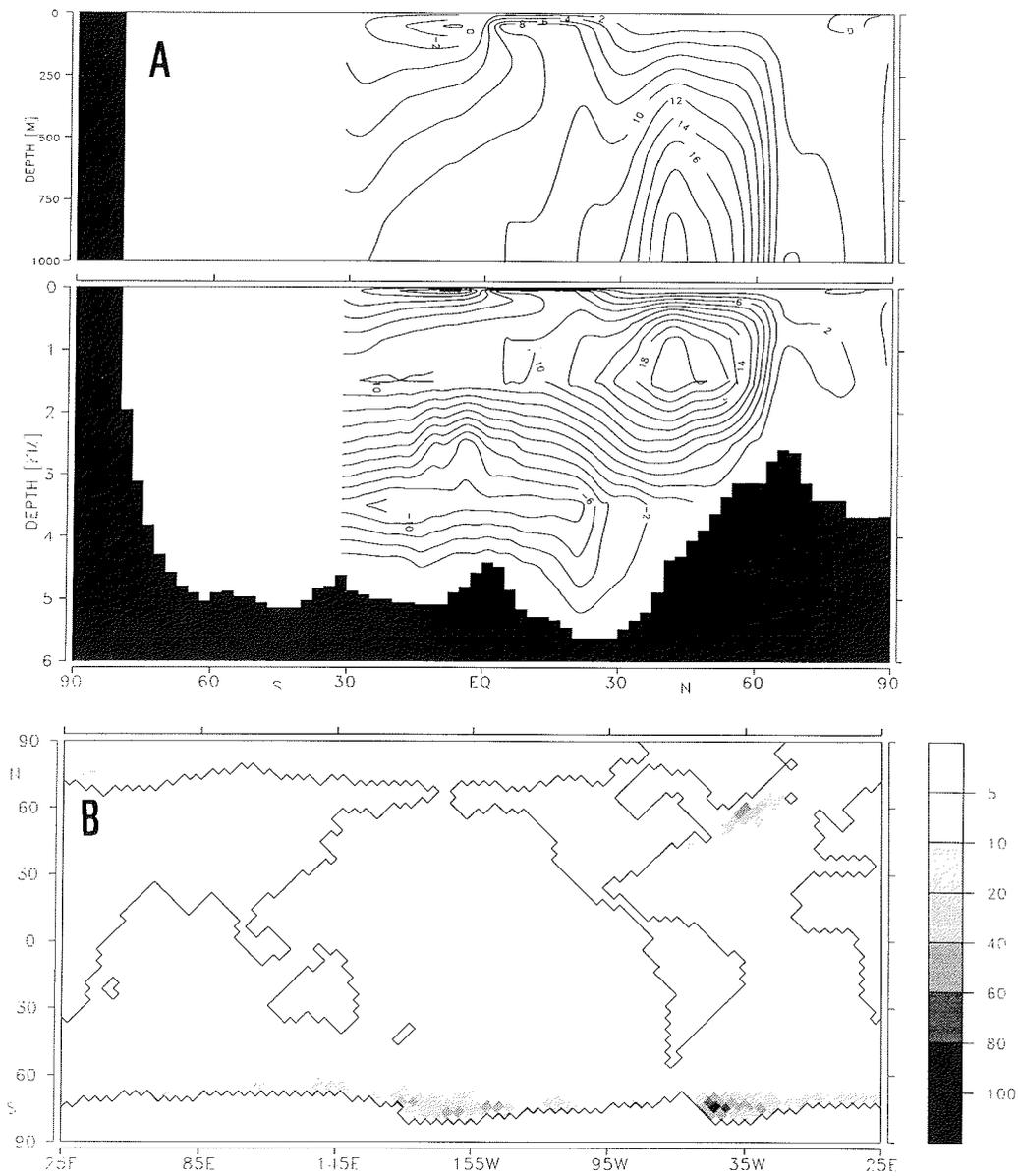


Abbildung 5.7: Gleichgewichtsszenario von S3(r). Im Unterschied zu Ref(r) wurden glaziale Oberflächensalzgehalte verwendet. (A): die zonal beckenintegrierte meridionale Stromfunktion des Atlantiks in [Sv], (B), die Verlustraten von potentieller Energie durch Konvektion in $[\frac{mW}{m^2}]$

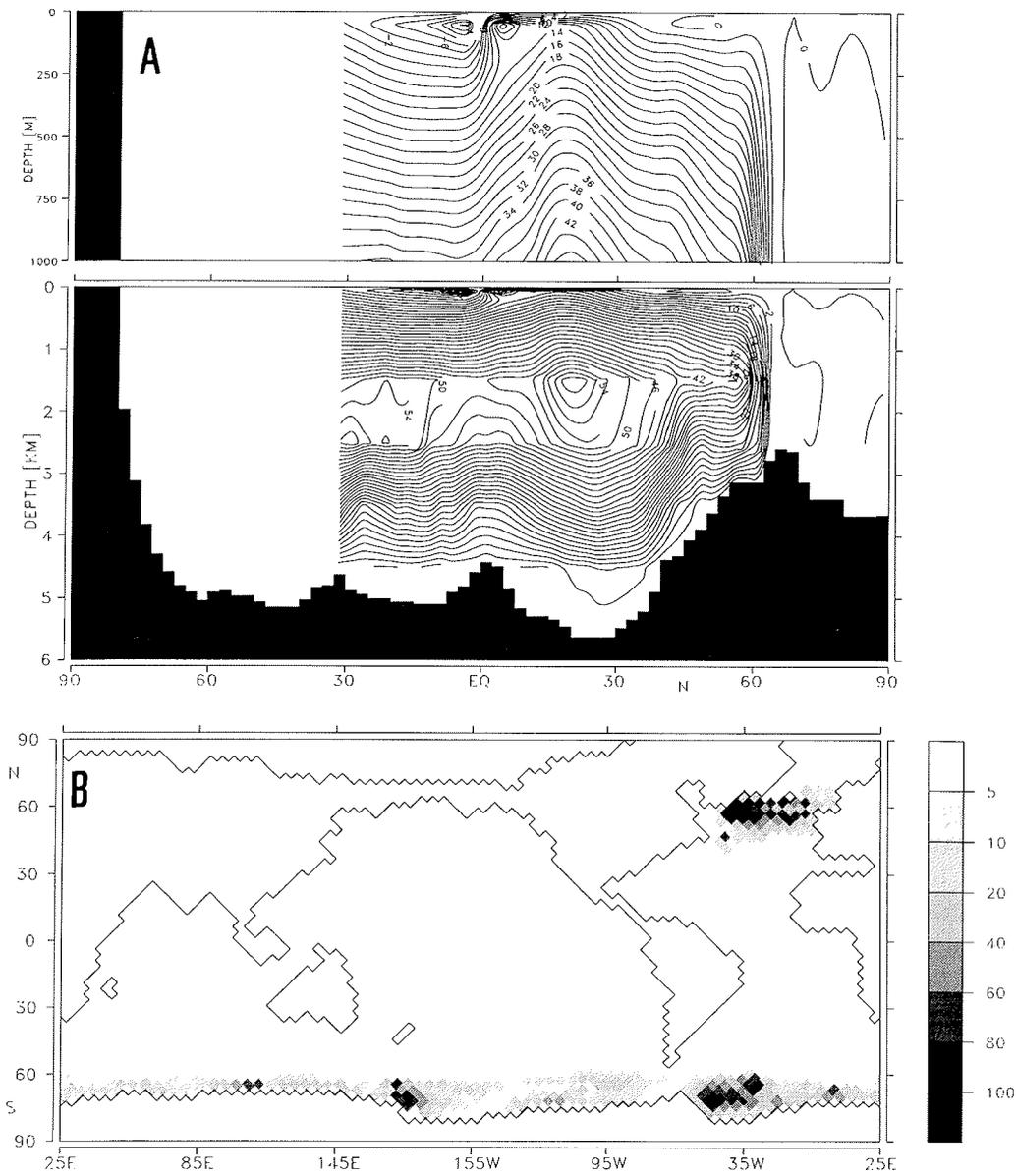


Abbildung 5.8: Gleichgewichtsszenario von S3(LGM). Im Unterschied zu Ref(LGM) wurden rezente Oberflächenalzgehalte verwendet. (A): die zonal beckenintegrierte meridionale Stromfunktion des Atlantiks in [Sv], (B), die Verlusten von potentieller Energie durch Konvektion in $[\frac{mW}{m^2}]$

5.1.6 S4: Experimente ohne zusätzliche Temperaturadvektion

In den vorhergehenden Experimenten wurden die von MAIER-REIMER & MIKOLAJEWICZ (1993) entwickelte Modellkonfiguration unverändert verwendet. In diesen Sensitivitätsexperimenten S4(r) und S4(LGM) wird hingegen auf die Veränderung von Monatsmitteltemperaturen durch eine Temperaturadvektion mit dem mittleren Wind verzichtet. Die resultierenden Gleichgewichtszustände von S4(r) und S4(LGM) unterscheiden sich augenfällig in der Stärke der meridionalen Zirkulation von ihren jeweiligen Referenzläufen Ref(r) und Ref(LGM) mit der Advektion.

Diese Temperaturadvektion erniedrigt die Temperaturen küstennah in hohen und erhöht sie in niedrigen Breiten. Ein Abschalten verringert demnach den Temperaturgradienten zwischen Äquator und Pol und führt somit zu einer Verringerung der Meridionaltransporte. Zwischen Ref(LGM) und S4(LGM) liegt diese Abnahme bei 14 Sv, zwischen Ref(r) und S4(r) bei 8 Sv. Die grundlegende Struktur der Zirkulation zwischen den Referenzexperimenten und den entsprechenden Sensitivitätstests ist zwar unverändert (bzgl. dem antarktischen Bodenwasser und der Lage des Zentrums der Meridionalzirkulation), aber der Nord-Süd Schnitt des Laufes S4(r) (Abb. (5.9.A)) entspricht sowohl in der Stärke als auch im Muster in etwa demjenigen, den SARNTHEIN ET AL.(1994) für die atlantische Zirkulation zu Glazialzeiten aus Tiefseesedimenten ableiten konnte.

Analyse

Die gemessene COADS-Klimatologie gibt die rezenten Temperaturverhältnisse an der Meeresoberfläche wieder. Über Ozeanflächen können sich Atmosphären- und Ozeanoberflächentemperatur nicht stark unterscheiden, da turbulente Austauschprozesse die Temperaturgradienten abbauen. Es scheint aber so, als ob das Ozeanmodell nicht in der Lage ist, ohne Modifikation der Monatsmitteltemperaturen Tiefenwasser in den beobachteten Raten zu bilden. Die zusätzliche Berücksichtigung einer Temperaturadvektion mit dem mittleren Wind erzwingt eine Abkühlung und somit eine Zunahme der Tiefenwasserproduktion im Nordatlantik (MAIER-REIMER ET AL., 1993). Diese Advektionen variieren das Monatsmittel einer Zeit von 2 Tagen entsprechend und werden als kurzskalige Phänomene, wie z.B. Kaltluftausbrüche vom grönländischen Inlandeis, interpretiert. Da der mittlere Wind nicht variabel ist, bewirkt dieser Mechanismus nur eine lokal feste Temperaturreduktion. Über die Dauer der „Advektion“ kann die Produktion von Tiefenwasser so eingestellt werden, daß sie mit gemessenen Raten übereinstimmt. Aufgrund der zeitlichen Auflösung des Modells mit einem Zeitschritt von einem Monat ist natürlich nicht zu erwarten, daß solche Kaltluftausbrüche simuliert werden können. Da Messungen aber bestätigen, daß hierdurch ein Teil der Tiefenwasserproduktion ausgelöst werden kann, ist eine Parametrisierung für heutige Verhältnisse notwendig und auf die oben beschriebene Weise legitim. Ob sie für die Simulation der glazialen Verhältnisse aber sinnvoll ist, ist fraglich, da sie auf das Erreichen der heute gemessenen Raten hinzielt.

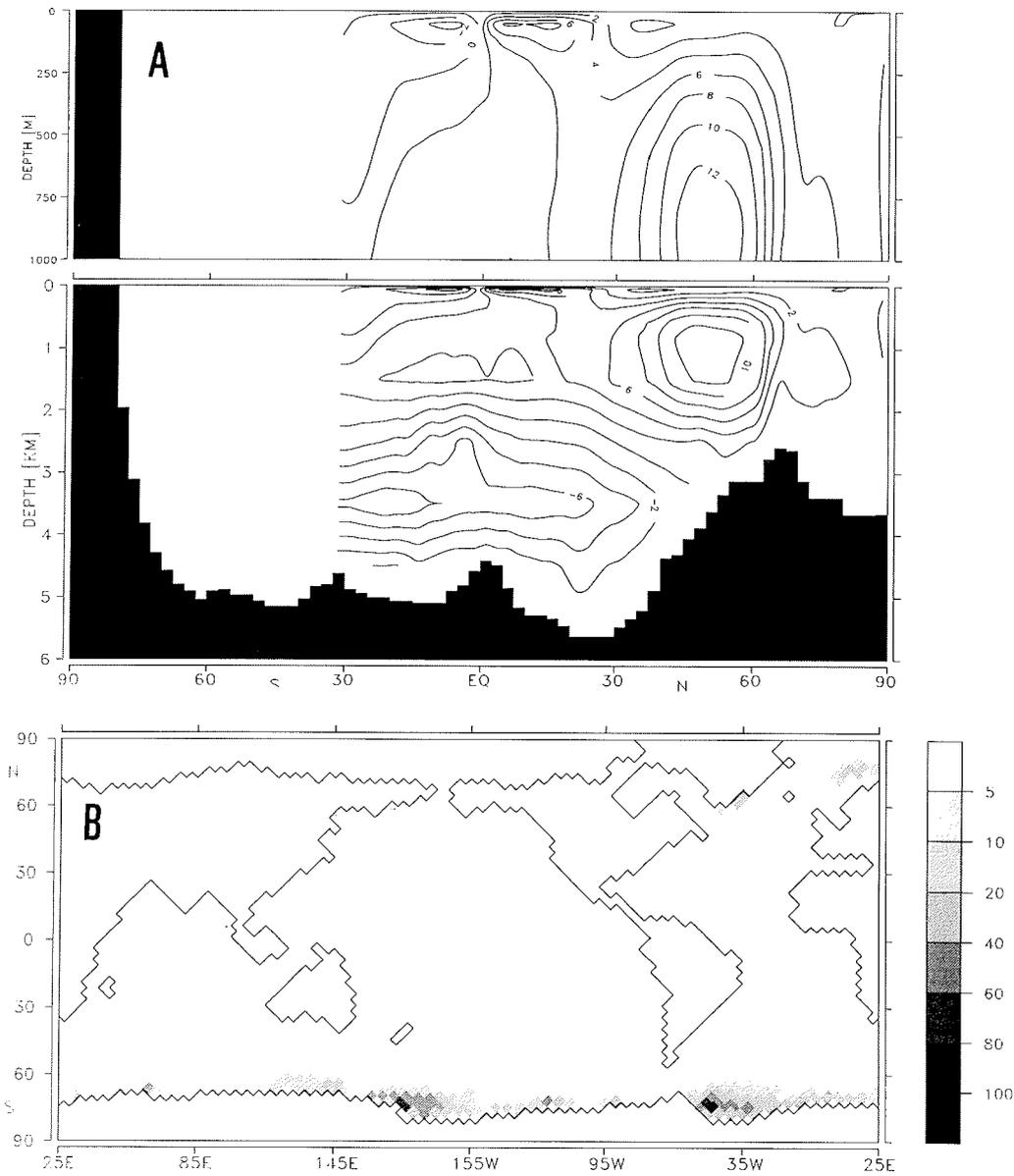


Abbildung 5.9: Gleichgewichtsszenario von S4(r). Im Unterschied zu Ref(r) wurden keine Temperaturveränderungen mit dem mittleren Wind berücksichtigt. (A): die zonal beckenintegrierte meridionale Stromfunktion des Atlantiks in [Sv], (B), die Verlustraten von potentieller Energie durch Konvektion in $[\frac{mW}{m^2}]$

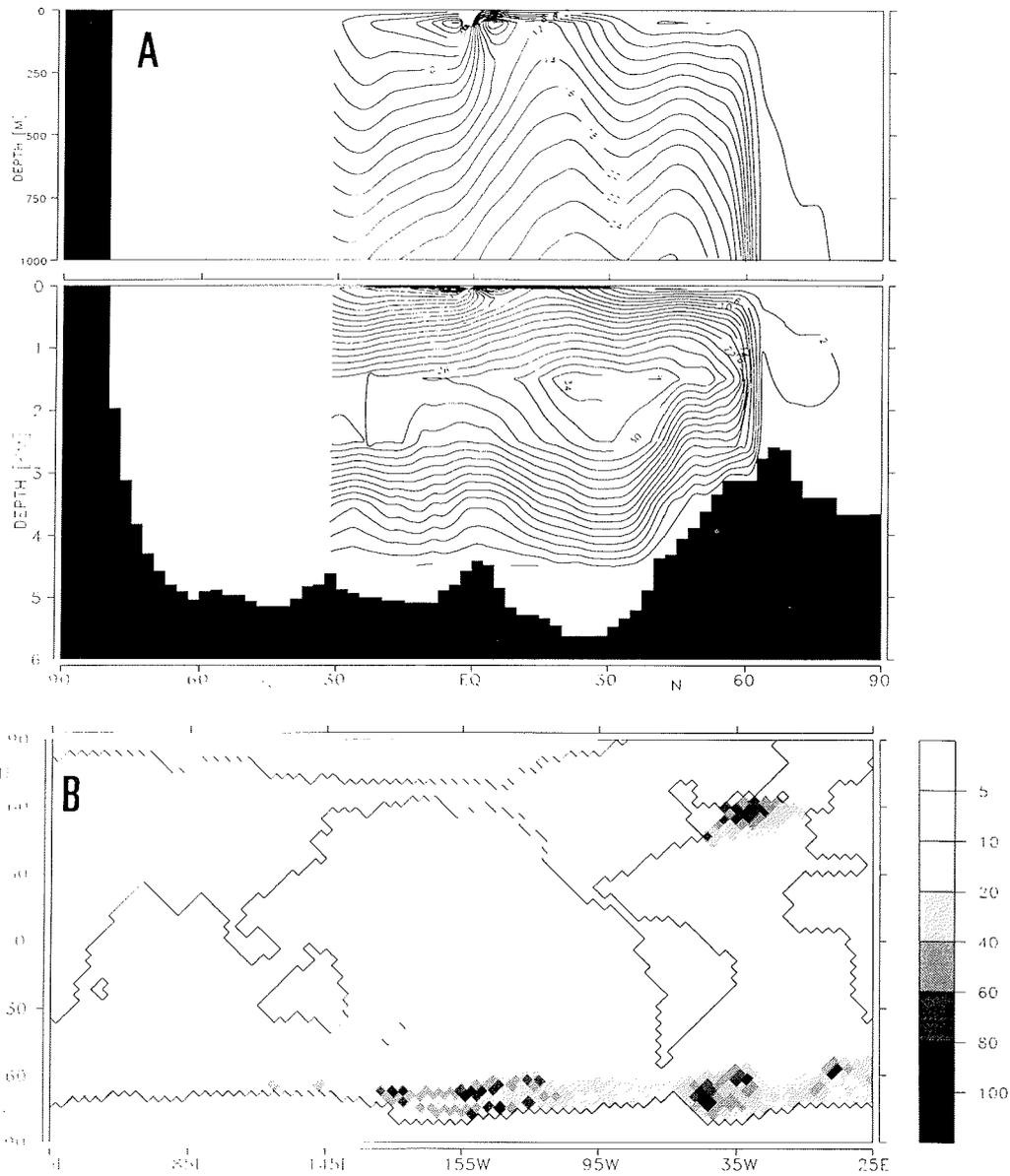


Abbildung 5.10: Gleichgewichtsszenario von S4(LGM). Im Unterschied zu Ref(LGM) wurden keine Temperaturveränderungen mit dem mittleren Wind berücksichtigt. (A): die zonal beckenintegrierte meridionale Stromfunktion des Atlantiks in [Sv], (B), die Verlustraten von potentieller Energie durch Konvektion in $\left[\frac{mW}{m^2}\right]$

5.2 Konsequenzen aus den Sensitivitätstests

5.2.1 Konsequenzen bzgl. der Antriebsfelder (S5)

Die Ergebnisse der vorangegangenen Abschnitte zeigen, daß eine vernünftige Modellierung eines Klimazustandes nicht ohne ausreichend gute Kenntnis der Oberflächenantriebsfelder möglich ist. Dennoch sind hier unterschiedliche Anforderungen an die Genauigkeit der Daten zu stellen: die Oberflächentemperatur und der Salzgehalt scheinen besonders kritische Variablen zu sein, wenn man die Produktion von Tiefenwasser im Nordatlantik darstellen will. Schon geringe Variationen im Oberflächensalzgehalt in bestimmten kritischen Regionen können eine Produktion von Tiefenwasser anregen oder auch verhindern.

Für die heutigen Verhältnisse haben die Daten der beiden kritischen Größen eine ausreichende Genauigkeit, aber für das Glazial existieren nur wenige Daten und die wiederum sind mit großen Fehlern behaftet. Allgemein wird angenommen, daß der Salzgehalt aus $\delta^{18}O$ -Analysen nicht besser als mit einer Genauigkeit von 0.5 psu abzuleiten ist (DUPLESSY ET AL., 1991; LABEYRIE ET AL., 1992). Wie schon in Kapitel (2) ausgeführt, handelt es sich außerdem bei dem hier benutzten Oberflächensalzgehaltsfeld von DUPLESSY um ein Antriebsfeld, das in erster Linie die Sommerverhältnisse widerspiegelt. Aufgrund dieser Unsicherheiten scheint es sinnvoll, die Rückstellkonstante für den Oberflächensalzgehalt abweichend von der Modellkonstellation nach MAIER-REIMER & MIKOLAJEWICZ (1993) von 2 auf 6 Monate anzuheben. Diese Abschwächung der Kopplung des Salzgehaltes in der obersten Ozeanschicht an den Antrieb erlaubt einen stärkeren Einfluß von advektiven Prozessen auf die Wassermassencharakteristiken. Dies bedeutet aber auch, daß ein Ozeanzustand mit höheren Umwälzraten, wie er sich beispielsweise zu glazialen Randbedingungen eingestellt hat, stärker beeinflusst werden wird, als Experimente mit der geringeren thermohaliner Zirkulation.

Da das glaziale Oberflächensalzfeld mit Ausnahme des Nordatlantiks einen höheren Salzgehalt hat als das rezente Antriebsfeld, verursacht die starke Konvektion im Norden eine Advektion von salzigem Wasser aus dem Süden. Das Dichtefeld wird jetzt hierdurch stärker beeinflusst, als bei Verwendung der stärkeren Kopplung der Fall wäre. Es ist daher nicht verwunderlich, daß die meridionalen Transporte im Experimente S5 (LGM) gegenüber Ref(LGM) leicht zunehmen (Abbildung (5.11.B)).

Die Abschwächung der Kopplung mag daher auf den ersten Blick nicht dazu dienen, die nordatlantische Zirkulation des letzten Hochglazials, wie sie Messungen zufolge vorgelegen haben soll, zu modellieren. Sie birgt aber den Vorteil, daß der Ozean weniger stark an möglicherweise fehlerhafte Antriebsdaten herangezogen wird. Durch die längere Rückstellkonstante wird dem Ozean stärker erlaubt, einen eigenen Jahresgang z.B. durch Salzadvektion oder Aufbau und Schmelzen von Meereis zu entwickeln².

²Da hier ein rein thermodynamisches Meereismodell verwendet wird, wird dies im Vergleich zur Salz

Das Ergebnis des rezenten und des glazialen Laufes mit der reduzierten Rückstellkonstanten $S5(r)$ und $S5(LGM)$ sind in Abb. (5.11) zu sehen. Im Vergleich von $S5(r)$ zum Referenzlauf $Ref(r)$ (Abb. (5.1)) sind in der nordatlantischen Meridionalzirkulation keine starken Unterschiede sichtbar. Die prinzipiellen Muster der heutigen Zirkulation sind also weiterhin darstellbar, aber der Unsicherheit im Oberflächensalzgehalt für glaziale Bedingungen kann hierdurch besser Rechnung getragen werden.

advektion nur einen sekundären Beitrag zum Jahresgang leisten.

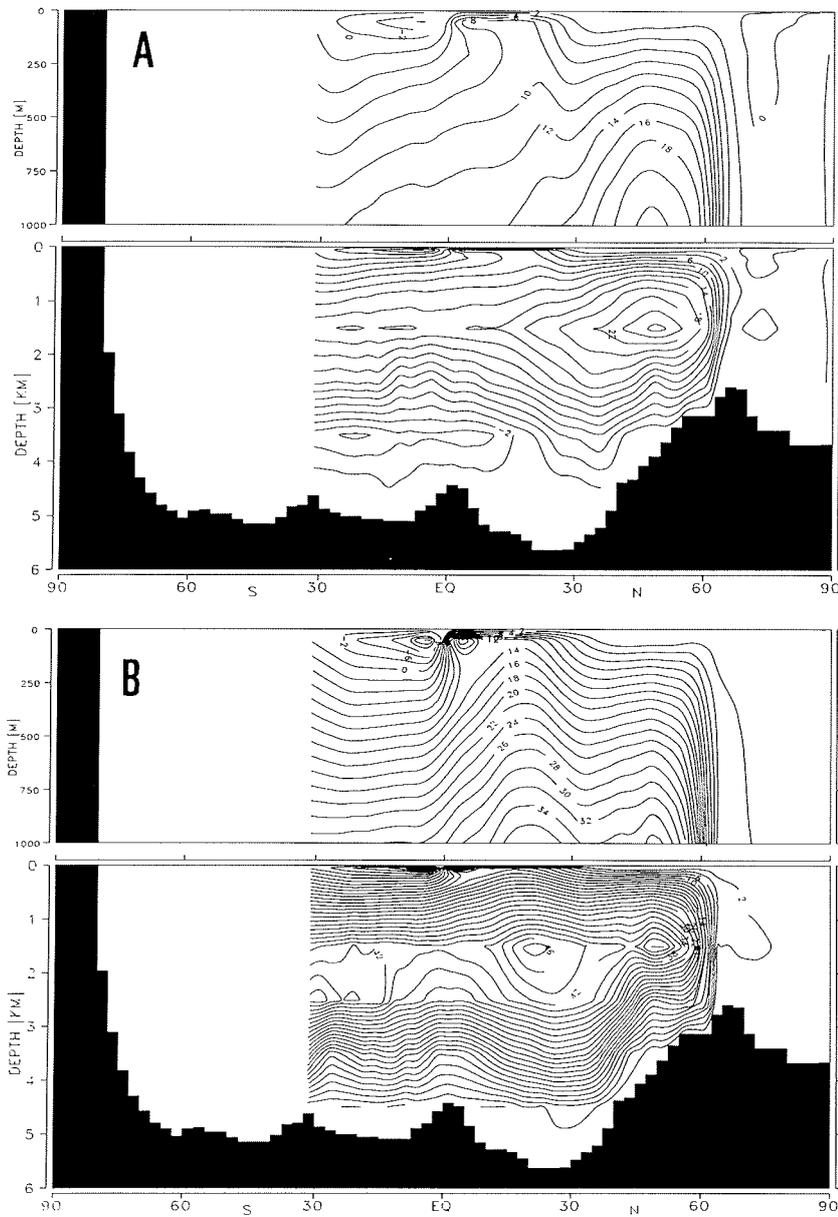


Abbildung 5.11: Die beckenintegrierte meridionale Zirkulation im Atlantik in [Sv] für die Gleichgewichtsszenarien von S5(r) (A) und S5(LGM) (B) mit einer Relaxationskonstante für den Oberflächensalzgehalt von 6 Monaten.

5.2.2 Konsequenzen bzgl. der Modellkonfiguration

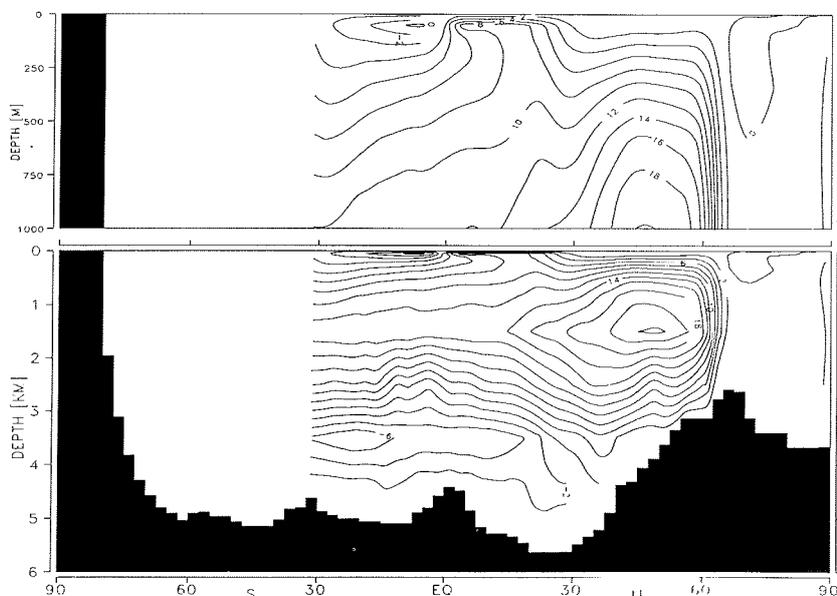


Abbildung 5.12: Die meridionale Zirkulation im Atlantik zu rezenten Randbedingungen. Der Oberflächensalzgehalt wurde im europäischen Nordmeer im Unterschied zu den LEVITUS-Daten um 0.5 psu reduziert.

Wenn die prinzipiellen Eigenschaften der heutigen globalen Ozeanzirkulation vom Modell zufriedenstellend wiedergegeben werden können, sind auch Ergebnisse glaubhaft, die ein Modellsystem unter Verwendung gänzlich anderer Randbedingungen darstellt. Nach den Resultaten der Sensitivitätsexperimente muß von diesem Grundsatz aber abgerückt werden, denn es scheint so, als ob die Modellkonfiguration, wie sie von MAIER-REIMER & MIKOLAJEWICZ (1993) eingeführt wurde, nicht dazu geeignet ist, glaziale Verhältnisse darzustellen. Die wichtigsten Punkte der Argumentationskette sind hier noch einmal zusammengetragen.

In der Natur entsteht durch Entrainment aus dem im europäischen Nordmeer gebildeten Tiefenwasser beim Überströmen der Grönland - Island - Schottland - Schwelle (3 - 5 Sv) ein erheblicher Anteil des nordatlantischen Tiefen- und Zwischenwassers von ca. 15 Sv (KRAUSS, 1995). Im Modell dagegen ist ein Überströmen dieser Schwelle nur unvollkommen dargestellt. Diese Modellschwäche tritt bei den meisten Ozeanmodellen mit geringer Auflösung auf (GERDES, 1993). Die Tiefenwasserquellen im europäischen Nordmeer sind

in allen Experimenten existent, die mit den Oberflächensalzgehalten von LEVITUS angetrieben wurden. Aber Abschnitt (5.1.6) zeigte, daß das Modell ohne eine zusätzliche lokale Abkühlung des Temperaturfeldes im Monatsmittel unter heutigen Randbedingungen ein Zirkulationsmuster im Atlantik darstellt, das verglichen mit Messungen viel zu schwach ist.

Um zu untermauern, daß die Überströmung der Grönland - Island - Schottland Schwelle und die damit verbundene Vermischung des dichtesten Wassers mit Wassermassen südlich der Schwelle nicht genauso effektiv wie in der Natur stattfindet, wurde ein letztes Sensitivitätsexperiment durchgeführt. Der Oberflächensalzgehalt im europäischen Nordmeer wurde pauschal um 0.5 psu gegenüber den LEVITUS-Daten reduziert. Hierdurch wurde ein Abschalten der Tiefenwasserquelle nordwestlich von Norwegen erreicht. Die Abbildung (5.12) zeigt die meridionale Zirkulation im Atlantik. Ein Vergleich mit der Abb. (5.1.A) macht deutlich, daß das Ozeanmodell auf diese Abschaltung nicht mit der zu erwartenden starken Reduktion der Tiefenwasserproduktion um bis zu 15 Sv reagiert. Der maximale Betrag der Zirkulation nimmt nur um 1 Sv ab.

Schlüsse

Der Einfluß der im europäischen Nordmeer gebildeten dichten Wassermassen auf das nordatlantische Tiefenwasser kann im Modell nicht realistisch dargestellt werden. Ob eine Überströmung aufgrund der groben vertikalen Auflösung nicht möglich ist, oder ob ein zu diffusives Advektionsschema dies verursacht, ist fraglich. Das Resultat von $S4(r)$ legt zudem nahe, daß die Modellierung der gemessenen Gesamtsumme des nach Süden abfließenden Tiefenwassers für heutige Verhältnisse alleine mit klimatologischen Oberflächentemperaturen und Salzgehalten nicht darstellbar ist. Eine zusätzlich eingeführte Abkühlung der Temperaturen ist nötig, um zu erreichen, daß das gesamte Tiefenwasser, das in der Realität aus zwei Quellen stammt, in der südlicheren Quelle alleine gebildet wird. Die gemessene Gesamtsumme des Meridionaltransportes kann so zwar reproduziert werden, allerdings auf Kosten einer korrekten Gewichtung der verschiedenen Produktionsorte.

Für das letzte glaziale Maximum bedeutet diese Modellkonfiguration, daß, obwohl ein Abschalten der nördlichen Quelle dargestellt werden kann, eine Auswirkung auf den atlantischen Transport im Modell nicht zu erwarten ist. Auf der anderen Seite wird die Quelle südlich der Schwelle weiterhin überschätzt. Eine den Vorstellungen entsprechende Darstellung des Ozeanzustandes zu Glazialzeiten wäre daher mit dieser Modellkonfiguration auch nicht möglich, wenn alle Antriebsfelder vollkommen bekannt wären. Es besteht für die folgenden Glazialläufe keine Notwendigkeit, durch Temperaturmodifikation die Modellschwäche bei der Überströmung von Schwellen zu kompensieren.

Kapitel 6

Experimente mit dem E-OGCM

In den Experimenten des vorhergehenden Kapitels (5) wurde gezeigt, wie das Ozeanmodell auf vorgegebene Randbedingungen reagiert. Für die glazialen Verhältnisse diente der CLIMAP-Temperaturdatensatz als Antrieb, der im Vergleich zu heutigen Temperaturwerten vor allem in mittleren und hohen Breiten geringere Werte aufweist. Diese tieferen Temperaturen führten einerseits zu stärkerer Meereisausdehnung und damit einhergehend, zu Salzzutrag in die oberste Ozeanschicht. Andererseits verringern tiefe Atmosphärentemperaturen auch die Ozeanoberflächenwerte. Beide Effekte haben einen verstärkenden Einfluß auf die thermohaline Zirkulation im Nordatlantik. Dies wiederum verursacht in der Natur einen Ausgleichsstrom von warmem Oberflächenwasser aus dem Süden, der in der Folge die Ozean- und Atmosphärentemperaturen erhöht. Dadurch wird die Aktivität der thermohalinen Zirkulation verringert. Dieser negative Rückkopplungseffekt, der in den Experimenten des Kapitels (5) durch die feste Vorgabe der Antriebstemperatur ausgeschlossen wurde, kann in den folgenden Modellläufen wirksam werden.

Bei den in diesem Kapitel beschriebenen Experimenten geht es nicht in erster Line darum, einen glazialen Ozeanzustand nachzubilden, der mit Bohrkerndaten übereinstimmt. Vielmehr sollen die Möglichkeiten und Schwächen des Energiebilanzmodelles dargestellt und die Reaktion des gekoppelten Systems im Gegensatz zu Systemen, die mit festen Randbedingungen arbeiten, untersucht werden.

In diesem Kapitel werden Gleichgewichtszustände des gekoppelten Systems von Ozean- und Energiebilanzmodell vorgestellt. Im Energiebilanzmodell werden die Temperaturen am Erdboden, bzw. über der Wasseroberfläche in Abhängigkeit von den jeweiligen ozeanischen Gegebenheiten und der Strahlungsbilanz zu jedem Zeitschritt neu berechnet. Das verwendete Energiebilanzmodell wurde in Abschnitt (3.1) vorgestellt, Tabelle (6.1) gibt eine Übersicht über die unterschiedlichen Antriebe bzw. Konfigurationen.

Für die Experimente wurden die Anfangsbedingungen aus Tabelle (3.1) und die Randbedingungen aus Tabelle (3.2) bzw. Tabelle (6.1) verwendet. Als Konsequenz aus den

Experiment	Vorschrift für Meereis		Antrieb	
	Nordhem.	Südhem.	haliner Antrieb	Beschreibung
ERef(r)	Eis (r)	Eis (r)	R	Abschnitt 6.1
ERef(g)	Eis (g)	Eis (g)	G	Abschnitt 6.1
Alb(r)	Albedo	Albedo	R	Abschnitt 6.2.1
Kv(r)	keine V.	keine V.	R	Abschnitt 6.2.1
Alb(g)	Albedo	Albedo	G	Abschnitt 6.2.2
Kv(g)	keine V.	keine V.	G	Abschnitt 6.2.2
MEns(g)	Albedo	Eis (g)	G	Abschnitt 6.2.3
Salz(g)	Albedo	Eis (g)	$G + \Delta S$	Abschnitt 6.3
Swf 1 - 5	Albedo	Eis (g)	diag. SWF	Abschnitt 6.4.1

Tabelle 6.1: Übersicht über Randbedingungen der Experimente dieses Kapitels. Eis = Meereisausdehnung im Jahresgang wird vorgeschrieben. Albedo = Meereisalbedo wird vorgeschrieben. keine V. = Meereismodell arbeitet ohne Einschränkung. haliner Antrieb: R = Salzfeld nach Levitus (1982), G = Salzfeld nach Duplessy et al. (1991) im Nordatlantik, sonst Levitus (1982) + 1psu. $G + \Delta S$ = variiertes, glaziales Datensatz, diag. SWF = aus verschiedenen Experimenten diagnostizierte Süßwasserflüsse werden vorgeschrieben.

Ergebnissen des vorhergehenden Kapitels wurde die Modellkonfiguration in zwei Punkten verändert:

- die Zeitkonstante für die Anpassung des Salzgehaltsfeldes in der obersten Ozeanschicht an das vorgeschriebene Oberflächensalzgehaltsfeld wurde von 2 auf 6 Monate heraufgesetzt,
- eine künstliche Änderung derjenigen Temperatur, die das Energiebilanzmodell errechnet, durch advektive Prozesse mit dem mittleren Wind wurde nicht durchgeführt.

In Abschnitt (6.1) wird das gekoppelte Gleichgewicht für rezente bzw. glaziale Randbedingungen vorgestellt und beurteilt (Experimente ERef(r) und ERef(g)). Anschließend wird in Abschnitt (6.2) die Sensitivität des Systems auf die Meereisbildung untersucht (Experimente Alb(r) und Alb(g). Kv(r) und Kv(g)) und in Abschnitt (6.3) wird Auskunft über die Empfindlichkeit des gekoppelten Systems gegenüber einer Variation des Oberflächensalzgehaltes gegeben (Experiment Salz(g)). Den Abschluß des Kapitels bilden die Abschnitte (6.3) und (6.4.1), in denen die unterschiedliche Empfindlichkeit des Ozeanmodells bzgl. Salzantriebe bzw. Süßwasserzuträge benutzt wird, um Oberflächensalzgehalte abzuleiten, die eine Darstellung der glazialen Zirkulation im Atlantik erlauben (Experimente Swf 1 - 5).

6.1 Die Referenzzustände (ERef)

Aus den Referenzläufen Ref(g) und Ref(LGM) zu festen glazialen bzw. rezenten Randbedingungen, wie sie in Abschnitt (5.1.2) vorgestellt wurden, sind die Jahresgänge des Meereises entnommen worden. Diese werden dem Modell während der Referenzexperimente ERef(g) und ERef(r) dieses Abschnittes vorgeschrieben.

Diese Maßnahme bedarf einer Erläuterung. Die Bildung und das Abschmelzen des Meereises ist für eine realitätsnahe Simulation der Ozeanzirkulation von entscheidender Bedeutung. Da dieses Ozeanmodell nur ein thermodynamisches Meereismodell enthält (Abschnitt (3.3.3)), ist es nicht möglich, einen korrekten vertikalen Süßwasserfluß oder eine realistische Darstellung der Verdriftung des Eises durch den Wind darzustellen. Fehler in der Meereisverteilung führen zu lokal stark fehlerhaften Albedowerten, die wiederum großen Einfluß auf die Strahlungsbilanz am betrachteten Ort haben. Fehler in der Verdriftung des Meereises führen zu Fehlern im Oberflächensalzgehalt. Durch das Vorschreiben einer Meereisverteilung, die das Resultat von Experimenten mit festen Randbedingungen darstellten, soll diese Fehlerquelle während der Referenzexperimente möglichst klein gehalten werden, um so einen Vergleich der resultierenden Temperaturverteilungen mit den Daten von COADS bzw. CLIMAP sinnvoll zu machen.

Da der Antrieb eines Energiebilanzmodells, die solare Einstrahlung, nur meridional variiert, ist es sinnvoll, nur Zonalmitteltemperaturen aus dem Energiebilanzmodell und den Meßdaten miteinander zu vergleichen. Die Temperaturen, die man aus dem Energiebilanzmodell erhält, unterscheiden sich in zonaler Richtung aufgrund des Energieaustausches mit der obersten Untergrundschicht und dessen unterschiedlichen Rückstreueigenschaften. Die Albedo von Ozeanflächen wird mit 0.08, die von Inlandeisflächen mit 0.8 angesetzt. Der mittlere Albedowert von Landoberflächen liegt bei 0.2.

6.1.1 Das Gleichgewicht zu rezenten Randbedingungen

Dem Ozeanmodell wurde der Jahresgang des Meereises, wie er sich aus dem Referenzexperiment (5.1) ergab, als unveränderlich vorgeschrieben. Abbildung (6.3.B) zeigt hier das Jahresmittel.

Die Abbildung (6.1.A) zeigt einen Meridionalschnitt der vom Energiebilanzmodell berechneten zonalgemittelten Oberflächentemperaturen im Jahresmittel (---) und vergleicht ihn mit einem Meridionalschnitt, wie er sich aus der Mittelung der COADS-Daten (Abbildung (2.3)) ergibt (—).

Die Zonalmittel der berechneten Temperaturen unterscheiden sich von den gemessenen COADS-Daten (WOODRUFF ET AL.,1987) auf den ersten Blick nicht erheblich. Die gemessenen Werte sind, mit Ausnahme der Polarregionen und dem Gebiet zwischen 40 und

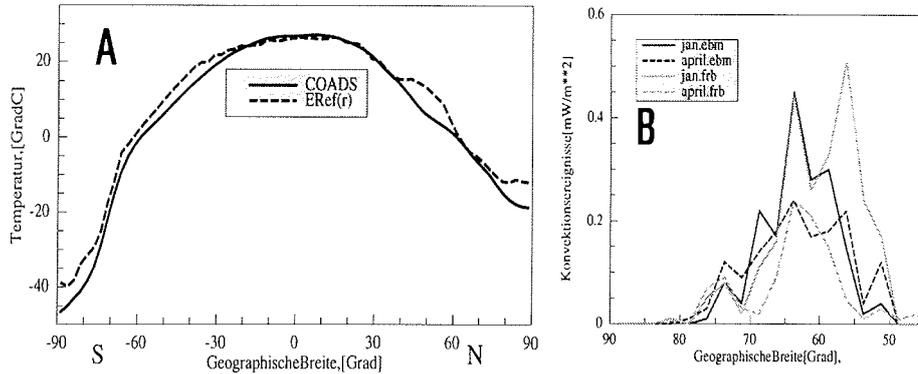


Abbildung 6.1: (A): die Abbildung zeigt das Jahresmittel der Temperatur, zonal gemittelt, (- -), wie es das Energiebilanzmodell berechnet und das der COADS-Daten (—) im Vergleich dazu, (B) vergleicht die Verluste von potentieller Energie durch Konvektion in $[\frac{mW}{m^2}]$ von ERef(r) (jan.ebm, april.ebm) fuer den Bereich zwischen 90°N und 40°N mit dem Ergebnis des Modellaufes aus Abschnitt (5.1.6)(jan.frb, april.frb)

60°N, befriedigend getroffen. Über Eisflächen unterscheiden sich Modell und Messung zwar stark (bis zu 10°C), aber die Schnittpunkte beider Temperaturkurven mit der 0°C - Isolinie stimmen gut überein. Es ist daher nicht damit zu rechnen, daß es bei einer späteren Ankopplung eines Inlandeismodells oder beim Betrieb eines Meereismodells zu großen Unterschieden in der Berechnung der Jahresschnee Bilanz oder der Eisausdehnung kommen wird.

Ein zweiter Bereich mit schlechter Übereinstimmung ist dagegen kritischer zu betrachten. Heute wird zwischen 60°N und 40°N im Nordatlantik das Tiefenwasser gebildet. Wie schon in den Polargebieten liegen auch hier die vom Modell errechneten Temperaturen über den Werten der COADS-Daten. Da die übrigen Werte im Zonalmittel befriedigend dargestellt werden können, liegt es nahe, die Ursache der Abweichung in der Wechselwirkung zwischen Ozean und Atmosphäre zu suchen, die in den Experimenten mit fest vorgeschriebenen Randbedingungen ausgespart war.

In der Natur setzt die Tiefenwasserbildung im Nordatlantik eine Ausgleichsströmung von Süden mit warmem Oberflächenwasser in Gang. Dies wiederum verursacht eine verstärkte Abgabe von latenter und sensibler Wärme an die Atmosphäre und eine Abkühlung der zufließenden Wassermassen. Bei Verwendung fester Randbedingungen kann der Ozean zwar Wärme abgeben, aber die Atmosphärentemperatur kann daraufhin nicht zunehmen. Im gekoppelten Modell ist dies anders. Ein sensibler Wärmefluß aus dem Ozean ermöglicht eine Erhöhung der Atmosphärentemperatur.

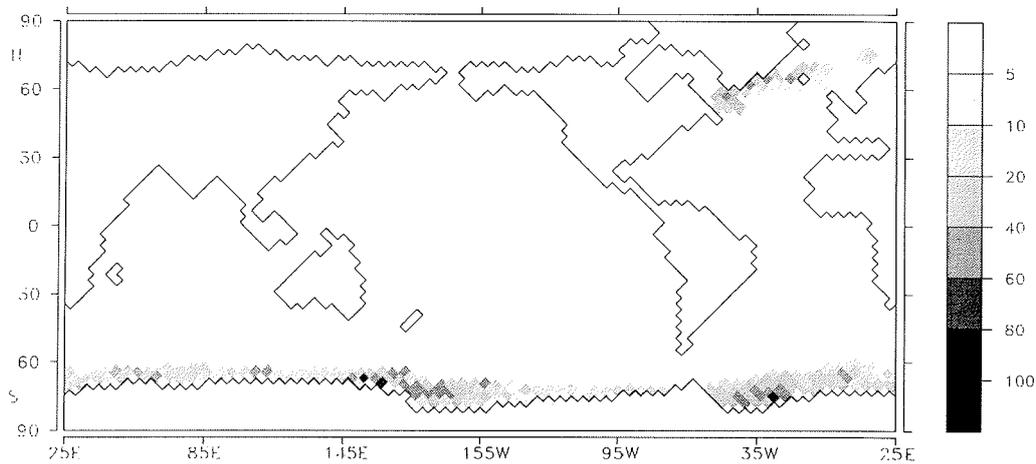


Abbildung 6.2: Die Abbildung zeigt Gebiete, in denen im Gleichgewicht zu rezenten Randbedingungen und vorgeschriebener Meereisverteilung ein Verlust von potentieller Energie durch Konvektion $[\frac{mW}{m^2}]$ stattfindet.

An dieser Stelle muß auf einen Modellartefakt hingewiesen werden, der für die Ergebnisse von großer Bedeutung ist. In der Einleitung zu diesen Experimenten wurde darauf hingewiesen, daß in den gekoppelten Modellläufen auf eine Abkühlung der Atmosphärentemperatur durch zusätzliche Advektion mit dem mittleren Wind verzichtet wurde. Dieser Verzicht hatte im Experiment S4 des Abschnittes (5.1.6) zu einem starken Abnehmen der thermohalinen Zirkulation im Nordatlantik geführt. Obwohl in diesem und den folgenden Experimenten diese Temperaturvariation mit dem mittleren Wind ausgespart wurde, liegt die Umwälzrate der thermohalinen Zirkulation von $E_{Ref}(r)$ sogar noch über der des Experimentes $Ref(\bar{r})$. Der Grund ist im überschätzten Jahresgang der Temperatur über Eis- und Landflächen im Energiebilanzmodell zu suchen. Im Gegensatz zu Ozeanflächen kann in diesen Gebieten nahezu keine Energie über längere Zeiten gespeichert werden, um sie der Atmosphäre im Winter als latente und sensible Wärme wieder zuzuführen. Dies verursacht einen unterschiedlich starken Jahresgang der Temperatur über Ozean-, Eis- und Landflächen. In der Natur bewirken advective Prozesse eine Verringerung des Jahresganges über Eis- und Landflächen und eine Zunahme des selben über dem Meer. Dies kann das Energiebilanzmodell nur unvollkommen nachbilden. Der Jahresgang der Temperatur über Land- bzw. Eisflächen wird daher im Modell stärker ausfallen, als es in der Natur der Fall ist.

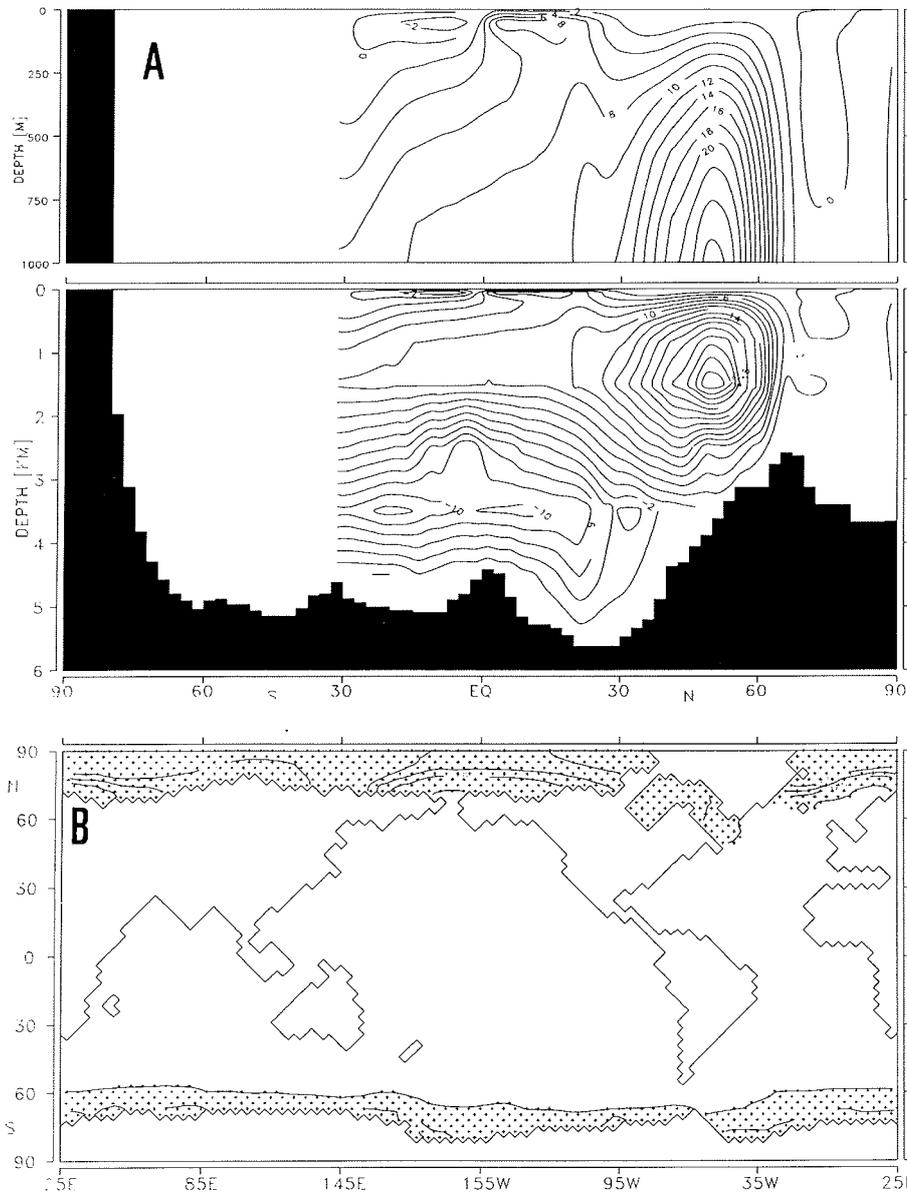


Abbildung 6.3: (A) zeigt die resultierende Meridionalzirkulation im Atlantik im Gleichgewicht zu rezenten Bedingungen. In (B) ist das Jahresmittel der vorgeschriebenen Meereisverteilung abgebildet.

In küstennahen Regionen ist der Einfluß des Eises daher deutlich spürbar und als Folge daraus findet hier ein großer Teil der Produktion des Tiefenwassers statt. Im Bereich der Irmingersee und der Antarktis schmiegt sich eine Zone mit Konvektionsereignissen an die Küste an, wie in Abbildung (6.2) sichtbar. Abbildung (6.1.B) zeigt dies noch deutlicher: der Verlust an potentieller Energie durch Konvektionsereignisse in den Experimenten mit festen Randbedingungen (jan.frb, april.frb) aus Abschnitt (5.1.6) und im gekoppelten Fall (jan.ebm, april.ebm) sind hier für die Monate Januar und April einander gegenüber gestellt. In beiden Experimenten findet Konvektion in erster Linie im Frühjahr und Winter statt, wenn die ozeanische Schichtung durch Abkühlung instabil ist. Im Energiebilanzmodell ist es zu diesen Zeiten über den Landflächen aber zu kalt, d.h hier wird das Wasser in Landnähe und in teilweise eingeschlossenen Gebieten wie der Labradorsee und dem Weddellmeer zu stark abgekühlt. Die Maxima der Konvektion sind im Januar bei 63°N in beiden Experimenten gleich stark, in den küstenfernen Gebieten kommt es im gekoppelten Experiment jedoch nur zu einer geringeren Konvektionsrate (Abbildung (6.2)). Im Experiment zu festen Randbedingungen ist ein zweites, stärkeres Maximum bei 57°N erkennbar, das auch in Abbildung (5.11.C) identifiziert werden kann. In der Kurve (jan.ebm) fehlt dieses zweite Maximum gänzlich. Wie in Abbildung (6.1.B) zu sehen, ist die Konvektion im gekoppelten Experiment im Frühjahr (april.ebm) aktiver als die im ungekoppelten Experiment (april.frb). Durch den stärkeren atmosphärischen Jahresgang im Energiebilanzmodell über dem grönländischen Inlandeis scheint es länger zu dauern, bis die ozeanische Schichtung stabilisiert ist und somit Konvektion reduziert werden kann.

6.1.2 Das Gleichgewicht zu glazialen Randbedingungen

Abbildung (6.6.B) zeigt das Jahresmittel der Meereisverteilung, wie sie dem Ozean in diesem Experiment vorgeschrieben wurde. Sie entstammt dem Experiment Ref(g) des Abschnitts (5.2) zu glazialen, fest vorgeschriebenen Randbedingungen.

In Abbildung (6.4.A) können die zonalgemittelten Oberflächentemperaturen im Jahresmittel dieses gekoppelten Experimentes (—) mit den Zonalmittelwerten der CLIMAP-Daten (- - -) verglichen werden. Modellierte Temperaturen und geologische Daten ähneln bzw. unterscheiden sich wie Modell und Messung im vorhergehenden Abschnitt. Dies mag auf den ersten Blick verwundern, denn eingangs wurde schon erwähnt, daß die CLIMAP Temperaturen heutigen Vorstellungen zufolge in den Polargebieten zu tief sind. Temperaturen des Energiebilanzmodells, die oberhalb der CLIMAP Werte gelegen hätten, hätten diese These stützen können. Die Meereisverteilungen, die diesem Experiment vorgegeben wurden, orientieren sich jedoch an der Temperaturverteilung der CLIMAP-Daten. Daher ist es auch dem Energiebilanzmodell aufgrund der durch die Eisverteilungen vorgegebenen Albedo nicht möglich, über diesen Eisflächen und in deren Nähe Temperaturen zu modellieren, die sich von den CLIMAP-Daten fundamental unterscheiden.

Für die Region zwischen 40°N und 60°N , die zu einem großen Teil eisbedeckt ist, kann

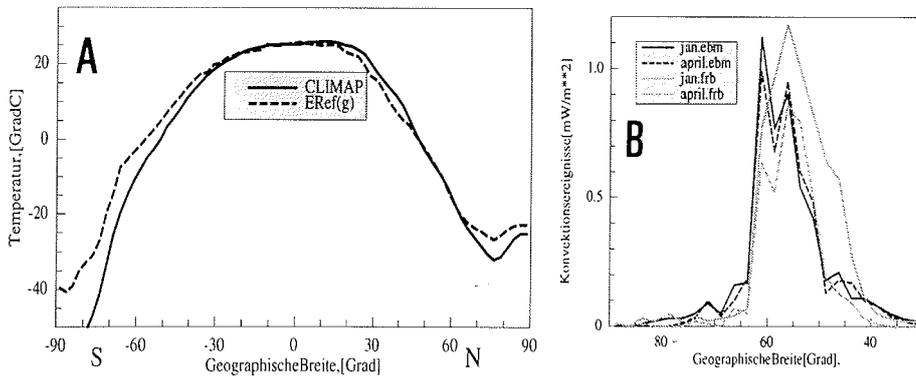


Abbildung 6.4: (A): die Abbildung zeigt das Jahresmittel der Temperatur, zonal gemittelt, (- - -), wie es das Energiebilanzmodell berechnet und das der CLIMAP-Daten (—) im Vergleich dazu, (B) vergleicht die Verlustraten von potentieller Energie durch Konvektion in $[\frac{\text{mW}}{\text{m}^2}]$ von ERef(g) (jan.ebm, april.ebm) fuer den Bereich zwischen 90°N und 40°N mit dem Ergebnis des Modelllaufes aus Abschnitt (5.1.6)(jan.frb, april.frb)

es daher nicht verwundern, daß die Temperaturen in bemerkenswerter Weise übereinstimmen, während zwischen 10°N und 40°N leichte Anomalien auftreten. In den glazialen Experimenten liegen die Zonen, in denen Tiefenwasserbildung stattfindet weiter südlich als heute und daher ist auch an diesen Orten eine warme Ausgleichsströmung an der Oberfläche zu erwarten.

In Abbildung (6.6.A) ist die zonalintegrierte Meridionalzirkulation im Atlantik dargestellt. Der maximale Wert liegt mit 58 Sv etwas höher als bei den Referenzexperimenten zu festen Randbedingungen. Wie schon in allen vorhergehenden Glazialexperimenten fehlt auch hier das antarktische Bodenwasser.

Abbildung (6.4.B) zeigt, daß die Intensität der Konvektion auf der Nordhalbkugel im Winter in beiden Läufen Ref(LGM) und ERef(g) mehr als doppelt so groß ist, wie in den Experimenten zu rezenten Bedingungen (Ref(r) und ERef(r)). Während die Konvektion sich im Winter im Experiment zu festen Randbedingungen (jan.frb) über 30° erstreckt, beschränkt sie sich im gekoppelten Lauf (jan.ebm) auf 20° . Wie schon im vorhergehenden Abschnitt liegt das Maximum der Konvektion in den gekoppelten Experimenten bei 63°N , d.h. 10° weiter nördlich, als im Experiment zu glazialen festen Randbedingungen. Noch im Frühjahr findet im gekoppelten Lauf (april.ebm) die Konvektion mit gleicher Rate statt, während im Experiment mit festen Randbedingungen (april.frb) die Schichtung schon wieder stabiler erscheint.

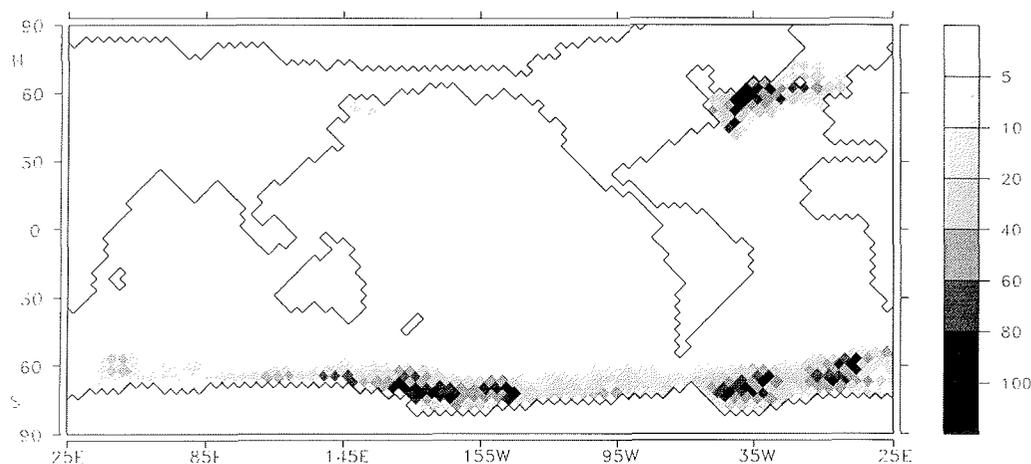


Abbildung 6.5: Die Abbildung zeigt Gebiete, in denen im Gleichgewicht zu glazialen Randbedingungen und vorgeschriebener Meereisverteilung ein Verlust von potentieller Energie durch Konvektion $[\frac{mW}{m^2}]$ stattfindet.

6.1.3 Fazit

Mit dem gekoppelten System aus Ozean- und Energiebilanzmodell und vorgeschriebener Meereisverteilung konnten die Ergebnisse der Experimente des Abschnittes (5) in den wichtigsten Punkten reproduziert werden. Für die Modellläufe unter rezenten Verhältnissen ist dies erfreulich, für die unter glazialen Verhältnissen dagegen enttäuschend. Durch die Einbeziehung einer negativen Rückkopplung zwischen verstärkter Konvektionen und an der Oberfläche in die Konvektionsgebiete einströmendem warmem Wasser, das die Atmosphärentemperatur erhöht, sollte die Konvektion wieder reduziert werden können. Jedoch kann diese negative Rückkopplung aus drei Gründen nicht in dem Maße dargestellt werden, wie nötig:

- das Vorschreiben der Meereisausdehnung vermindert den Austausch von latenter und sensibler Wärme, da das Eis isolierend wirkt. Der rückwirkende Effekt, der in der Natur die verstärkte thermohaline Zirkulation dämpft, wird hier unterbunden.
- Schmelzen von Meereis kann in diesem Experiment nicht stattfinden.
- Die Wassertemperatur unter dem Meereis beträgt definitionsgemäß immer $-1.9^{\circ}C$. Durch dieses zwangsweise Abkühlen des Wassers wird verstärkt Tiefenwasserbildung angeregt.

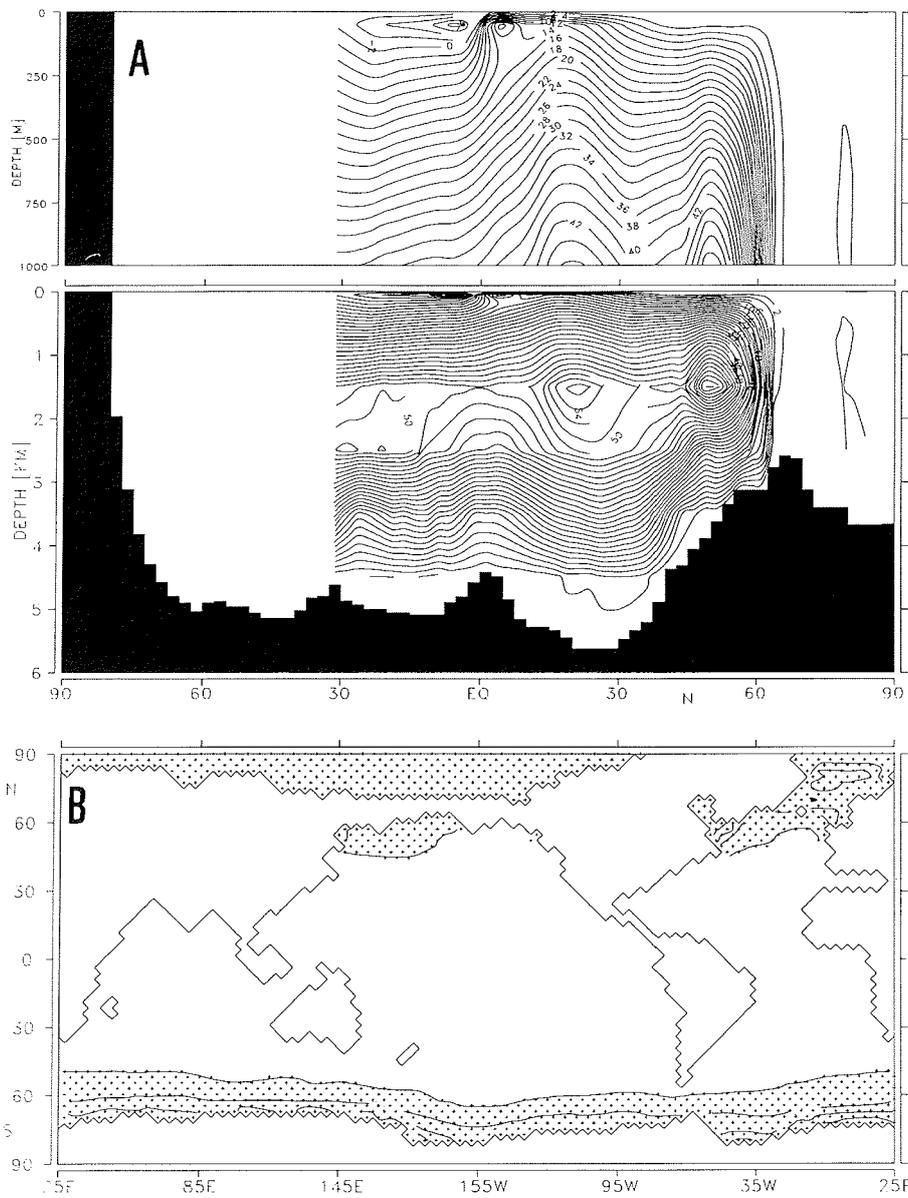


Abbildung 6.6: (A) zeigt die resultierende Meridionalzirkulation im Atlantik im Gleichgewicht zu glazialen Bedingungen. In (B) ist das Jahresmittel der vorgeschriebenen Meereisverteilung abgebildet.

Dieses Ergebnis legt den Schluß nahe, daß zu glazialen Randbedingungen an Orten Meereis vorgeschrieben wird, an denen im Modell normalerweise ein starker ozeanischer Wärmetransport in die Atmosphäre stattfinden würde. Dies kann auf den ersten Blick als starke Inkonsistenz zwischen den aus geologischen Daten abgeleiteten Meereisverteilungen und den Modellresultaten interpretiert werden. Ob dies der Fall ist, soll unter anderem im folgenden Abschnitt untersucht werden.

6.2 Das Meereisproblem

Physikalische Prozesse, wie die anhaltend starke Tiefenwasserbildung im Experiment zu glazialen Randbedingungen, hatten zum Teil ihre Ursache in einer fest vorgegebenen Meereisverteilung. Im folgenden soll diese feste Vorschrift in einem ersten Sensitivitätstest gelockert und anschließend ganz aufgegeben werden.

Ozeanoberflächen reflektieren weniger als 10% der einfallenden solaren Einstrahlung. Sobald aber eine Ozeanfläche mit Meereis bedeckt ist, werden bis zu 80% der kurzwelligeren Strahlung zurückgestreut, je nach Eischarakteristik, -alter und -verschmutzung. Dies hat eine weitere Abkühlung zur Folge und verstärkt weitere Eisbildung. Das Fehlen dieser Eis-Albedo Rückkopplung kann lokal zu stark fehlerhaften Temperaturen führen. Um es dem Ozeanmodell zu erleichtern, dennoch Meereis zu bilden, wo dessen Existenz im Jahresmittel unbestritten ist, wird im ersten Sensitivitätstest dort die Meereisalbedo vorgeschrieben.

Für heutige Bedingungen bedeutet dies, daß an allen Ozeangitterpunkten nördlich von 70°N und südlich 70°S Meereisalbedo vorgeschrieben wird. Im glazialen Experiment erhalten alle Ozeanpunkte nördlich von 65°N und südlich von 60°S Meereisalbedowerte. Auf der Nord- und Südhalbkugel werden unterschiedliche Albedowerte gewählt, um den verschiedenen Meereischarakteristiken Rechnung zu tragen (SHINE & HENDERSON-SELLERS, 1985). Im Norden existiert Packeis, das von Wasserrinnen durchbrochen ist und auf dem im Sommer Schmelztümpel existieren. Durch die Rinnen findet ein Großteil des Austausches von sensibler und latenter Wärme zwischen Ozean und Atmosphäre statt. Bei einer mittleren Gitterauflösung in polaren Regionen von $100 * 200$ km trägt die relativ niedrige Albedo von 0,45 einer mittleren Eisschollengröße Rechnung. Im Süden ist in erster Linie flaches aber dickes Eis zu finden, dem eine höhere Albedo von 0,7 angemessen ist.

Die Albedo beeinflusst ausschließlich die kurzwellige Einstrahlung in der Energiebilanz. Nördlich und südlich der Wendekreise ist die Albedo in den Wintermonaten ohne jeden Einfluß. Das Vorschreiben der Albedo stellt einen Mittelweg zwischen der festen Meereisvorschrift des vorhergehenden Abschnittes und dem Gegenteil, dem Freilassen des Meereismodells ohne jede Einschränkung dar.

6.2.1 Experimente zu rezenten Randbedingungen (Alb(r), Kv(r))

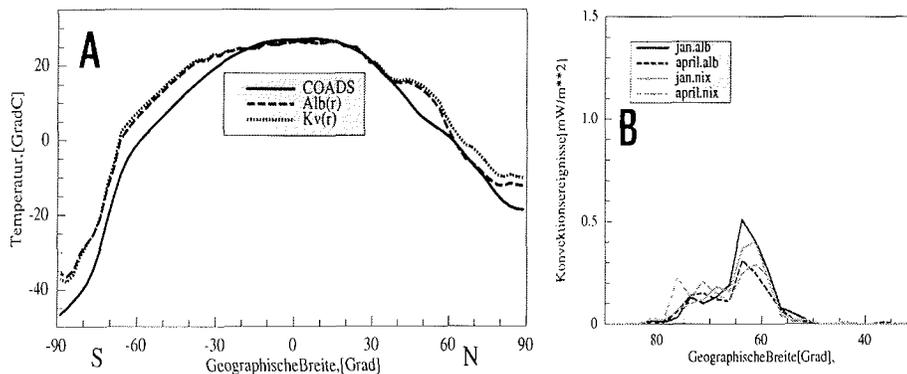


Abbildung 6.7: Abbildung (A) zeigt einen Vergleich der Zonalmittel der Temperatur in der untersten Atmosphärenschicht wie sie das Energiebilanzmodell im Experiment mit (---) und ohne (.....) Albedovorschrift darstellt im Vergleich zu den COADS-Daten (—). Abbildung (B) zeigt den Verlust an potentieller Energie durch Konvektion in $[\frac{mW}{m^2}]$ für Januar und April im Experiment mit (alb) und ohne (nix) Albedovorschrift im Vergleich.

Die Abbildungen (6.8.A) und (6.9.A) zeigen die zonal integrierte Meridionalzirkulation im Atlantik in [Sv] des gekoppelten Systems aus Ozean- und Energiebilanzmodell zu rezenten Randbedingungen. In Abb. (6.8.A) ist das Experiment Kv(r) vorgestellt, hier entwickelt sich das Meereis ohne Hilfestellung. In Abb. (6.9.A) ist das Experiment Alb(r) zu sehen, in dem Meereisalbedo auf einer Mindestfläche auf der Nord- und Südhalbkugel vorgeschrieben wurde. Im Vergleich zu Abbildung (6.3.A), die die Umwälzrate des gekoppelten Modells mit Meereisvorschrift darstellt, unterscheiden sich die Resultate weder in den Mustern noch in den Beträgen stark voneinander.

Vergleicht man aber die Meereisausdehnung der Abbildungen (6.3.B) mit (6.8.B) und (6.9.B), so sind die Unterschiede, vor allem im Süden augenfällig. Unterbleibt ein striktes Vorschreiben der Eisausdehnung, so gelingt es dem Energiebilanzmodell weder im Falle einer vorgeschriebenen Eisalbedo noch im Falle ohne jede Vorschrift, im Bereich der Antarktis so tiefe Temperaturen zu generieren, daß Meereis im Jahresmittel erhalten werden kann. Eine einfache Abschätzung, in Tabelle (6.2) dargestellt, soll hierzu Erläuterungen geben.

Im Bereich von 70°S beträgt das Jahresmittel der solaren Einstrahlung $196 \frac{W}{m^2}$. Gibt man Gleichgewichtstemperaturen von $-1.5^\circ C$ und $2.5^\circ C$ ¹ in Ozean und Atmosphäre vor,

¹2.5°C ist die Temperatur, die zu Modellbeginn im gesamten Ozean herrscht

Untergrundtemperatur in $^{\circ}C$	Strahlungsbilanz in $\frac{W}{m^2}$		Temperaturänderung in K	
+2.5	+9.7	-58.1	+0.25	-1.5
-1.5	+16.7	-51.1	+0.44	-1.3

Tabelle 6.2: Die Tabelle zeigt die sich aus dem Jahresmittel der Einstrahlung ($196 \frac{W}{m^2}$) bei $70^{\circ}S$ ergebende Temperaturänderung (Spalte 4 und 5) innerhalb eines Monats unter Verwendung verschiedener Albedowerte. In der 1. Spalte sind die vorgeschriebenen Untergrundtemperaturen aufgeführt. In der 2. Spalte ist die resultierende Strahlungsbilanz bei Ozeanflächen (Albedo: 0.08), in der 3. Spalte bei Eisflächen (Albedo: 0.7) aufgetragen.

so ergeben sich aus der Strahlungsbilanz, die in Abschnitt (3.1) vorgestellt wurde, Temperaturänderungen in der Atmosphäre pro Monat (4. und 5. Spalte). In Tabelle (6.2) ist in der 1. Spalte die betrachtete Ausgangstemperatur aufgetragen, in der 2. Spalte die resultierende Temperaturänderung bei einer Albedo von 0.08 und in der 3. Spalte bei Meereisalbedo (0.7). In diesen Abschätzungen sind weder sensible noch latente Wärmeflüsse oder Advektion und Energieaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre berücksichtigt.

Würden die oben gemachten Vereinfachungen gelten, würde die Lufttemperatur über einem Ozeanpunkt ausgehen stetig zunehmen, die Strahlungsbilanz ist bei einer Ozeantemperatur von $2.5^{\circ}C$ und bei $-1.5^{\circ}C$ leicht positiv (Spalte 3). Analog wäre eine kontinuierliche Temperaturabnahme zu erwarten, wenn ein Punkt mit Meereis bedeckt ist, oder wenn Meereisalbedo vorgeschrieben wird (Spalten 3 und 5). Jedoch verliert der Ozean zwischen $50^{\circ}S$ und $70^{\circ}S$ im Jahresmittel eine Energiemenge von rund $150 \frac{W}{m^2}$ an die Atmosphäre. Dies ist ein wesentlich größerer Betrag, als der negative Beitrag aus der Strahlungsbilanz in Tabelle (6.2). Es ist also nicht ausreichend, daß die Meereisalbedo vorgeschrieben wird, die Oberflächentemperatur kann nur negativ werden, wenn Meereis tatsächlich existiert. Denn durch den geringen Wärmedurchgangskoeffizienten von Eis wird der Wärmeaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre reduziert. Ab einer Eisdicke von 0.5 m sind beide Systeme im wesentlichen voneinander thermisch isoliert.

An diesem Punkt wird deutlich, daß ein einfaches, thermodynamisches Meereismodell einige physikalische Abläufe nicht nachbilden kann. Zwar kann Meereis in einigen Regionen vom Modell tatsächlich thermodynamisch gebildet werden, aber statt es, wie in der Natur dann mit dem Antarktischen Zirkumpolarstrom vom Entstehungsort wegzutransportieren und an anderer Stelle zu schmelzen, schmilzt das Eis am Entstehungsort. Ein wichtiger Mechanismus, der die Bildung des antarktischen Bodenwassers beeinflusst kann somit nicht dargestellt werden. Durch den Transport von Meereis können zudem lokal Temperaturen verändert werden, was wiederum Einfluß auf die Meereisbildung in der näheren Umgebung haben kann.

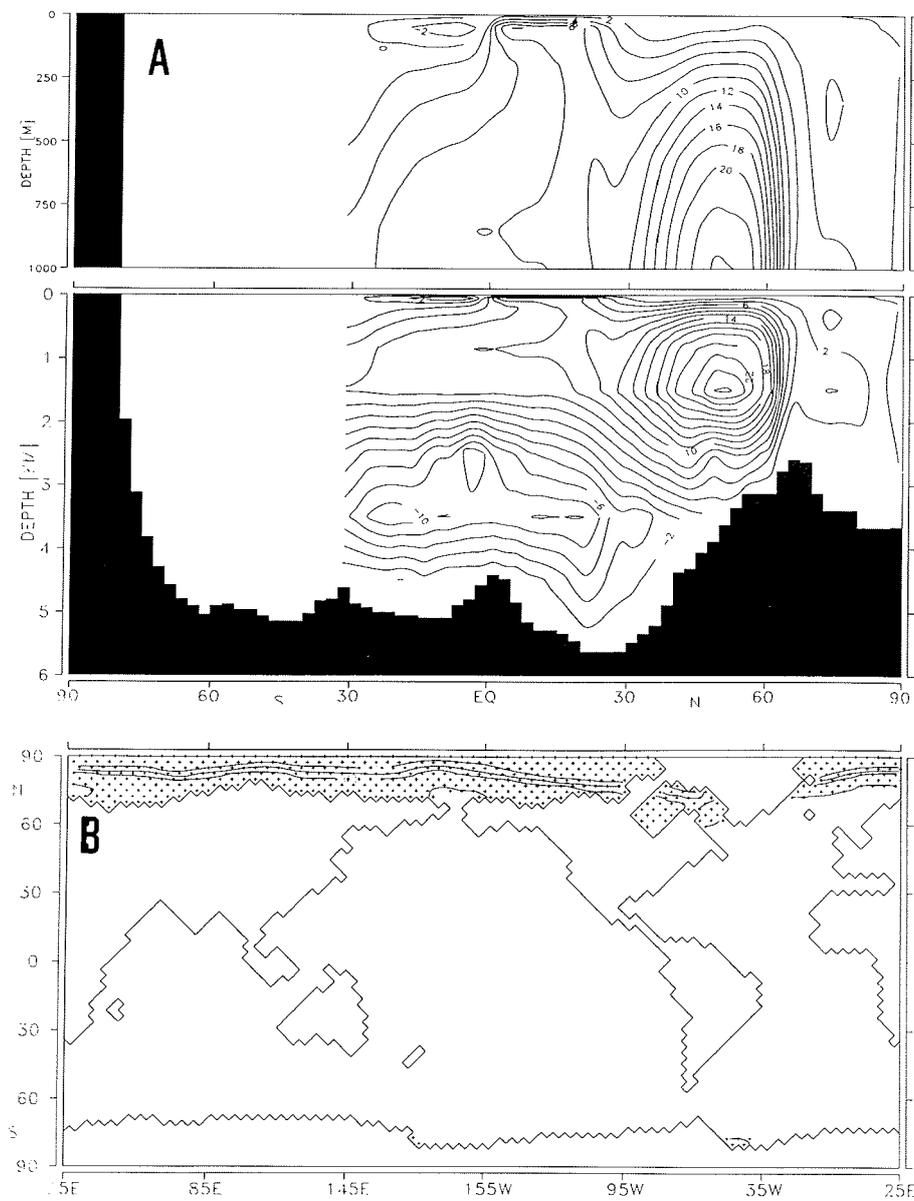


Abbildung 6.8: Gleichgewichtsszenario von Experiment Kv(r). (A): die zonal beckenintegrierte meridionale Stromfunktion des Atlantiks in [Sv] und (B), die resultierenden globalen Meereisbedeckungen in [m]

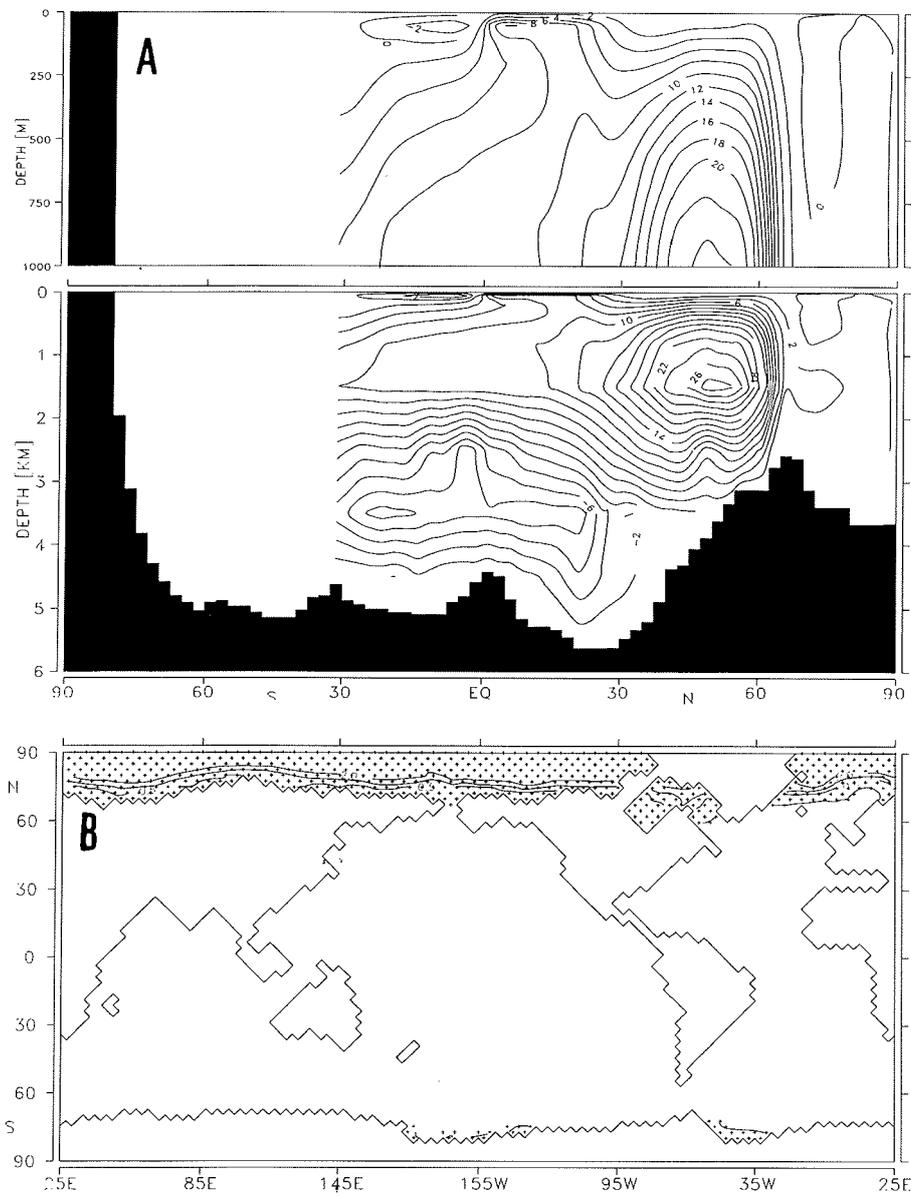


Abbildung 6.9: Gleichgewichtsszenario von Experiment Alb(r). (A): die zonal beckenintegrierte meridionale Stromfunktion des Atlantiks in [Sv] und (B), die resultierenden globalen Meereisbedeckungen in [m]

Eine Schwäche des Ozeanmodells ist zudem die fehlerhafte Darstellung des Weddellwirbels, der in der Natur durch seine niedrigen Temperaturen entscheidenden Einfluß auf die Bildung von Meereis hat. Im Modell kann nur eine zonale west-östliche Strömung dargestellt werden, dessen Temperaturen keine Bildung von Meereis erlauben. Somit ist es letztlich unmöglich, wie auch in Abbildung (6.7.A) zu erkennen, im Süden gemessenen Temperaturwerte zu reproduzieren, solange eine realitätsnahe Modellierung der Meereisverteilungen nicht möglich ist.

Die Einstrahlungsraten auf der Nord- und Südhalbkugel unterscheiden sich nicht wesentlich, trotzdem ähneln die für den Norden simulierten Meereisverteilungen in dieser Sensitivitätsexperimente den Ergebnissen mit Meereisvorschrift stärker. Der Südrand der modellierten Meereisverteilungen liegt bei 66.25°N bzw. bei 71.25°N . Die Ursache dafür ist zum kleineren Teil in den weniger zonalen Windverhältnissen im Norden zu suchen. Wichtiger ist aber, daß die Gebiete mit Tiefenwasserbildung südlich der Grönland – Island – Schottland Schwelle liegen. Der hierdurch verursachte Nachfluß vom warmem Oberflächenwasser erwärmt zwar die Atmosphäre südlich der Schwelle, jenseits hiervon ist der Einfluß auf die Temperaturen jedoch so gering, daß nur wenig Schmelzen stattfindet.

6.2.2 Experimente zu glazialen Randbedingungen (Alb(g), Kv(g))

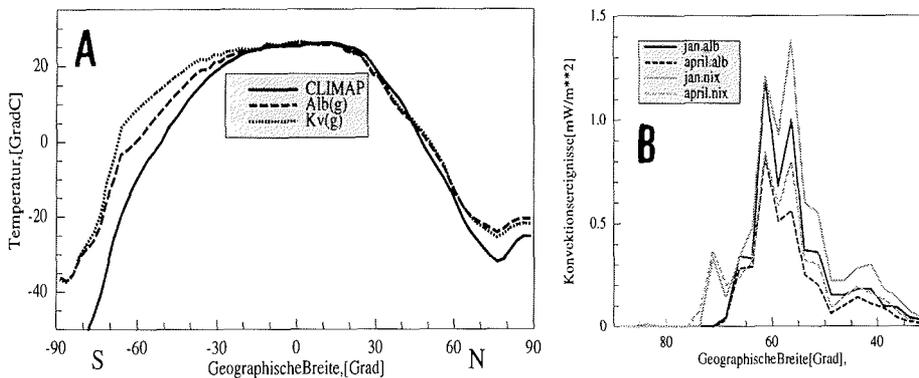


Abbildung 6.10: Abbildung (A) zeigt einen Vergleich der Zonalmittel der Temperatur in der untersten Atmosphärenschicht wie sie das Energiebilanzmodell im Experiment mit (- - -) und ohne (.....) Albedovorschrift darstellt im Vergleich zu den CLIMAP-Daten (—). Abbildung (B) zeigt den Verlust an potentieller Energie durch Konvektion in $[\frac{\text{mW}}{\text{m}^2}]$ für Januar und April im Experiment mit (alb) und ohne (nix) Albedovorschrift im Vergleich.

Die beckenintegrierte Umwälzraten der hier durchgeführten Experimente zeigen, wie schon zu rezenten Randbedingungen, ein ähnliches Verhalten wie im Experiment mit vorgeschriebener Meereisverteilung. Auch hier existiert keine antarktische Bodenwasserzelle, wie die Abbildungen (6.11.A) und (6.12.A) zeigen. Im Experiment mit Albedovorschrift liegt das erste, stärkere Maximum der Umwälzrate im Atlantik zwischen 45 und 50°N mit einem Betrag von rund 60 Sv. Das zweite Zentrum liegt mit 54 Sv zwischen 30 und 15 ° N. Im zweiten Experiment sind die Maxima zwar an gleicher Stelle zu finden, aber die Umwälzraten sind sogar um die Hälfte höher.

Auch hier ist das Fehlen des Meereises (Abb. (6.11.B) und (6.12.B)) auf der Südhalbkugel besonders auffällig. Zu Glazialzeiten war die Einstrahlung auf beiden Halbkugeln im Sommer geringer und im Winter nahezu unverändert, wie Abbildung (2.1.D) zeigt. Dies deutet auf einen schwächeren Jahresgang hin. Üblicherweise kann dadurch die Meereisbildung verstärkt werden, da im Winter gebildetes Meereis im Sommer nur zögernd schmelzen kann. Im Norden, nördlich der Grönland – Island – Schottland Schwelle, ist tatsächlich eine Zunahme der Ausdehnung erkennbar, aber im Süden reicht die Anomalie in der Einstrahlung, wie schon in den Experimenten zu rezenten Randbedingungen offensichtlich nicht aus, das Oberflächenwasser genug abzukühlen, um thermodynamisch größere Meereisflächen zu bilden.

Wie Abbildung (6.10.A) zeigt, schneiden die Kurven der zonalgemittelten Oberflächentemperatur die 0°C- Isolinie, statt wie in den CLIMAP-Daten, bei 50°S, erst bei 65°S bzw. erst bei 70°S. Diese Abweichung kann nicht verwundern, denn der Schnittpunkt in den CLIMAP-Daten markiert die Meereisgrenze, die wie schon dargestellt wurde, nicht modelliert werden kann. Es kann daher nicht überraschen, daß die Schnittpunkte in den glazialen Experimenten an ähnlicher Position liegen, wie bei den Experimenten zu rezenten Bedingungen.

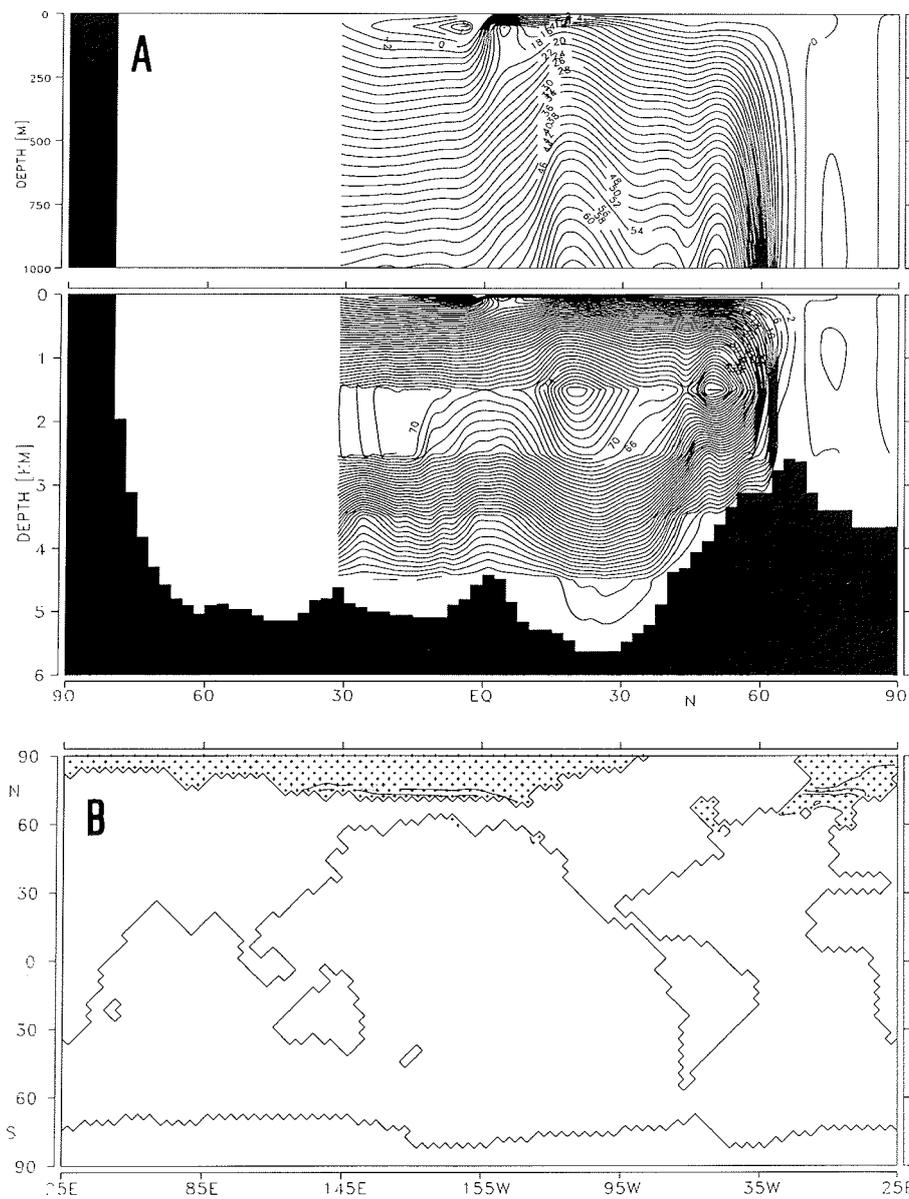


Abbildung 6.11: Gleichgewichtsszenario von Experiment Kv(g). (A): die zonal beckenintegrierte meridionale Stromfunktion des Atlantiks in [Sv] und (B), die resultierenden globalen Meereisbedeckungen in [m]

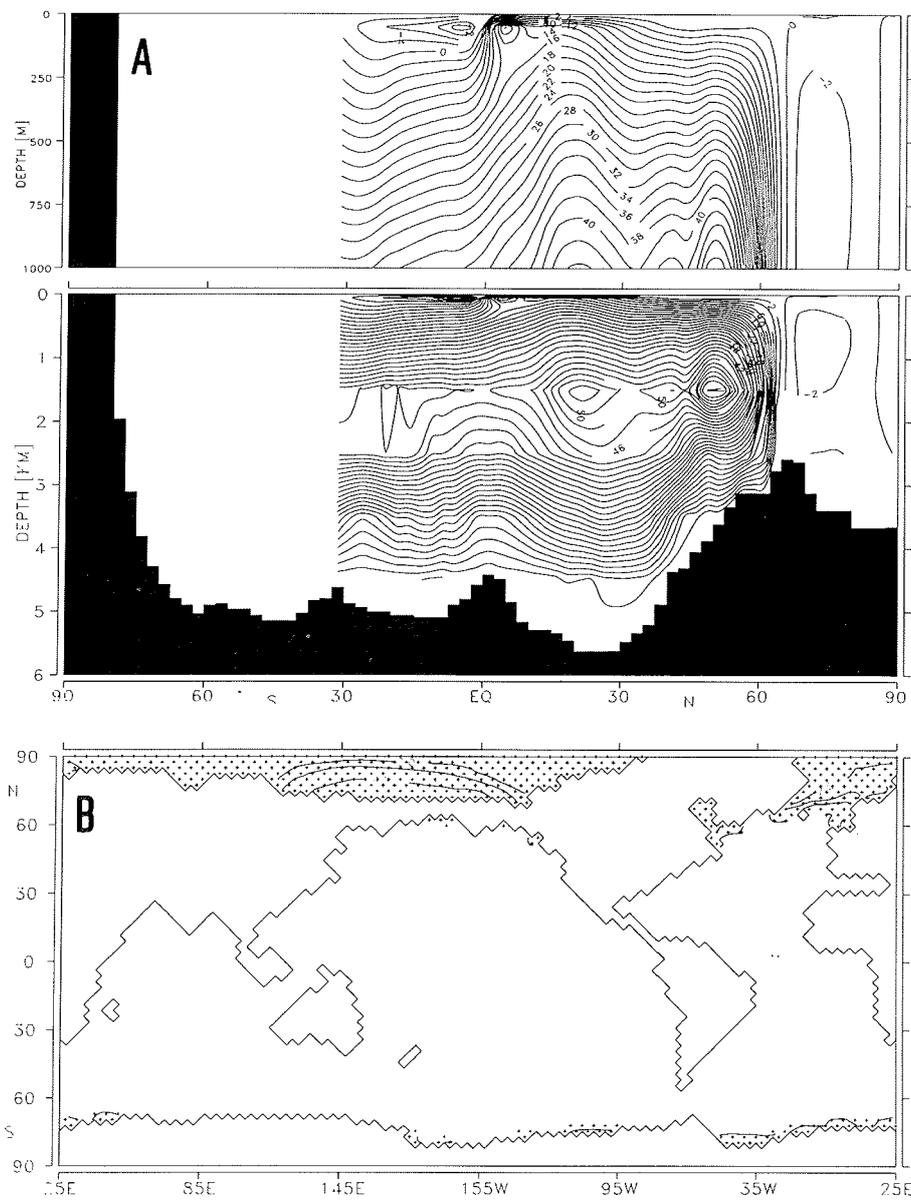


Abbildung 6.12: Gleichgewichtsszenario von Experiment Alb(q). (A): die zonal beckenintegrierte meridionale Stromfunktion des Atlantiks in [Sv] und (B), die resultierenden globalen Meereisbedeckungen in [m]

6.2.3 Fazit (ME_{ns}(g))

Im Vergleich zu den vorangegangenen Experimenten in den Abschnitten (5) und (6.1) haben sich die Atmosphärentemperaturen im Süden durch das Fehlen von Meereis stark verändert. Da trotzdem die Zirkulationsmuster im Atlantik nahezu unverändert geblieben sind, kann dies als Hinweis darauf gewertet werden, daß der Salzantrieb einen nicht zu unterschätzenden Einfluß auf die atlantische Zirkulation ausübt und gegenüber den Auswirkungen einer fehlerhaften Oberflächentemperatur im Süden dominiert.

Ob eine sinnvolle Meereisverteilung im Süden Auswirkungen auf die Zirkulation im Norden hat, soll in einem abschließenden Experiment festgestellt werden. Zu den schon bekannten, glazialen Randbedingungen soll das Modell bei unveränderter Konfiguration ins Gleichgewicht gerechnet werden. Auf der Südhalbkugel wird der Jahresgang des Meereises vorgeschrieben, auf der Nordhalbkugel werden in den bekannten Gebieten Meereisalbedowerte vorgegeben. Abbildung (6.13.A) zeigt wieder die beckenintegrierte Umwälzrate im Gleichgewicht und Abbildung (6.13.B) die resultierende Meereisverteilung.

Das Maximum der Meridionalzirkulation liegt nur noch bei 35 Sv, statt bei 54 Sv. Auch eine antarktische Bodenwasserzelle von 6 Sv ist zu erkennen. Die Ausdehnung des Meereises im Norden hat zugenommen. Da weder in der Modellkonfiguration noch in der Definition der Randbedingungen im Nordatlantik etwas verändert wurde, müssen die Unterschiede mit dem Einfluß der Südhemisphäre auf die Atlantische Zirkulation erklärt werden.

Es stellt sich nun die Frage, warum das Ergebnis eines Experimentes mit Meereisvorgabe im Süden und Albedovorschrift im Norden ein völlig anderes Aussehen hat, als das Ergebnis eines Experimentes, in dem beide Hemisphären gleich behandelt werden.

Im Süden ist es dem Modell aufgrund der Einstrahlungsrate schwer möglich, Meereis in den beobachteten Raten zu bilden. Wird es aber als unveränderlich vorgeschrieben, muß sich der Ozean darauf genauso einstellen, wie auf jede andere fest vorgegebene Randbedingung. Unter dem Meereis hat das Ozeanwasser definitionsgemäß eine Temperatur von -1.9°C , unabhängig von der Ausgangstemperatur. Das auf diese Weise produzierte Tiefenwasser hat folglich immer die gleiche Temperatur, den nahezu gleichen Salzgehalt und somit die gleiche Dichte. Wird im Norden nur ein Albedowert vorgeschrieben, stellt dies eine weniger rigorose Zwangsbedingung dar, denn ändert sich die Temperatur des advehierten Wassers, kann die thermohaline Zirkulation bei gleichbleibendem Salzantrieb abnehmen bzw. zunehmen. Bei einer Temperaturerhöhung im Nordatlantik führt dies zu einer Reduktion der Tiefenwasserproduktion. Als Folge davon kann das mit konstanter Rate und gleichbleibenden Eigenschaften produzierte antarktische Bodenwasser weit nach Norden vorzudringen. Durch seine geringere Temperatur ist es dichter und erlaubt, die Tiefe der Konvektion im Nordatlantik zu reduzieren. Hierdurch verringert sich auch

die Stärke der thermohalinen Zirkulation und im folgenden die Menge des nachfließenden, warmen Oberflächenwassers. Diese Beruhigung im Oberflächengeschwindigkeitsfeld führt durch die Abnahme der Atmosphärentemperatur zu einer Zunahme der Meereisausdehnung im Norden. Hierdurch kann der Eindruck der in Abschnitt (6.1.3) gewonnen wurde, wiederlegt werden: in diesem Experiment sind die CLIMAP-Meereisausdehnungen durch das Meereismodell reproduziert und daher nicht inkonsistent mit modellierten ozeanische Wärmetransporten zu glazialen Randbedingungen im Norden. Durch eine Verringerung der oberflächennahen Transporte in den Norden wird zudem der Einfluß des süßeren Salztriebsfeldes auf den Salzgehalt der obersten Ozeanschicht verstärkt.

Bei Experimenten, in denen beide Hemisphären im Bezug auf die Meereisdarstellung gleich behandelt werden, kann dieser beschriebene Mechanismus nicht zur Wirkung kommen, denn die im Norden bzw. Süden antreibenden Kräfte, mögen sie auch unphysikalisch sein, unterscheiden sich nicht. In Experiment ERef(g) wird ein Vordringen von antarktischem Bodenwasser dadurch verhindert, daß die Temperaturen der im Norden und Süden gebildeten tiefen Wassermassen mit -1.9°C gleich sind. Es kann daher nicht zu starken Dichteunterschieden kommen. In den Experimenten Alb(g) und Kv(g) fehlen diese erzwungenen Abkühlungsvorgänge auf beiden Hemisphären, auch hier fehlt der klare Dichteunterschied. Die Konvektionszelle im Norden ist bei fehlendem Meereis im Süden kräftiger ausgeprägt und wird im Laufe der Integration nicht schwächer. Dies ist hingegen in dem Experiment mit Meereisvorschrift im Süden und Albedovorschrift im Norden der Fall.

Auch wenn das hier verwendete Verfahren einen ebenso schwerwiegenden Eingriff in die Modellphysik darstellt, wie die Variation der Oberflächentemperaturen mit den mittleren Winden (Abschnitt (5.1.6)), so mag es auch ein ebenso angemessenes Hilfsmittel sein, eine Modellschwäche zu kompensieren. Sollte es mit diesem Hilfsmittel möglich sein, entscheidend realistischere glaziale Zustände dazustellen, so ist dadurch zumindest nachgewiesen, daß eine korrekte Darstellung der Meereisverteilung einen bestimmenden Einfluß auf die globale Zirkulation hat. Da nicht erwartet werden kann, daß das hier verwendete Meereismodell die südhemisphärische Eisverteilung darstellen kann, stellt die Meereisvorschrift im Süden eine Möglichkeit dar, diese Fehlerquelle auszuschalten und den Einfluß anderer Parameter auf die thermohaline Zirkulation im Nordatlantik zu untersuchen.

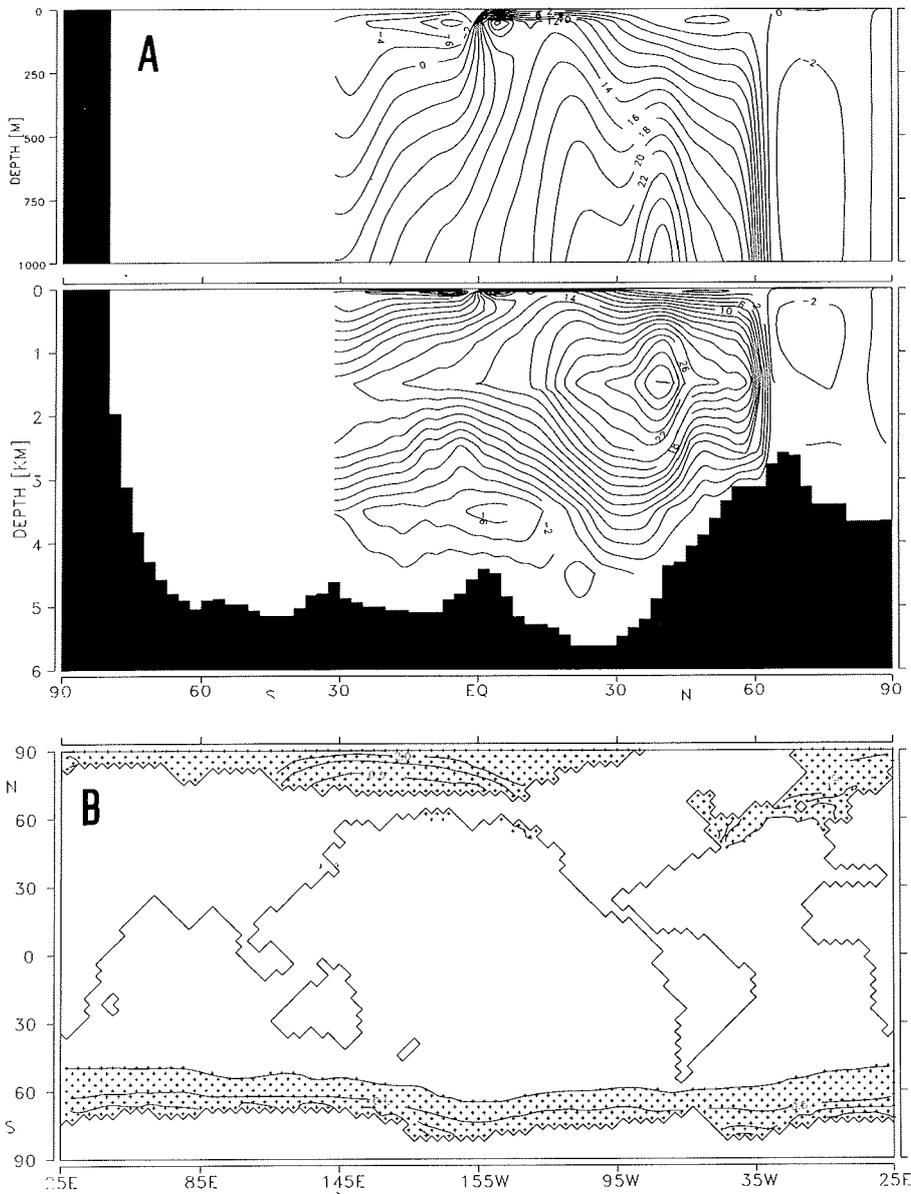


Abbildung 6.13: Gleichgewichtsszenario von Experiment MEns(g). (A): die zonal beckenintegrierte meridionale Stromfunktion des Atlantiks in [Sv] und (B), die resultierenden globalen Meereisbedeckungen in [m]

6.3 Das Salzproblem (Salz(g))

Wie gezeigt wurde, ist es sowohl dem gekoppelten System aus Ozean- und Energiebilanzmodell als auch dem Ozeanmodell bei vorgegebenen Randbedingungen möglich, zu rezenten Antrieben Ergebnisse zu liefern, die gemessenen Mustern ähneln. Trotzdem scheiterte die Modellierung der glazialen Zirkulation in beiden Fällen weitgehend. Dies gibt einerseits Vertrauen in das Energiebilanzmodell, andererseits legt es Zweifel an dem glazialen Salzfeld nahe.

In Abschnitt (3.5.2) wurde schon angesprochen, daß das bisher verwendete Oberflächensalzfeld von DUPLESSY ET AL. (1991) mit starken Unsicherheiten behaftet ist. Neben der relativ geringen Kerndichte trägt auch die Kernverteilung zu den Unsicherheiten bei. Wie in Abbildung (2.4) gezeigt, wurden Gebiete zwischen 70°N und 40° N mit einem Schwerpunkt in der Mitte des Atlantiks zwischen 50°N und 55°N beprobt. Vor der amerikanischen Küste, von der ein Großteil der nachfließenden warmen Wassermassen stammen würde, wurden hierbei keine Kerne gezogen. Die von DUPLESSY ET AL. (1991) verwendete Analyseverfahren hat zudem den Nachteil, daß die untersuchten Foraminiferen nur im Sommer in großer Zahl sedimentieren. Die abgeleiteten Salzgehalte müssen also als Sommerwerte interpretiert werden.

Ein weiteres Argument, den Oberflächensalzgehalten kritisch gegenüberzustehen, ist die Verwendung der CLIMAP-Temperaturen, mit deren Hilfe der Salzgehalt aus den $\delta^{18}O$ -Werten abgeleitet wurde. Die Unsicherheit pro 1°C falsch gewählter Temperatur kann, nach Abschnitt (2.2.2), bis zu 0.5 psu betragen.

Variation des Oberflächensalzgehaltes

Abbildung (6.15.A) zeigt den Oberflächensalzgehalt im Atlantik, der in diesem Sensitivitätstest als Antrieb dient. Zwischen 70°N und 40°N wurde der ursprüngliche, glaziale Datensatz (Tabelle(3.2)) um Werte zwischen 0.6 psu (40°N) und 2 psu (bei 60°N) gegenüber den DUPLESSY-Werten reduziert (Abbildung(6.15.B)). Dies scheint viel, schließlich beträgt die hierdurch dem Ozean entzogene Salzmenge innerhalb der obersten Ozeanschicht² $3.5 \cdot 10^{14}$ kg, andererseits ist der Effekt auf den Oberflächensalzgehalt nur viermal so groß, wie die Auswirkung der sogenannten „großen Salzgehaltsanomalie“ (GSA) auf den Nordatlantik (DICKSON ET AL., 1988).

Die Modellkonfiguration wurde im Vergleich zum vorhergehenden Kapitel nicht verändert. Auf der Südhalbkugel wird weiterhin der Jahresgang der Meereisverteilung vorgeschrieben, wie er sich aus dem Standardexperiment Ref(LGM) in Abschnitt (5.1.2) ergeben hatte. Auf der Nordhalbkugel wird ein Albedowert von Meereis (0.45) an allen Gitterpunkten nördlich von 65°N vorgeschrieben.

² $3.518 \cdot 10^{14} m^3$ Salzwasser verlieren 1g Salz pro Liter

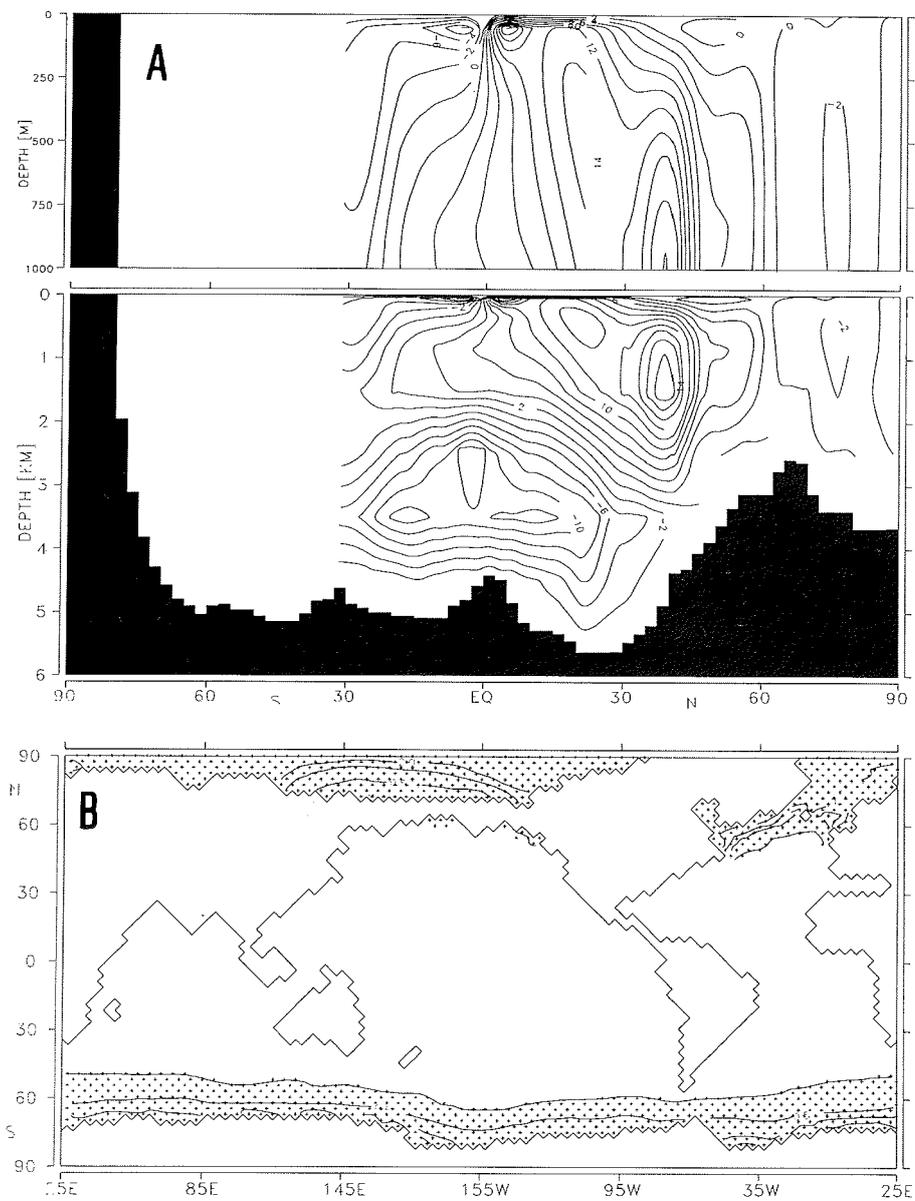


Abbildung 6.14: (A) zeigt die resultierende Meridionalzirkulation im Atlantik im Gleichgewicht zu rezenten Bedingungen. In (B) ist das Jahresmittel der vorgeschriebenen Meereisverteilung abgebildet.

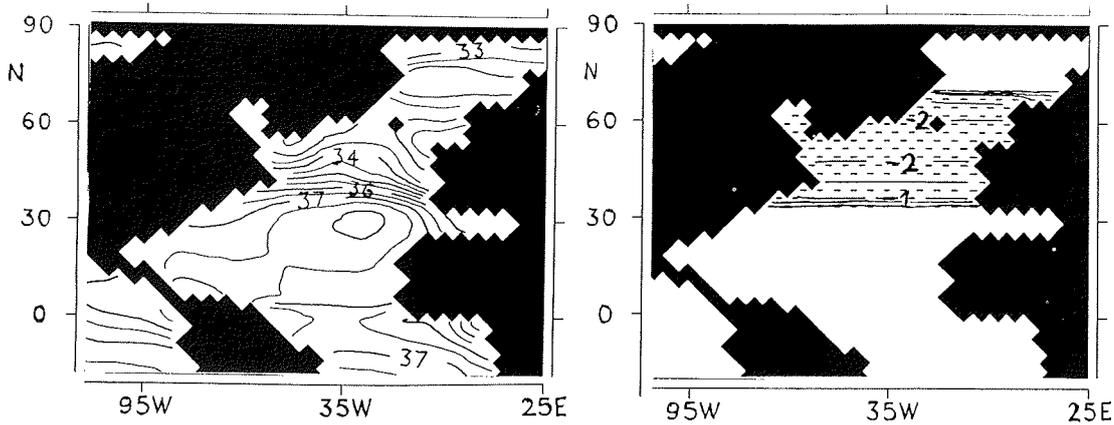


Abbildung 7.15: A: der veränderte Oberflächensalzgehalt in [psu] im Atlantik, des Experimentes (Salz(g), B: der Unterschied gegenüber dem bisher verwendeten, glazialen Salzdatensatz in [psu], die in (7.3) süßeren Flächen sind gestreift dargestellt.

Beurteilung des Ergebnisses

In Abbildung (7.14.B) ist die resultierende atlantische Umwälzrate dargestellt. Wie zu erwarten war, ist die thermohaline Zirkulation in diesem Experiment gegenüber dem vorhergehenden Lauf stark reduziert. Die Umwälzrate ist von 33 Sv auf 20 Sv zurückgegangen. Eine Abnahme der Eindringtiefe des nordatlantischen Tiefenwassers begünstigt ein Vordringen des antarktischen Bodenwassers bis weit in den Norden. Dies konnte aus dem Verhalten des Ozeans in Kapitel (6) geschlossen werden und deckt sich mit Folgerungen von LABEYRIE ET AL. (1992) zur glazialen Zirkulation.

In Abbildung (7.14.A) ist die resultierende Verteilung des Meereises zu sehen. Die Abnahme der Intensität der thermohalinen Zirkulation hat den advektiven Transport von warmem, salzhaltigem Oberflächenwasser nochmals gegenüber den vorangegangenen Experimenten reduziert. Aus dem Ozean wird weniger sensible Wärme an die Atmosphäre abgegeben. Daher ist es möglich geworden, die Meereisausdehnung zu vergrößern.

Wollte man eine glaziale Zirkulation mit einer Umwälzrate von 10 Sv im Nordatlantik und einer Eindringtiefe von 2 km, durch die Variation des Salzantriebes erzeugen, müßte der Oberflächensalzgehalt noch weiter reduziert werden, als es in diesem Experiment geschehen ist.

Durch das Vorschreiben der Oberflächensalzgehalte können die Auswirkungen der natürlichen Prozesse im Klimasystem zwar nachgebildet werden, aber die tatsächlichen Abläufe

finden keine Entsprechung. In der Natur reguliert Niederschlag und Verdunstung, Meereisbildung, Konvektion und Advektion von Wassermassen den Salzgehalt. „Manuelle“ Variationen im Salzgehaltsfeldes implizieren, daß einer oder mehrere dieser Prozesse Veränderungen erfahren haben. Der verändernde Prozess selber muß im Modell jedoch nicht wirken. Auf der anderen Seite werden im Modell stattfindende Einflüsse auf das Salzgehaltsfeldes ignoriert oder gedämpft. Um eine realistischere Nachbildung der Abläufe zu erhalten, soll im nachfolgenden Abschnitt das Modellsystem statt mit einem Oberflächensalzfeld, mit einem diagnostizierten Süßwasserfluß angetrieben werden. Ein weiterer Vorteil hierbei ist, daß die Unsicherheit in der Wahl des Relaxationsparameter τ_S (Gleichung (4.1)) entfällt.

6.4 Antrieb mit einem diagnostizierten Süßwasserfluß (Swf 1 - 5)

Es ist schon schwierig, für das heutige Klima flächendeckende Datensätze von gemessenen Nettoniederschlägen zu erhalten, für Glazialzeiten ist dies nahezu aussichtslos. Es ist aber möglich, aus allen Gleichgewichtszuständen der vorher diskutierten Modellläufe Süßwasserflüsse zu diagnostizieren. Dies ist sogar die übliche Methode Antriebsdaten für solche Experimente zu gewinnen, die nicht Oberflächensalzgehalten als Randbedingung gehorchen sollen (BRYAN,1986). Wie bisher, berechnet das gekoppelte System dann zu den neuen Antrieben von homogenen Verhältnissen ausgehend einen Gleichgewichtszustand.

Es ist nicht selbstverständlich, daß das resultierende Ergebnis dem Zustand der vorhergehenden Experimente auch nur ähnlich ist, denn während sich bei der Verwendung von Salzantrieben der Ozean über die Relaxationskonstante von 6 Monaten an die Vorgaben anpasst, werden bei einer Kopplung über Süßwasserflüsse die Beträge direkt zum Wasservolumen der obersten Schicht addiert. Bei der Kopplung über Salzgehalte verliert das advehierte Oberflächenwasser seine Eigenschaft durch zwangsweise Anpassung an die Oberflächenrandbedingungen. Je stärker sich der Salzgehalt des advehierten Wassers von der Randbedingung unterscheidet, desto stärker wird der zugeführte Salzfluß. Auf diese Weise werden Variabilitäten reduziert. Bei Kopplung über Süßwasserflüsse wird zum Salzgehalt eine konstante Wassermenge addiert, unabhängig von den transportierten Eigenschaften. Der Oberflächensalzgehalt im Gleichgewicht, und damit auch die resultierende thermohaline Zirkulation, kann in beiden Fällen sehr unterschiedlich aussehen.

Diese unterschiedlich empfindliche Reaktion des Ozeanmodells auf Unterschiede im Salz- bzw. Süßwasserantrieb soll hier genutzt werden. Aus den vorher diskutierten glazialen Experimenten zu vorgegebenen Salzantrieben werden Süßwasserantriebe diagnostiziert, zu denen das Ozeanmodell dann ein Gleichgewicht finden muß. In verschiedenen Arbeiten (z.B. MAIER-REIMER & MIKOLAJEWICZ, 1994; RAHMSTORF, 1995) konnte dargestellt werden,

daß schon gering unterschiedliche Süßwasserflüsse ausreichen können, um vollständig unterschiedliche Zirkulationsmuster zu erhalten. Aus diesen Experimenten ist im Gleichgewicht wiederum ein Salzgehalt in der obersten Schicht diagnostizierbar, der eine Basis für Diskussionen darstellen kann.

6.4.1 Die Süßwasserantriebe

Exp. Kenn.	diag. aus Exp.:	Süßw.zutr.[Sv] im Nordatlantik.	Salzgeh.[psu] im Nordatl.	Max. Stärke der thermoh. Zirk. [Sv]
Swf 1	ERef(g)	0.172	35.7	48
Swf 2	S5(LGM)	0.228	33.6/35.7	16/42
Swf 3	MEns(g)	0.249	33.0	10
Swf 4	nn	0.251	33.0	10
Swf 5	Salz(g)	0.261	33.1	10
Eref(g)			35.8	58
Alb(g)			35.8	54
Kv(g)			35.8	86
MEns(g)			35.5	35
Salz(g)			34.8	20

Tabelle 6.3: Neben den Experimenten aus den vorhergehenden Abschnitten (6.2), (5) und (6.3) werden auch Antriebe aus Modellläufen zu glazialen Randbedingungen verwendet, die in dieser Arbeit nicht detailliert beschrieben wurden. Swf 4 entstammt Experimenten mit verringertem Oberflächensalzgehalt im Nordatlantik, analog zu Salz(g). Spalte 3 führt die Zutragraten von Süßwasser im Nordatlantik auf. Den resultierenden Salzgehalt in der obersten Ozeanschicht im Nordatlantik zwischen 40°N und 60°N zeigt Spalte 4. Spalte 5 zeigt die Werte der resultierenden maximalen Umwälzrate.

Um ein geschlossenes Bild von der Empfindlichkeit der Ozeanzirkulation gegenüber Süßwasserantrieben zu erhalten, ist es wünschenswert, die Zutragraten im Nordatlantik möglichst kontinuierlich zu variieren. Aus Gründen der begrenzten Computerzeit muß man entweder darauf verzichten, Gleichgewichte zu betrachten und während eines Experimentes die Zutragraten variieren (RAHMSTORF, 1995) oder man rechnet nur eine beschränkte Anzahl an Experimenten bis ins Gleichgewicht und variiert den entscheidenden Parameter in diskreten Schritten. Hier wurde die 2. Variante verwendet.

Aus allen Experimenten zu glazialen Randbedingungen wurden die Süßwasserflüsse diagnostiziert. Um sicherzustellen, daß sich die Antriebe nur im Nordatlantik unterscheiden, wurden nur die Felder als Antrieb ausgewählt, deren Unterschiede im zentralen Atlantik zwischen 40°N und 10°N höchstens 0.001 Sv betragen.

Spalte 3 der Tabelle (6.3) gibt einen Überblick über die Süßwasserzuträge im Nordatlantik

zwischen 60°N und 40°N derjenigen Felder, die das oben genannte Kriterium erfüllen. Die Zuträge liegen alle im Bereich von 0.216 ± 0.045 Sv.

6.4.2 Ergebnisse

Wie Spalte 4 der Tabelle (6.3) zeigt, liegen die Salzgehalte der obersten Ozeanschicht³ des Nordatlantiks im Gleichgewicht zwischen 35.7 und 33.0. Ersteren mittleren Salzwert findet man auch bei den Experimenten Eref(g), Alb(g) und Kv(g) zwischen 40°N und 60°N , die aber mit Oberflächensalzgehalten angetrieben wurden.

Die maximale Umwälzrate im Atlantik wurde als Index für die Aktivität der thermohalinen Zirkulation in Spalte 5 angegeben. Es wird deutlich, daß mindestens zwei verschiedene Regime zu den Antriebsfeldern passen. Einerseits gibt es ein Regime mit starker Tiefenwasserproduktion und fehlendem antarktischem Bodenwasser, wie es bei den glazialen Experimenten der Abschnitte (5), (6.1) und (6.2) zu sehen war. Das zweite Regime ist gekennzeichnet durch eine extrem schwache thermohaline Zirkulation.

Die Experimente mit stark reduzierten Salzgehalt (33 psu) in der obersten Schicht weisen schwache Massentransporte auf, demgegenüber sind hohe Salzgehalte um 35.7 psu das Resultat von Experimenten, die eine hohe Umwälzrate modelliert haben. Auch das Experiment Salz(g) des vorhergehenden Abschnittes (6.3) ordnet sich mit seinem Salzgehalt von 34.5 psu und einem reduzierten Massentransport in dieses Bild ein.

Stellvertretend für die Experimente, die dieses Regime als Lösung haben, (Swf 3 – 5) wird das Ergebnis des Experimentes Swf 5 in Abbildung (6.16) genauer betrachtet. In Abbildung (6.16.A) ist die Stromfunktion des zonal integrierten Transportes im Nordatlantik aufgetragen. Das Maximum der Umwälzrate liegt nur wenig unterhalb der Meeresoberfläche und beträgt 10 Sv. Die Eindringtiefe der Zelle liegt bei 2 km. Dies deckt sich bemerkenswert gut mit den Wassermassenverteilungen in Abbildung (6.17), die DUPLESSY ET AL. (1988) aus Foraminiferenanalysen abgeleitet haben.

Durch die Abnahme der Konvektion im Nordatlantik ist auch die warme Ausgleichsströmung aus dem Süden nahezu eingestellt. Meereis kann sich daher bis zu 50°N ausbreiten, wie Abbildung (6.16.B). Im Vergleich zu den CLIMAP-Daten ist dies eine zu starke Ausdehnung, denn als Jahresmittel wurde hier eine Meereisgrenze bei 60°N angegeben.

Insgesamt befinden sich die diagnostizierten Zufragsraten des Süßwassers von Swf 1 - Swf 5 in einem sehr sensitiven Bereich, in dem schon geringe Unterschiede ausreichen um die ozeanische Zirkulation in den einen oder in den anderen Zustand zu überführen.

³Dies ist nicht zu verwechseln mit dem Oberflächensalzantrieb der vorhergehenden Experimente. Hier ist der Wert der Mischungsschicht bezeichnet.

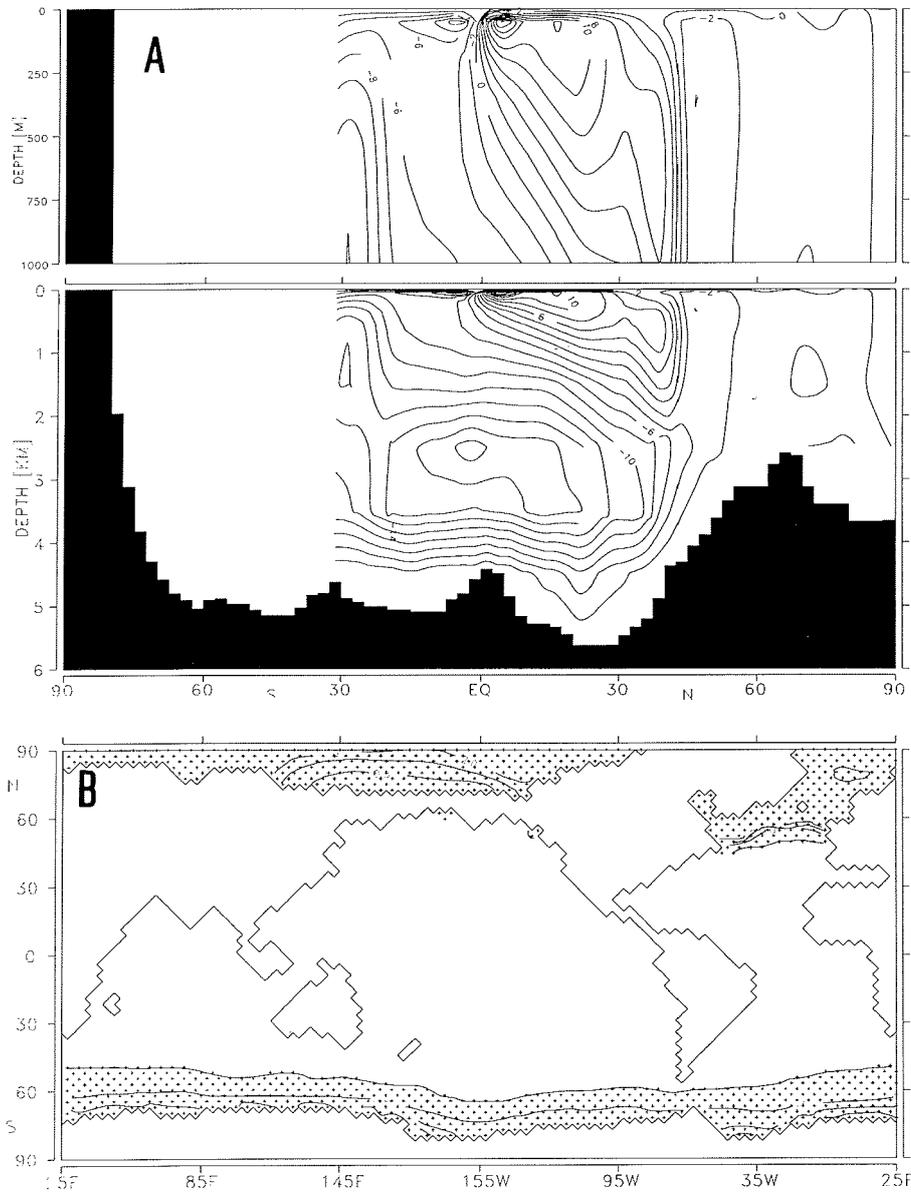


Abbildung 6.16: (A) zeigt die resultierende Meridionalzirkulation im Atlantik in $[S_M]$ des Experimentes Swf 5. In (B) ist das dazugehörige Jahresmittel der Meereisverteilung in [m] abgebildet.

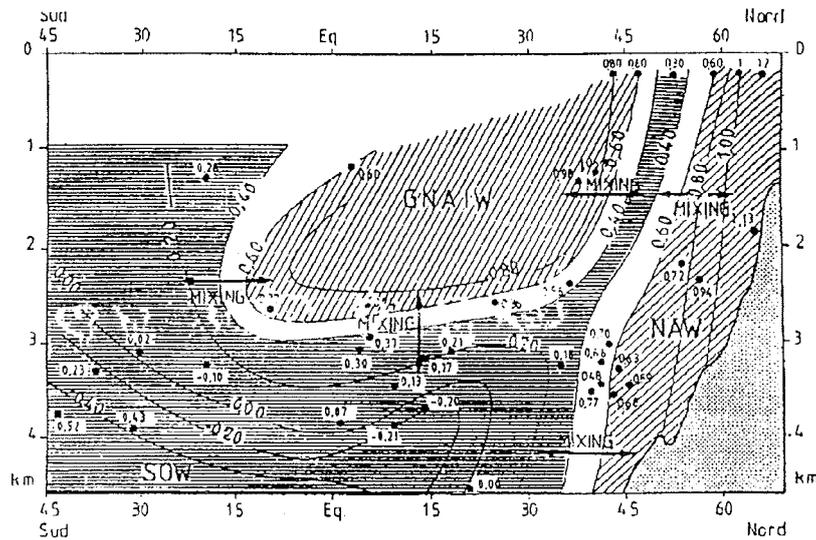


Abbildung 7.17: Wassermassenverteilung rekonstruiert aus Foraminiferen. GNAIW = glaziales nordatlantisches Zwischenwasser, NAW = Nordatlantikwasser, SOW = Wasser aus dem südlichen Ozean (nach DUPLESSY ET AL., 1988)

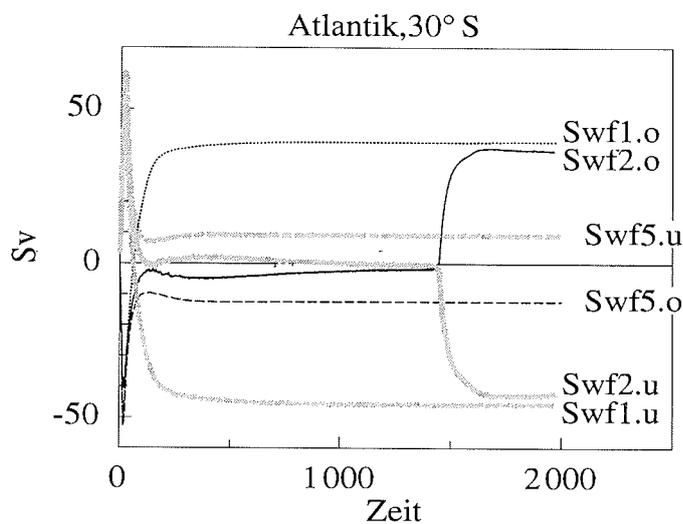


Abbildung 7.18: Die Abbildung zeigt die zeitliche Entwicklung der Transportrate bei 30°S der Experimente Swf 1, Swf 2 und Swf 5, vom Start bei homogenen Anfangsbedingungen bis zum Gleichgewicht. Der Index „o“ beschreibt den über die obersten 2 km integrierten Massentransport, der Index „u“ den der verbleibenden Distanz bis zum Boden.

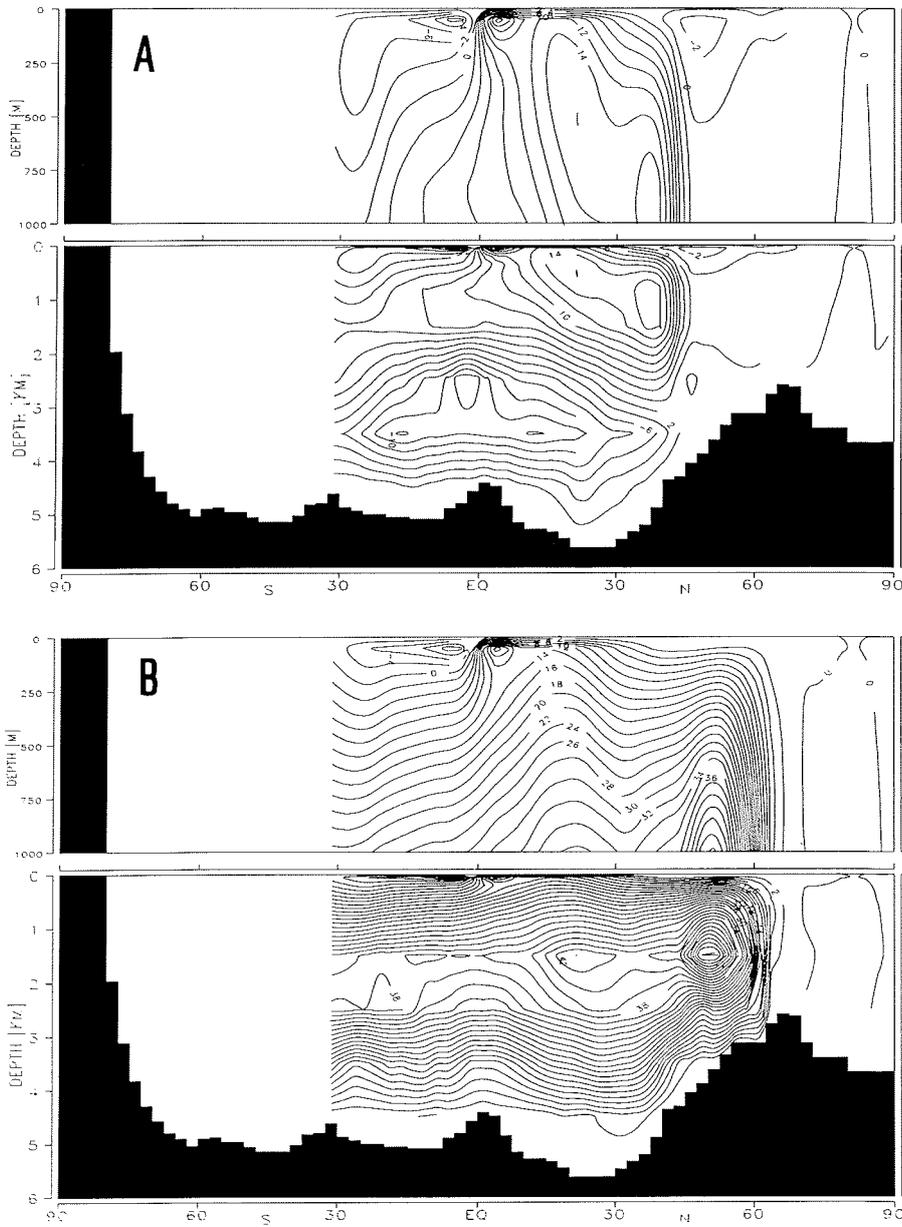


Abbildung 6.19: Die Meridionalzirkulation im Atlantik in [Sv] des Experimentes Swf 2: (A) 1300 Jahren nach Modellstart und (B) nach 2000 Jahren im Gleichgewicht.

Experiment Swf 2 scheint eine Möglichkeit zu geben, das Verhalten der atlantischen Zirkulation während dieses Übergangs zu beobachten. In Abbildung (6.18) ist die Entwicklung des meridionalen Massentransportes bei 30°S für Experiment Swf 2 abgebildet. Die Zeitreihe beginnt im Augenblick des Modellstarts, bei homogenen Anfangsbedingungen. Die Kurve mit dem Index „o“ zeigt die Veränderung im Massentransport in den obersten 2 km, der Index „u“ steht für die Transporte in der verbleibenden Distanz bis zum Boden. Zum Vergleich sind hier auch die Zeitserien für die Experimente Swf 1 (Regime 1) und Swf 5 (stellvertretend für die Experimente des Regimes 2) aufgetragen. Während des Einschwingvorganges des Experimentes Swf 2 ähneln die Transportraten im oberen (o) und unteren (u) Ozeanabschnitt den des Experimentes Swf 5. Während sich die Raten von Swf 1 und Swf 5 aber schon wenigen 100 Jahre nach dem Modellstart nicht mehr verändern, springen die Werte von Swf 2 plötzlich nach 1450 Jahren von niedrigen Transportraten um 0 Sv (Regime 2) zu hohen Raten (Regime 1). Abbildung (6.19.A) zeigt die Umwälzrate, die bei Swf 2 bis etwa 1400 Jahren nach Modellbeginn vorliegt und Abbildung (6.19.B) das Bild was sich vom Jahre 1600 an bietet. Ein Vergleich mit der Umwälzrate in Abbildung (6.16.A) und derjenigen in Abbildung (6.6.A) zeigt, daß die Zirkulation bis zum Jahre 1400 nach dem Modellstart Ähnlichkeit mit der Situation des Regimes mit reduzierter Tiefenkonvektion hat und hinterher dem Muster mit starker Konvektion ähnelt. Diese Resultate sollen im folgenden zu den Ergebnissen von RAHMSTORF (1995) in Beziehung gesetzt werden.

6.4.3 Diskussion der Ergebnisse

In dieser Arbeit wurde das E-OGCM vom homogenen Anfangszustand aus zu festen Süßwassereinträgen und glazialen Randbedingungen ins Gleichgewicht gerechnet. In RAHMSTORF (1995) werden dagegen rezente Verhältnisse betrachtet. Seine Arbeit unterstreicht noch einmal, daß die thermohaline Zirkulation auf Anomalien im Süßwasserzutrag heftig reagiert. Wird dem heutigen Gleichgewichtszustand des Ozeans im Nordatlantik Süßwasser zugefügt, kommt es nach einer bestimmten Zutragsrate zu einem Zusammenbruch der Tiefenwasserproduktion. Wird diesem Zustand wieder Süßwasser entnommen, wird die thermohaline Zirkulation bei einer anderen Zutragsrate, als die, die zur Abschaltung führte, wieder aktiv. Die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente reproduzieren diese Ergebnisse, jedoch kommt es vergleichsweise schneller zu einem Wechsel des Regimes. Zudem weitet sie die Gültigkeit von RAHMSTORFs Ergebnissen für Experimente mit glazialen Randbedingungen aus. Auf zwei prinzipielle Unterschiede in der Modellkonzeption muß jedoch hingewiesen werden:

- In RAHMSTORFs Arbeit wurde ein anfänglicher Gleichgewichtszustand durch kontinuierliche Zu- oder Abnahme der vorher diagnostizierten Süßwasserzuträge vom einen Zirkulationszustand in den anderen überführt. Es handelt sich also um transiente Modellläufe, die nicht zwangsläufig zu jedem Zeitpunkt exakt im Gleichgewicht

zu den Randbedingungen sind. Die Resultate, die in dieser Arbeit vorgestellt werden, sind dagegen Ergebnisse von Experimenten, die vom homogenen Zustand aus ins Gleichgewicht gerechnet wurden. Da die Computerzeit aber beschränkt ist, konnten nur wenige Experimente durchgeführt werden, die den entscheidenden Parameter, den Süßwasserzutrag, variieren.

- Um die globale Süßwasserbilanz nicht zu stören, mußte RAHMSTORF in seinen Experimenten den Zutrag an Süßwasser für den Atlantik dem Pazifikbecken entnehmen. Dies stört den Gleichgewichtszustand, aus dem der Süßwasserfluß ursprünglich diagnostiziert wurde. In dieser Arbeit sind die Flüße aus Gleichgewichten früherer Experimente gewonnen, ein „manueller“ Ausgleich entfällt daher.

Der Süßwassereintrag im Nordatlantik, der in diesen Experimenten zugefügt wird, ist in guter Übereinstimmung mit den Zutragraten der Arbeit von RAHMSTORF, der für heutige Verhältnisse 0.28 Sv diagnostiziert hat. Auch die Variationsbreite um den Absolutwert ist mit 0.05 Sv vergleichbar.

Die sensible Reaktion des Ozeanmodells auf geringe Unterschiede im Salz- bzw. vor allem im Süßwasserantrieb unterstreichen nochmals die Bedeutung einer genauen Kenntnis des Antriebsfeldes. Aus den Ergebnissen von Abschnitt (6.3) und (6.4) kann gefolgert werden, daß schon Salzanomalien im Bereich der Messgenauigkeit erheblichen Einfluß auf die thermohaline Zirkulation im Nordatlantik haben können. Das gekoppelte System reagiert auf geringste Störungen im Süßwasserfluß.

Kapitel 7

Experimente mit dem A-OGCM

In diesem Kapitel modifiziert nicht länger das Energiebilanzmodell die Oberflächentemperaturen, sondern das in Abschnitt (3.2) vorgestellte 2 – Schichten – Atmosphärenmodell. Hier können die Temperaturen im Atmosphärenmodell mit dem berechneten mittleren Wind advektiert werden und müssen nicht länger entlang des Gradienten diffusiv angeglichen werden. Da das Modell keinen hydrologischen Kreislauf enthält, können die Vorteile eines Atmosphärenmodells gegenüber eines Energiebilanzmodells nicht voll zum Tragen kommen: die thermisch getriebenen Windsysteme, die das Modell generiert, sind noch zu fehlerhaft, um dem Ozeanmodell als Randbedingung dienen zu können.

Aus diesem Grunde kann es nur Ziel dieses Kapitels sein, zu zeigen, daß die Ergebnisse mit diesem Atmosphärenmodell sich von den vorher gezeigten Ergebnissen nicht prinzipiell unterscheiden.

Die Modellkonfiguration des Ozeans und die Kopplungsstrategie ist gegenüber den Referenzexperimenten der vorhergehenden Abschnitte nicht verändert worden.

7.1 Referenzexperimente

Abbildung (7.1) zeigt die Ergebnisse des gekoppelten Atmosphären-Ozeanmodells zu reinen Antrieben, d.h. den Oberflächensalzgehalten nach LEVITUS (1982) und den Windschubspannungen nach HELLERMAN & ROSENSTEIN (1983). In Abbildung (7.2) sind die Resultate des Experimentes zu glazialen Antrieben zu sehen. Als Randbedingungen wirken hier der durch DUPLESSY (1991) modifizierte LEVITUS-Salzgehalt +1psu und die Windschubspannungen nach LAUTENSCHLAGER & HERTERICH (1990). Die Relaxationskonstante τ_S , die den Salzgehalt der obersten Ozeanschicht an die Antriebsdaten koppelt, beträgt 6 Monate und ebenfalls wie in den Experimenten des Abschnittes (6) wurde eine zusätzliche Modifikation der berechneten Temperaturantriebe durch den mittleren Wind nicht zugelassen.

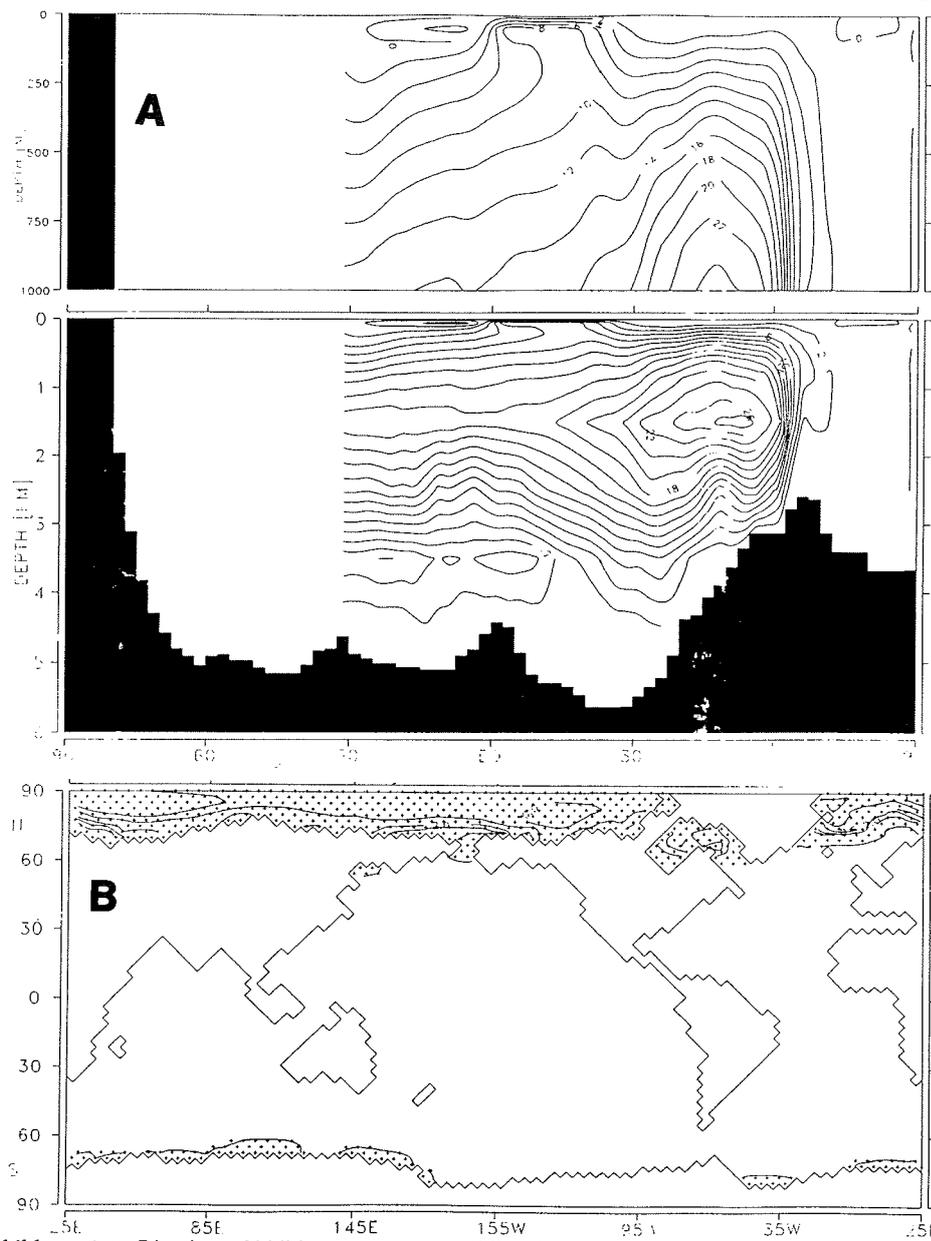


Abbildung 8.1: Die obere Abbildung zeigt die meridionale Umwälzrate im Atlantik in [Sv], die sich als Resultat aus dem A-OGCM-Experiment zu rezenten Randbedingungen ergibt. In der unteren Abbildung ist die Meereisverteilung im Gleichgewicht in [m] abgebildet.

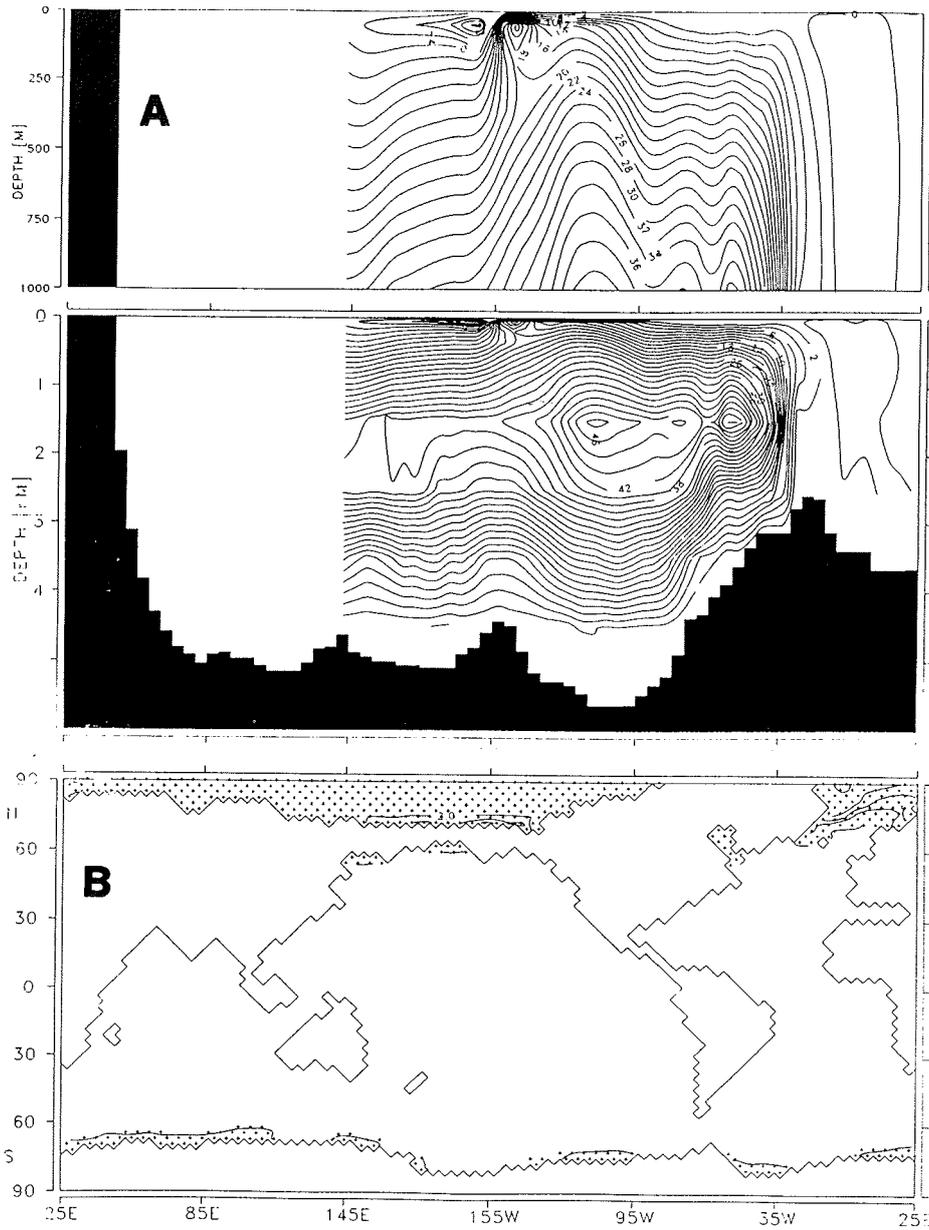


Abbildung 8.2: Die obere Abbildung zeigt die meridionale Umwälzrate im Atlantik in [Sv], die sich als Resultat aus dem A-OGCM-Experiment zu glazialen Randbedingungen ergibt. In der unteren Abbildung ist die Meereisverteilung im Gleichgewicht in [m] abgebildet.

In den oberen Bildern der Abbildungen (7.1) und (7.2) sind die meridionalen Massentransporte in [Sv] abgebildet. Sie unterscheiden sich nicht substantiell von den Transporten der Experimente des Ozeanmodells mit fest vorgegebenen Randbedingungen (Abbildungen (5.1.A) und (5.2.A)) oder des gekoppelten E-OGCM (Abbildung (6.3.A) und (6.6.A)). Desgleichen zeigen die Meereisverteilungen in der Südhemisphäre die gleichen Schwächen wie in den Experimenten ERef(r) und ERef(g) aus Abschnitt (6.1).

7.2 Analyse der Experimente

Es ist ein befriedigendes Ergebnis, daß sowohl die rezente als auch die glaziale Zirkulation von beiden Modellsystemen, dem A-OGCM und dem E-OGCM bei gleichen Anfangs und Randbedingungen in gleicher Weise dargestellt werden können. Dies kann als weiteres Indiz für die Vermutung gewertet werden, daß weniger die Art und Weise der Temperaturermittlung die Ursache für eine fehlerhafte Darstellung der glazialen Zirkulation ist als Unsicherheiten im Oberflächensalzfeld. Schließlich konnte das Ozeanmodell die rezente Zirkulation immer ähnlich darstellen, unabhängig davon, ob das Modell Messwerte als Antrieb verwendet hat, oder eines der beiden Modelle. Hier ist es ein Vorteil, daß die Temperaturen durch zwei voneinander unabhängige Modelle ermittelt wurden.

Da im Atmosphärenmodell keine wesentlich vollständigere Physik implementiert ist als im Energiebilanzmodell, konnte nicht erwartet werden, daß hier zusätzliche Prozesse dargestellt werden können. Weil aber das Atmosphärenmodell die 10 fache Rechenzeit im Vergleich zum Energiebilanzmodell benötigt, kann die Benutzung des Modelles erst vertreten werden, wenn damit zu rechnen ist, daß das Ergebnis bestimmte physikalische Abläufe realistischer darstellen kann. So wird diskutiert, inwieweit die Verlagerung von Süßwasserquellen im globalen System ein sehr wichtiger, oder sogar treibender Mechanismus für langzeitliche Klimaschwankungen ist. Wenn das Atmosphärenmodell Hinweise zur Beantwortung der Frage geben könnte, wäre der Rechenaufwand für den Betrieb auf jeden Fall gerechtfertigt.

Kapitel 8

Diskussion der Ergebnisse

Das Ziel dieser Arbeit war es, eine Zirkulation im Atlantik zu modellieren, die mit aus Sedimentdaten abgeleiteten Vorstellungen möglichst gut übereinstimmt. Hierzu wurde ein komplexes, 3-dimensionales Ozeanmodell verwendet, mit dem in verschiedenen Arbeiten (z.B. MAIER-REIMER ET AL., 1993; MIKOLAJEWICZ & MAIER-REIMER, 1994) gezeigt wurde, daß es den rezenten Ozeanzustand reproduzieren kann. Auch Ozeanzustände, die sich vom heutigen Bild unterscheiden, konnten mit diesem Modell schon dargestellt werden (z.B. MIKOLAJEWICZ ET AL. 1993; MAIER-REIMER ET AL., 1991). Diese Arbeit zeigte jedoch, daß die ursprüngliche Konfiguration, wie sie beispielsweise in den Arbeiten von MAIER-REIMER ET AL. (1992) benutzt wird, abgewandelt werden muß, soll die Zirkulation des letzten glazialen Maximums vor 21000 Jahren modelliert werden.

Zur Rekonstruktion des rezenten Ozeanzustandes ist die ursprüngliche Modellkonfiguration geeignet, wenn es auch so scheint, als ob die Entwicklung mit dem Ziel betrieben wurde, den heutigen Zustand zu reproduzieren. Neuere Arbeiten (GERDES, 1993), (DÖSCHER & REDLER, 1995) weisen darauf hin, daß andere Ozeanmodelle mit ähnlicher Auflösung bei der Verwendung der z-Koordinaten in der Vertikalen üblicherweise Probleme mit Darstellungen von Überströmungen an Schwellen haben. Die Experimente des Ozeanmodells mit festen Randbedingungen legen nahe, daß diese Modellschwäche auch auf dieses Ozeanmodell zutrifft. Messungen zufolge strömen nur 3 - 5 Sv des kalten, salzigen, nördlich der Grönland - Island - Schottland Schwelle gebildeten Wassers wieder in den Nordatlantik zurück. Dieses Wasser vermischt sich jedoch beim Überströmen der Schwelle und bildet einen erheblichen Anteil des nordatlantischen Tiefenwassers (KRAUSS, 1995). Dieser Prozess kann im Modell nicht ablaufen. Um die Auswirkung dieser Schwäche auf die Zirkulation zu kompensieren, wurden in der ursprünglichen Modellkonfiguration eine Temperaturveränderung durch Advektion mit dem mittleren Wind eingeführt. In erster Linie beeinflusst dies die Oberflächentemperatur im Windschatten von Grönland. Die Folge ist, daß der bei weitem größte Anteil des nordatlantischen Tiefenwassers im Modell aus der Irmingensee stammt und nicht aus dem Gebiet nördlich der Grönland - Island - Schottland - Schwelle. Diese Überschätzung der südlicheren der beiden existierenden Quellen

erlaubt es für heutige Randbedingungen, eine Umwälzrate im Atlantik von der Stärke zu modellieren, die mit Messungen übereinstimmt, obwohl das Wasser aus dem europäischen Nordmeer die Region nicht verlassen kann.

Dieser Eingriff in die Modellphysik ist vertretbar, sollen die rezenten Verhältnisse dargestellt werden. Die Darstellung der thermohalinen Zirkulation des letzten glazialen Maximums verhindert es aber. Die nördlichere der beiden Quellen war in der Natur durch eine Erniedrigung des Oberflächensalzgehaltes vermutlich ausgeschaltet. Eine fehlende Überströmung der Schwelle muß für glaziale Bedingungen somit nicht kompensiert werden. Wird die Tiefenkonvektion in der Irmingensee auch für glaziale Experimente weiter überschätzt, hat dies viel zu hohe nordatlantische Umwälzraten zur Folge.

Wird das Ozeanmodell mit vorgegebenen Randbedingungen betrieben, können wichtige Rückkopplungen zwischen dem Ozean und der Atmosphäre nicht dargestellt werden. So verursacht starke Konvektion im Nordatlantik einen Nachfluß von warmem Oberflächenwasser aus südlicheren Regionen. Die daraus folgende Erwärmung der Atmosphärentemperatur, die Reduktion der Oberflächendichte, möglicherweise auch Schmelzen von Meereis und damit einhergehend Süßwasserzutrag in die oberste Schicht des Konvektionsgebietes kann nicht dargestellt werden. Berechnet hingegen ein Energiebilanzmodell oder ein atmosphärisches Zirkulationsmodell die Antriebstemperatur, sollten diese Prozesse dargestellt werden können.

Trotz der oben dargestellten Modifikation der Modellkonfiguration und der Berechnung der Temperatur durch eine Atmosphärenkomponente kam es zu keiner Reduktion der thermohalinen Zirkulation im Nordatlantik. Ein Grund hierfür ist die Verwendung eines einfachen, thermodynamischen Meereismodelles. Bei der Verwendung fest vorgegebener Randbedingungen fällt es nicht ins Gewicht, daß eine Verdriftung von Meereis nicht dargestellt werden kann. Die Meereisgrenze hängt in diesem Falle in erster Linie von der vorgegebenen Atmosphärentemperatur ab. Ist die modellierte Ozeantemperatur höher als die antreibende Atmosphärentemperatur, setzt ein sensibler Wärmefluß aus dem Ozean ein, der aber nirgendwo wieder aufgenommen wird. Die „Atmosphäre“ reagiert hier, als hätte sie eine unendliche Wärmekapazität. In einem gekoppelten Systemen ist dies anders. Hier kann die Atmosphärenkomponente, ob es sich nun um ein Energiebilanzmodell oder ein komplexeres Atmosphärenmodell handelt, auf veränderte Ozeanzustände reagieren. Jetzt ist es wichtig, ein komplexeres Meereismodell zur Verfügung zu haben, um korrekte Eisverteilungen zu ermitteln. Die Verdriftung von gebildetem Meereis mit dem mittleren Wind und der Ozeanströmung spielt bei der Darstellung der Meereisgrenze und somit der Ozean- und Atmosphärentemperatur eine wesentliche Rolle.

Weder zu rezenten noch zu glazialen Randbedingungen ist es dem E-OGCM oder dem A-OGCM gelungen, eine befriedigende Meereisverteilung auf der Südhalbkugel zu model-

lieren. Wird in der Südhemisphäre jedoch ein Jahresgang der Meereisverteilung vorgeschrieben, kommt es zu einer Reduktion der glazialen Zirkulation im Atlantik. Durch die zwangsweise Anregung der Tiefenwasserbildung im Bereich des antarktischen Zirkumpolarstroms wird Bodenwasser mit den gesuchten Temperaturen und Salzgehalten gebildet. Diese Wassermassen dringen bis weit in den Nordatlantik vor und verhindern, daß Nordatlantisches Tiefenwasser bis in Tiefen unterhalb von 2 km transportiert wird.

Diese Zwangsbedingung mag einen ebenso massiven Eingriff in die Modellphysik darstellen, wie die oben diskutierte Modifikation der Oberflächentemperaturen durch den mittleren Wind, aber es mag auch ein ebenso angemessenes Hilfsmittel sein, eine Modellschwäche zu kompensieren. Solange eine korrekte Modellierung der Meereisverteilung nicht geschehen kann, stellt diese Zwangsbedingung eine Möglichkeit dar, eine Fehlerquelle auszuschalten und im weiteren den Einfluß anderer Parameter auf die thermohaline Zirkulation des Nordatlantiks zu untersuchen.

Die Tiefenwasserbildung im Nordatlantik reagiert sehr sensitiv auf Änderungen in der Oberflächentemperatur und im Salzgehalt. Während der thermische Antrieb für das Ozeanmodell in dieser Arbeit aus drei verschiedenen Quellen stammt (aus Messungen vorgeschrieben, berechnet einerseits durch ein Energiebilanzmodell und andererseits durch ein atmosphärisches Zirkulationsmodell), fußt der vorgeschriebene Oberflächensalzgehalt für die Experimente zu glazialen Randbedingungen auf wenigen Daten und simplen Annahmen. Ob beispielsweise die Salzgehaltserhöhung im Glazial, die mit der Entnahme des Süßwassers für den Aufbau der Inlandeisschilder in Europa und Nordamerika einherging, überall im Ozean gleichmäßig stattgefunden hat, ist fraglich. Ebenso hängt die Ableitung von Oberflächensalzgehalten aus Tiefseesedimenten stark von vorher abgeleiteten oder ausgewählten Temperaturen ab. Der Einfluß einer um 1°C falsch vorgegebenen Temperatur auf den resultierenden Salzgehalt kann bis zu 0.5 psu betragen.

Aufgrund dieser Unsicherheit ist Vorsicht bei der Wahl der Relaxationskonstante τ_s angebracht, die den Einfluß des vorgegebenen Referenzsalzgehaltes auf die Deckschicht festlegt. Für rezente Zustände sind die Salzgehalte gut bekannt und einer starke Kopplung scheint nichts im Wege zu stehen. Man muß sich dennoch bewußt sein, daß wichtige Rückkopplungsprozesse vernachlässigt werden. Will man aber glaziale Bedingungen darstellen, so ist eine weniger starke Kopplung der unsicheren Datenlage angemessen. In dieser Arbeit wurde daher die Relaxationskonstante von 2 auf 6 Monate angehoben. Hierdurch wird zudem der Einfluß der Advektion von Eigenschaften gegenüber dem der Oberflächenrandbedingung auf die Wassermassencharakteristiken verstärkt.

Für ein Sensitivitätsexperiment wurde der Salzantrieb im Nordatlantik verringert. Zwischen 70°N und 40°N wurde der Oberflächensalzgehalt zwischen 0.6 psu und 2 psu (an der Südspitze Grönlands) reduziert. Die entnommene Salzmenge ist ca. 4 mal so groß, wie

die sogenannte „großen Salzgehaltsanomalie“ (GSA) (DICKSON ET AL., 1988). Die thermohaline Zirkulation konnte mit diesen Salzantrieben entscheidend abgeschwächt werden. Die verringerte Rate nachfließenden, warmen Oberflächenwassers erlaubt eine verstärkte Ausdehnung des Meereises im Nordatlantik.

Während bei einer Kopplung des Ozeans an ein vorgegebenes Salzfeld der resultierende Salzfluß vom Gradienten zwischen Oberflächensalzgehalt und Salzgehalt in der obersten Ozeanschicht abhängt, wird bei Verwendung von Süßwasserantrieben eine konstante Zu- tragsrate addiert. Das Signal der internen Prozesse, die im Ozean den Salzgehalt bestimmen, bleiben auf diese Weise stärker erhalten. Da es Probleme bereitet, globale Felder des Süßwasserflusses mit der notwendigen Genauigkeit zu erhalten, werden üblicherweise für Modellexperimente aus Gleichgewichtszuständen die Süßwasserflüsse diagnostiziert und als Antriebe verwendet.

Die Ergebnisse des Abschnitts (6.3) zeigten, daß schon mit gering unterschiedlichen Süßwasserantriebsfeldern mindestens zwei stark unterschiedliche Zirkulationsmuster verträglich sein können. Das erste Muster zeigt einen starken, meridionalen Massentransport im Atlantik und kein Antarktisches Bodenwasser, während das zweite Muster eine extrem schwache Zirkulation in Oberflächennähe und eine starke Antarktische Bodenwasserzelle ausweist. Diese extreme Empfindlichkeit des Modells bzgl. der halinen Antriebe wurde schon von anderen Autoren mit anderen Ozeanmodellen erkannt und diskutiert. Trotzdem untermauert das Ergebnis die Resultate von RAHMSTORF (1995) und MIKOLAJEWICZ & MAIER-REIMER (1994), die bei Verwendung rezenter Rand- und Anfangsbedingungen ebenfalls stark unterschiedliche Zirkulationsmuster zu gering unterschiedlichen Süßwasserantrieben fanden. Hier wird noch einmal deutlich, wie genau ein Oberflächensalzfeld bestimmt werden muß, soll es als Antriebsfeld für die Simulation von Ozeanzuständen verwendet werden.

8.1 Ausblick

Erst wenn es möglich ist, die glaziale Zirkulation durch das Ozeanmodell, möglichst ohne Vorgabe von fehlerbehafteten Randbedingungen befriedigend darzustellen, kann begonnen werden, andere Zeitpunkte zu rekonstruieren; denn diese anderen Zeitpunkte haben den Nachteil, daß meist noch weniger Daten zum Antrieb der Modelle und zur Validierung der Ergebnisse vorliegen.

In konsequenter Fortführung der Arbeit sollten daher die bisher fest vorgeschriebenen Antriebe von den jeweiligen klimatologischen und ozeanographischen Gegebenheiten abhängen und somit variabel gestaltet sein. Hier bietet es sich erstens an, den Oberflächensalzgehalt oder den Süßwasserfluß in das Ozeanmodell durch Niederschlag und Verdunstung zu variieren. Dies macht die Einbeziehung eines hydrologischen Kreislaufes in das

Energiebilanz- und später in das Atmosphärenmodell wünschenswert. Erst dann wird es möglich, den Einfluß abzuschätzen, den der Süßwassertransport durch die Atmosphäre zwischen den einzelnen Ozeanbecken ausmacht. Eine Verringerung des Oberflächensalzgehaltes im ersten Becken kann eine Erhöhung des Salzgehaltes im zweiten Becken zur Folge haben. Die Auswirkungen auf das ozeanische Förderband, eine Analyse von abschwächenden oder verstärkenden Mechanismen könnten vorgenommen werden.

Schon eine einfache Erweiterung des Meereismodelles durch die rheologische Formulierung nach FLATO & HIBLER III (1992) könnte eine entscheidende Verbesserung in der Meereisverteilung zur Folge haben. Dann ist es eventuell möglich, auch die Zwangsbedingung der Meereisvorschrift im Süden fallenzulassen.

Ein Fernziel der Modellierung mit dem gekoppelten System ist letztendlich die Zusammenführung des E-OGCM oder A-OGCM mit einem einfachen Inlandeismodell, wie es in FIEG (1992) vorgestellt wurde. Dann kann es möglich werden, einen Glazialzyklus mit Eisauf- und -abbau, sowie den Rückkopplungen des Eises auf das Atmosphären- und Ozeansystem und den Auswirkungen der einzelnen Komponenten aufeinander zu betrachten ohne Randbedingungen vorgeben zu müssen.

Kapitel 9

Literatur

- Arakawa, A. & V.R Lamb, 1977:** Computational Design of the Basic Dynamical Processes of the UCLA General Circulation Model. *Meth. Comp. Phys.*, 16, 173 - 263
- Berger, A.L., 1978:** Long-term variations of daily insolation and Quaternary climatic changes. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 35, 2362-2367.
- Berger, A.L., 1988:** Testing the astronomical theorie with a physical coupled climate-ice sheet model. *Institut d'Astronomie et de Géographie G. Lamaitre, Université Catholique de Lourvain, Belgium*
- Berger, A.L., 1992:** Astronomical Theorie of Paleoclimates and the Last Glacial-Interglacial Cycle. *Quaternary Science Review*, 11, 571-581.
- Bond, G.C., 1995:** Climate and the Conveyor. *Nature*, 377, 383 - 384.
- Boyle, E.A. & L. Keigwin, 1987:** North Atlanic Thermohaline Circulation during the Past 20.000 Years Linked to High Latitude Surface Temperatures. *Nature*, 330, 35-40.
- Broecker, W.S., Rooth, C., Peng, T.-H., 1985:** Ventilation of the Deep Northeastern Atlantic. *Journal of Geographical Research*, Vol.90, C4, 6940-6944.
- Broecker, W.S., Peteet, D.M., Rind, D., 1985:** Does the Ocean - Atmosphere System have more than one Stable Mode of Operation? *Nature*, 315, 21-26.
- Broecker, W.S., 1990:** Salinity History of the Northern Atlantic During the Last Deglaciation. *Paleoceanography*, 4, 459-467.
- Broecker, W.S., Bond, G., Klas, M., 1990:** A Salt Oscillator in the Glacial Atlantic.
1. The Concept. *Paleoceanography*, 4, 469-477.

- Broecker, W.S. & G.H. Denton, 1990: Ursachen der Vereisungszyklen. *Spektrum der Wissenschaft*, März 1990, 88-98.
- Broecker, W.S. & T.H. Peng, 1992: Interhemispheric Transport of CO_2 by Ocean Circulation. *Nature*, 356, 587-589.
- Broecker, W.S., 1992: The Strength of the Nordic Heat Pump. In: E. Bard, W.S. Broecker (eds.), The Last Deglaciation. *NATO Series, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg*
- Bryan, F., 1986: High Latitude Salinity Effects and Inter Hemispheric Thermohaline Circulations. *Nature*, 323, 301 - 304.
- Budd, W.F. & I.N. Smith, 1981: The Growth and Retreat of Ice Sheets in Response to Orbital Radiation Changes. *Int. Assoc. Hydrol. Sci., Publ. No. 131*, 369-409.
- Budyko, M.I., 1968: The Effect of Solar Radiation Variations on the Climate Of the Earth. *Tellus*, 21, 611-619
- Chen, D., Gerdes, R., Lohmann, G., 1995: A 1-D Energy Balance Model Developed for Ocean Modelling. *Theor. Appl. Climatol.*, 51, 25 - 38
- Chen, S.C. & K.E. Trenberth, 1988: Orographically Forces Planetary Waves in the Northern Hemispheric Winter: Steady State Model with Wave-Coupled Lower Boundary Formulation. *Journal of Atmospheric Science*, Vol.45, No.4, 657-680
- CLIMAP Projekt Members, 1976: The Surface of the Ice-Age Earth. *Science*, 191, 1131-1137
- CLIMAP Projekt Members, 1981: Seasonal reconstruction of the earth's surface at the last glacial maximum. *Geological Society of America, Map and Chart Series, MC-36*.
- Cook, K.H. & I.M. Held, 1988: Stationary Waves of the Ice Age Climate. *Journal of Climate*, Vol.1, 9(8), 807-819
- Cook, K.H., 1990: The Atmosphere's Response to the Ice Sheet of the Last Glacial Maximum. *Annals of Glaciology*, 14, 32-38.
- Cox, M.D., 1989: An Idealized Model of the World Ocean. Part I: The Global Scale Water Masses. *Journal of Physical Oceanography*, 19, 1730 - 1752.
- Crowley, Th., J., 1992: North Atlantic Deep Water Cools the Southern Hemisphere. *Paleoceanography*, Vol.7, No.4, 489-497.
- Dietrich, G. et al., 1975: Allgemeine Meereskunde. *Gebr. Bornträger, 3. Auflage*, 1975

- Dickson, R.R. & J. Brown, 1994:** The Production of North Atlantic Deep Water: Sources, Rates and Pathways. *Journal of Geophysical Research*, 99, (C6), 12319 - 12341.
- Diercke Weltatlas, 1970:** 156. Auflage Georg Westermann Verlag, Braunschweig
- Döscher, R. & R. Redler, 1996:** The Relative Influence of North Atlantic Overflow and Subpolar Deep Convection on the Thermohaline Circulation in an OGCM. *Journal of Physical Oceanography*, eingereicht.
- Duplessy, J.C. et al. 1988:** Deepwater Source Variations during the Last Climatic Cycle and their Impact on the Global Deepwater Circulation. *Palaeoceanography*, Vol.3, No.3, 343-360.
- Duplessy, J.C. et al. 1991:** Surface Salinity Reconstruction of the Northern Atlantic Ocean during the Last Glacial Maximum. *Oceanologica Acta*, Vol.14, No.4, 311-324.
- Esch, M. & K. Herterich, 1990:** A 2-d Coupled Atmosphere – Ice – Sheet – Continent Model Designed for Palaeoclimatic Simulations. *Annals of Glaciology*, 14, 55 - 57.
- Emiliani, C., 1964:** Paleotemperature analysis of the Caribbean cores A 254-BR-C and CP-28. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 75, 129-144.
- Fichefet, T. et al., 1994:** Thermohaline Circulation of the Atlantic Ocean during the Last Glacial Maximum. *Nature*, 372, 252- 258.
- Fieg, K., 1992:** Zur Parametrisierung der Jahresschneebilanz über einem globalen, 3-D Inlandeismodell. *Diplomarbeit, Universität Hamburg*
- Flato, G.M. & W.D. Hibler III, 1992:** Modelling Pack Ice as a Cavitating Fluid. *Journal of Physical Oceanography*, 22, 626-651.
- Flint, R.F., 1971:** Glacial and Quaternary Geology. *Wiley, New York.*
- Gerdes, R., 1993:** A Primitive Equation Ocean Circulation Model Using a General Vertical Coordinate Transformation. 2. Application to an Overflow Problem. *Journal of Geophysical Research*, 98 (C8), 14703 - 14726.
- Gordon, A.L., 1986:** Inter-ocean Exchange of Thermocline Water. *Journal of Geographical Research*, Vol.91, No.C4, 5037-5046.
- Hasselmann, K., 1991:** Ocean Circulation and Climate Change. *Tellus*, 43AB, 4, 82-103
- Haupt, B., Schäfer-Neth, Chr., Stattegger, K., 1995:** 3-d Numerical Modeling of the Late Quaternary Paleoceanography and Sedimentation in the Northern North Atlantic. *Geologische Rundschau*, 84, 137-150.

- Hays, J.D., J. Imbrie, & N.J. Shackleton, 1976:** Variations in the Earth's orbit: pace maker of the Ice Ages. *Science*, 194, 1121- 1132.
- Haney, R.L., 1971:** Surface Thermal Boundary Condition for Ocean Circulation Models. *Journal of Physical Oceanography*, 1, 241 - 248.
- Hellerman S. & M. Rosenstein, 1983:** Normal Monthly Wind Stress over the World Ocean with Error Estimates. *Journal of Physical Oceanography*, 13, 1093 - 1104.
- Henderson-Sellers, A. & K. McGuffie, 1986:** A Climate Modeling Primer. *John Wiley & Sons, Research and Developments in Climate and Climatology*
- Herterich, K., 1990:** Modellierung eiszeitlicher Klimaschwankungen *Habilitationschrift, Fachbereich Geowissenschaften, Universität Hamburg.*
- Holton, J.R., 1979:** An introduction to dynamic meteorology. *Academic Press, New York.*
- Huang, R.H., 1993:** Real Freshwater Flux as a Natural Boundary Condition for the Salinity Balance and Thermohaline Circulation Forced by Evaporation and Precipitation. *Journal of Physical Oceanography*, 23, 2428 - 2446.
- Hyde, W.T. et al., 1989:** Comparison of GCM and Energy Balance Model Simulations of Seasonal Temperature Changes over the Past 18.000 Years. *Journal of Climate*, 2 (8), 864 - 887.
- Imbrie, J., Imbrie, J.K, 1980:** Modeling the Climatic Response to Orbital Variations. *Science*, 207, 943-953
- Imbrie, J. & K. Palmer-Imbrie, 1981:** Die Eiszeiten, Naturgewalten verändern unsere Welt. *Knaur Sachbuch 3708.*
- Imbrie, J. & J.K. Imbrie, 1980:** Modeling the Climatic Response to Orbital Variations. *Science*, 207, 943-953
- Imbrie, J. et al., 1992:** On the Structure and Origin of Major Glaciation Cycles. *Paleoceanography*. Vol.7, No.6, 701-738.
- Jansen, E. & T. Veum, 1990:** Evidence for Two-Step Deglaciation and its Impact on the Atlantic Deep-Water Circulation. *Nature*, 343, 612-616.
- Kellog, Th.B., 1987:** Glacial-Interglacial Changes in Global Deepwater Circulation. *Palaeoceanography*, Vol.2, No.3, 259-271.
- Kleeman, R. & S.B. Power, 1995:** A Simple Atmospheric Model of Surface Heat Flux for Use in a Ocean Modeling Studies. *Journal of Physical Oceanography*, 25, 92-105.

- Krauss, W., 1995:** Currents and Mixing in the Irminger Sea and in the Iceland Basin. *Journal of Geophysical Research*, 100 (C6), 10851 - 10871.
- Labeyrie, L.D. et al., 1992:** Changes in the Vertical Structure of the North Atlantic Ocean between Glacial and Modern Times. *Quaternary Science Review*, 11, 401-413.
- Lautenschlager, M., 1996:** persönliche Mitteilungen.
- Lautenschlager, M. & K. Herterich, 1990:** Atmospheric response to ice-age conditions - climatology near the Earth's surface. *Journal of Geographical Research*, 95, 22547-22557.
- Lautenschlager, M. & B. Santer, 1990:** Atmospheric Response to a Hypothetical Tibetan Ice-Sheet. *Report No.46, Max-Planck Institut für Meteorologie, Hamburg*
- Lautenschlager, M. et al., 1992:** Application of Ocean Models for the Interpretation of Atmospheric General Circulation Model Experiments on the Climate of The Last Glacial Maximum. *Palaeoceanography*, Vol.7, No.6, 769-782
- Lehmann S.J. & L.D. Keigwin, 1992** Sudden Changes in North Atlantic Circulation during the Last Deglaciation *Nature*, 356, 757 - 762.
- Levitus, S., 1982:** Climatological Atlas of the World Ocean. *NATO Professional Paper 13. US Dept. of Commerce, NOAA, Washington DC, 172pp.*
- Lindemann, M. & J. Oerlemans, 1987:** Northern Hemisphere Ice Sheets and Planetary Waves: A Strong Feedback Mechanism. *Journal of Climatology*, 7, 109-117
- Lohmann, G., 1996:** Stability of the Thermohaline Circulation in Analytical and Numerical Models. *Dissertation, Universität Bremen.*
- Lohmann G. et al., 1996:** Sensitivity of the Thermohaline Circulation in Coupled Oceanic GCM - atmospheric EBM Experiments. *Climate Dynamics, im Druck*
- Maier-Reimer, E. et al., 1991:** Ocean General Circulation Model Sensitivity Experiment with an Open Central American Isthmus. *Palaeoceanography*, Vol.5, No.3, 349-366
- Maier-Reimer, E. & U. Mikolajewicz, 1992:** The Hamburg Large Scale Geostrophic Ocean General Circulation Model (Cycle 1). *Technical Report No.2. Max-Planck Institut für Meteorologie, Hamburg*
- Maier-Reimer, E., et al., 1993:** Mean Circulation of the Hamburg LSG OGCM and Its Sensitivity to the Thermohaline Surface Forcing. *Journal of Physical Oceanography*, 23, 733-757

- Manabe, S. & A.J. Broccoli, 1985:** A Comparison of Climate Model Sensitivity with Data from the LGM. *Journal of Atmospheric Sciences*, Vol.42, No.23, 2643-2651
- Manabe, S. & R.J. Stouffer, 1988:** Two Stable Equilibria of a Coupled Ocean-Atmosphere Model. *Journal of Climate*, 1, 841-866
- Marotzke J. & J. Willebrand, 1991:** Multiple Equilibria of the Global Thermohaline Circulation. *Journal of Physical Oceanography*, 21, 1372-1383.
- Möller, F., 1984:** Einführung in die Meteorologie, Band 1+2. *Hochschultaschenbücher*, Bd. 276+288
- Mesinger, F. & A. Arakawa, 1976:** Numerical Methods used in Atmospheric Models. *GARP Publications Series No.17*
- Mikolajewicz, U. et al., 1993:** Effect of Drake and Panamanian Gateway on the Circulation of an Ocean Model. *Paleoceanography*, Vol.8, No.4, 409-426
- Mikolajewicz, U. & E. Maier-Reimer, 1994:** Mixed Boundary Conditions in Ocean General Circulation Models and their Influence on the Stability of the Model's Conveyor Belt. *Journal of Geographical Research*, Vol.99, C11, 22633-22644.
- Milankowitsch, M., 1930:** Mathematische Klimalehre und astronomische Theorie der Klimaschwankungen. *Gebrüder Bornträger, Berlin*
- North, G., 1975:** Theorie of Energy - Balance Climate Models. *Journal of Atmospheric Sciences*, Vol.32, No.11, 2033-2043.
- Oberhuber, J., 1988:** An Atlas based on the COADS-Dataset: The Budgets of Heat, Bouyancy, and Turbulent Kinetic Energy at the Surface of the Global Ocean. *Technical Report No.15, Max-Planck-Institute für Meteorologie.*
- Oelemans, J. & C.J. van der Veen, 1984:** Ice Sheets and Climate. *Kluwer Academic Publishers Group, Dordrecht.*
- Oppo, D.W. & R.G. Fairbanks, 1987:** Variability in the Deep and Intermediate Water Circulation of the Atlantic Ocean during tje Past 25000 Years. *Earth and Planetary Science Letters*, 86, 1-15.
- Patterson, W.S.B., 1981:** The Physics of Glaciers. *Pergamon Press, Oxford*
- Peixoto, J.P. & A.H. Oort, 1984:** Physics of Climate. *Review of Modern Physics*, 56, 365 - 429.
- Press et al., 1992:** Numerical Recipies. *Cambridge University Press*
- Rahmstorf, S., 1994:** Rapid Climate Transitions in a Coupled Ocean-Atmosphere model. *Nature*, 372, 3, 82 - 85.

- Rahmstorf, S., 1995:** Bifurcations of the Atlantic Thermohaline Circulation in Response to changes in the Hydrological Cycle. *Nature*, 378, 145 - 149.
- Rahmstorf, St. & J. Willebrand, 1995:** The Role of the Temperature Feedback in Stabilizing the Thermohaline Circulation. *Journal of Physical Oceanography*, 25, 787 - 805.
- Sarnthein M. et al., 1995:** Late Quaternary Changes in Surface Water and Deep Water Masses of the Nordic Seas and North - Eastern North Atlantic: a Review. *Geologischen Rundschau*, 65/1 - 65/19
- Sausen, R. & F. Lunkeit, 1990:** Some Remarks on the Cause of the Climate Drift of Coupled Ocean - Atmosphere Models. *Beiträge zur Physik der Atmosphäre*, Vol.63, No.2, 141-146.
- Sausen. R. et al. , 1988:** Coupled Ocean - Atmosphere Models with Flux Correction. *Climate Dynamics*, 2, 145-163.
- Schwertfeger, P., 1963:** The Thermal Properties of Sea-Ice. *Journal of Glaciology*, Vol.4, No.36, 789-807.
- Shine K.P. & A. Henderson-Sellers, 1985:** The Sensitivity of a Thermodynamic Sea Ice Model to Changes in Surface Albedo Parameterization. *Journal of Geographical Research*, Vol.90, D1, 2243 - 2250.
- Sellers, W.D., 1969:** A New Global Climate Model. *Journal of Applied Meteorology*, 12, 241 - 254.
- Steele, J.H., 1989:** The Message from the Oceans. *Oceanus*, 32 (2), 65 - 69
- Stocker, T.F. et al., 1992:** A Zonally Averaged Coupled Ocean - Atmosphere Model for Palaeoclimate Studies. *Journal of Climate*, 5, 773 - 796.
- Stommel, H., 1961:** Thermohaline Convection with Two Stable Regimes of Flow. *Tellus*, 13, 224 - 230.
- Veum, T. et al., 1992:** Water Mass Exchange between the North Atlantic and the Norwegian Sea during the Past 28000 Years. *Nature*, 356, 783-785.
- Voss, R. et al. 1996:** Periodically - Synchronously Coupled Integrations with the Atmosphere - Ocean General Circulation Model ECHAM3/LSG. *in Vorbereitung*
- Washington, W.M. et al., 1980:** A General Circulation Experiment with a coupled Atmosphere, Ocean Sea Ice Model. *Journal of Physical Oceanography*, 10, 1887-1908.

- Weaver, A.J. & E.S. Sarachik, 1990:** The Role of Mixed Boundary Conditions in Numerical Models of the Ocean's Climate *Journal of Physical Oceanography*, 21, 1470-1493.
- Willebrand, J., 1993:** Forcing the Ocean by Heat and Freshwater Fluxes. In: E.Raschke (ed): Energy and Water Cycles in the Climate System. *Springer Verlag, Berlin, Heidelberg*
- Woodruff, S.D. et al., 1987:** A Comprehensive Ocean - Atmosphere Data Set. *Bulletin of the Am. Meteorol. Society*, 68, 1239 - 1250.
- Zahn, R. et al., 1987:** Benthos Isotopic Evidence for Changes of the Mediterranean Outflow during the Late Quaternary. *Palaeoceanography*, 2, 543 - 559.

Danksagung

Zu allererst möchte ich meinen beiden Betreuern Prof. Herterich und Prof. Olbers meinen Dank dafür aussprechen, daß sie es mir ermöglicht haben, unter hervorragenden Arbeitsbedingungen diese Arbeit an AWI bzw. an der Uni Bremen anzufertigen. Außerdem möchte ich beiden herzlich für ihre Geduld danken, die es mir erlaubt hat, meinen eigenen Weg durch die verschlungenen Wege der Wissenschaft zu finden. Direkt daraus ergibt sich ein besonders herzlicher Dank an diejenigen, die mich immer wieder auf den rechten Pfad zurückgezogen haben. Hier ist besonders Dr. R. Gerdes zu erwähnen, aber auch Dr. R. Döscher und Dr. K. Grossfeld haben einen Anteil daran, daß diese Arbeit abgeschlossen werden konnte.

Für die sorgfältige Durchsicht des Manuskriptes danke ich neben den oben genannten noch Dr. A. Paul, Dr. Chr. Lüpkes und Dr. J. Determann. Tatkräftige Unterstützung bei der Herstellung von Abbildungen habe ich in letzter Sekunde noch von Dr. A. Paul, Dr. B. Grieger und Herrn G. Seiss erhalten.

Allen Kollegen der Sektionen Physik II und I des AWI, sowie den Kollegen in der Arbeitsgruppe Paläozeanographische Modellierung der Uni Bremen sei ferner für die anregenden Diskussionen und menschliche Unterstützung gedankt.