

BERICHTE
aus dem
INSTITUT FÜR MEERESKUNDE
an der
CHRISTIAN-ALBRECHTS-UNIVERSITÄT KIEL

Nr. 257

1994

DOI 10.3289/IFM-BER-257

Die thermohaline Zirkulation
in einem numerischen Modell des
Nordatlantischen Ozeans:
quasistationäre Zustände und Adaptationsprozesse

von

Ralf Döscher



Kopien dieser Arbeit können bezogen werden:
Institut für Meereskunde an der Universität Kiel
Abt. Theoretische Ozeanographie
Düsternbrooker Weg 20
24105 Kiel, -FRG-

ISSN 0341 - 8561 -

Diese Arbeit wurde von der Mathematisch-
Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Universität Kiel als Dissertation angenommen.

Zusammenfassung

Die Empfindlichkeit der thermohalinen Zirkulation im 1°CME -Modell des Nordatlantiks wird untersucht, indem das Modell dem Einfluß verschiedener thermohaliner Antriebsfelder ausgesetzt wird. Veränderungen des Antriebs im nördlichen Modellgebiet lösen einen Adaptationsprozess aus, dessen Signal zunächst durch topographische Wellen entlang des westlichen Randes in weniger als zwei Jahren bis in die Tropen propagiert und dort in äquatorialen Kelvinwellen transformiert wird. Am östlichen Rand werden barokline Rossbywellen angeregt. Sie führen ein neues quasistationäres Gleichgewicht auf dekadischer Zeitskala herbei. Die anfängliche Zeitskala ist von der horizontalen Gitterweite abhängig: Im wirbelauflösenden $1/3^\circ\text{CME}$ -Modell werden Schelfwellen besser repräsentiert und das Signal erreicht schon nach wenigen Monaten den Äquator. Dagegen stellt sich die Zeitskala des gesamten Prozesses als weitgehend unabhängig von der Auflösung dar. Sie ist durch die Laufzeit der Rossbywellen bestimmt. Dieser Adjustierungsprozess spielt möglicherweise eine Rolle bei beobachteten klimatischen Schwankungen auf dekadischer Zeitskala.

Die thermohaline Zirkulation des Modells wird durch Zwangsanpassung von Temperatur und Salzgehalt in zwei Randzonen an der nördlichen und südlichen Modellgrenze und an der Oberfläche getrieben. Die meridionale Umwälzung wird nahezu vollständig durch den klimatologischen Antrieb in den Randzonen dominiert. Thermische oder haline Oberflächenanomalien von beobachteter Größenordnung haben zwar einen starken Einfluß auf die Konvektionstiefen, jedoch keine Bedeutung für die meridionale Zirkulation. Entgegen traditioneller Sichtweise beeinflussen Ereignisse wie die "große Salzgehaltsanomalie" im wesentlichen nur die Zusammensetzung des neu erzeugten Tiefenwassers. Konvektion ist nicht notwendig mit Absinken am gleichen Ort verbunden, wie es in verschiedenen Zirkulationsschemen postuliert wird. Erst wenn der Oberflächenantrieb außerhalb der Randzonen auf, für heutige klimatische Verhältnisse, unrealistische Werte verstärkt wird, erlangt er eine dynamische Bedeutung und verändert die Umwälzung. Die Fähigkeit zur Erzeugung des jeweils dichteren Wassers durch Zwangsanpassung in der oberen Randzone einerseits oder durch Abkühlung an der subpolaren Oberfläche südlich der Randzone andererseits, entscheidet über den Einfluß der konkurrierenden Antriebskomponenten auf den Transport nordatlantischen Tiefenwassers (NADW).

In den Levitus'schen klimatologischen Daten der nördlichen Randzone ist das kalte Dänemarkstraßen-Overflow-Wasser nicht adäquat dargestellt. Dies ist im Modell mit einer Unterrepräsentierung des unteren Transports von NADW und einer Überbetonung des oberen NADW-Transports verbunden. Die Verwendung realistischer Daten in der nördlichen Randzone bewirkt eine Verbesserung der Meridionalzirkulation, gemessen an Transportbeobachtungen in den Subtropen. Dies geht einher mit einer Anhebung des bisher zu niedrigen nordwärtigen Wärmetransports.

Das Modell reagiert nach thermohalinen Antriebsänderungen im Norden auch mit Veränderungen des tiefen westlichen Randstroms und des Dichtefeldes in den Subtropen. Die dadurch modifizierten JEBAR-Effekte erklären die Änderungen des vertikal integrierten Transports. Diese treten vorwiegend am westlichen Rand auf. Abseits hiervon ist der barotrope Transport weitgehend durch die Sverdrup-Balance bestimmt.

Abstract

The sensitivity of the thermohaline circulation in the 1°CME-model of the Northatlantic to the forcing is examined. Changes in the forcing of the northern part of the model area trigger an adaptation process. The disturbance signal is initially mediated by topographic waves in less than two years along the western boundary to the tropics, where it is transformed to equatorial Kelvinwaves. At the eastern boundary, baroclinic Rossbywaves are excited. They set up a new dynamic quasi-equilibrium on the decadal timescale. The initial response timescale depends on the horizontal grid width: In the eddyresolving 1/3 °CME-model Kelvinwaves are better represented. The signal already reaches the equator after some months. In contrast, it appears that the timescale of the complete adjustment process is almost independent on the grid resolution. It is determined by the baroclinic Rossbywaves. This adjustment process may play a role in observed climatic changes on decadal timescale.

The thermohaline circulation of the model is driven by restoring of temperature and salinity in two boundary zones in the north and south and at the surface. The meridional overturning is dominated by the climatological forcing in the boundary zones. Thermal and haline surface anomalies have a strong influence on the depth of convective deepwater formation, but they play no role for the overturning. Contrary to traditional opinions, anomalous events like the "great salinity anomaly" only influence the hydrographic composition of the newly formed deepwater, but not the overturning. Several circulation schemes imply that deep convection is coupled to sinking in the same area. The model shows, that this is not necessarily the case. The surface forcing outside the boundary zones becomes relevant for the overturning only if it is enhanced to values, which are unrealistic for todays climate. The ability of production of the densest water by restoring on the one hand in the upper part of the northern boundary zone or, on the other hand by cooling the subpolar surface south of the boundary zone, decides about the effect of the competing forcing components on the transport of Northatlantic Deepwater (NADW).

The cold "Denmarkstraits overflow water" is not adequately described in Levitus's climatological forcing data in the northern boundary zone. In the model, this leads to an underrepresentation of the lower NADW transport and an overrepresentation of the upper NADW transport. The use of realistic data in the northern boundary zone results in an improvement of the meridional circulation as compared to observed transports in the subtropics. This is linked to an enhancement of the too low northward heat transport to a realistic level.

After a change of the thermohaline forcing in the north, the adjustment process causes a changing deep western boundary current and a changing density field in the tropics. Modified JEBAR effects, predominantly near the western boundary, can explain the change of the vertically integrated transport. Away from the boundary, the barotropic transport largely corresponds to the Sverdrup balance.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Das Modell	8
2.1	Grundlagen	8
2.2	Modellkonfiguration	10
2.3	Reibungs- und Diffusionsparameter	14
2.4	Spezielle Konfiguration der einzelnen Experimente	15
3	Einschwingphase und Adaptationsprozesse	20
3.1	Zeitskalen	20
3.2	Initialisierung und Einschwingen	20
3.3	Der Adaptationsprozeß nach Änderungen des thermohalinen Antriebs . .	23
4	Hydrographie und Zirkulation in der Standardkonfiguration	33
4.1	Hydrographie	33
4.2	Meridionale Umwälzung	38
4.3	Tiefenwasserbildung und Ausbreitung	43
4.4	Wärmetransport und thermohaline Oberflächenflüsse	52
4.5	Horizontale Zirkulation	56
4.6	Zusammenfassende Betrachtung	60
5	Der Einfluß von thermohalinen Randzonen und Oberflächenflüssen auf die Zirkulation und den Wärmetransport	62
5.1	Meridionale Umwälzung	62
5.2	Meridionaler Wärmetransport	74
5.3	Konvektion und Vertikaltransport	77

6	Bedeutung des Dänemarkstraßen-“Overflow“-Wassers für die becken- weite Zirkulation	86
6.1	Meridionale Umwälzung	88
6.2	Meridionaler Wärmetransport	92
6.3	Barotrope Zirkulation	93
7	Lokale Oberflächenanomalien	97
7.1	Tiefenwasserbildung und Ausbreitung	98
7.2	Horizontale Zirkulation	120
8	Zusammenfassung und Diskussion	125
	Anhang: Implementierung von Freon	130
	Literaturverzeichnis	134

1 Einleitung

Die Ozeane spielen eine bedeutende Rolle für die Klimadynamik, da sie einen Speicher von Wärme, Feuchte und CO_2 mit erheblicher Kapazität darstellen. Die differentielle Erwärmung des Systems Ozean-Atmosphäre wird im erdumspannenden zonalen Mittel durch einen polwärtigen Wärmetransport ausgeglichen, der in den einzelnen Ozeanen unterschiedliche Richtungen aufweist. Damit verbunden ist die Existenz eines asymmetrischen globalen Umwälzsystems mit Tiefenwasserbildung in polaren und subpolaren Gebieten und nordwärtigem Wärmetransport im gesamten Atlantik. Innerhalb dieses globalen sogenannten "conveyor belt" nimmt der Atlantische Ozean eine Sonderrolle ein, da die Tiefenwasserbildung als Antrieb der globalen Umwälzelle unter gegenwärtigen klimatologischen Bedingungen im wesentlichen im Nordatlantik stattfindet. Das Nordatlantische Tiefenwasser (NADW) wird durch den tiefen westlichen Randstrom (DWBC) entlang des amerikanischen Kontinentalabhangs nach Süden transportiert (FINE und MOLINARI, 1988; MOLINARI et al., 1992). In den oberen Schichten erfolgt ein ausgleichender nordwärtiger Transport durch den westlichen Randstrom und den Nordatlantischen Strom. Diese meridionale Umwälzbewegung und der meridionale Wärmetransport stellen einen integralen Ausdruck dieser beckenweiten thermohalinen Zirkulation dar.

Im Bemühen um ein Verständnis der thermohalinen Zirkulation wurden verschiedene Modelle benutzt. STOMMEL (1961) konnte in einem einfachen 2-Boxen-Modell die Möglichkeit mehrerer stabiler Zirkulationszustände nachweisen, wenn die äußeren Wärme- und Salzflüsse, welche die Dichtedifferenz zwischen den beiden advektiv verbundenen Boxen aufrechterhalten, durch unterschiedliche Stärke der Ankopplung bestimmt sind. Diese Erkenntnis wurde später auch mit einem 3-dimensionalen Zirkulationsmodell von BRYAN (1986) verifiziert. Unter Verwendung gemischter Randbedingungen (rückstellend für Temperatur, Fluß für den Salzgehalt) werden eine Vielzahl von instabilen Gleichgewichtszuständen der thermohalinen Zirkulation gefunden (MAROTZKE und WILLEBRAND, 1991; WEAVER und SARACHIK, 1991). Kleinste Störungen des Systems können einen Wechsel des Zirkulationszustands bewirken. Die Ergebnisse dieser Arbeiten werden von RAHMSTORF und WILLEBRAND (1994) relativiert. Die Verwendung eines Diffusionsterms im Antrieb der Wärmeerhaltungsgleichung berücksichtigt in erster Näherung Rückkopplungsmechanismen mit der Atmosphäre. Dieses Modell reagiert weniger empfindlich auf Störungen der Randbedingungen als Modelle unter klassischen gemischten Randbedingungen, läßt jedoch auch verschiedene Zustände des "conveyor belt" zu.

Ein anderer Ansatz zur Untersuchung der heutigen Umwälzzirkulation ist die Verwendung von rückstellenden Randbedingungen in hochauflösenden Zirkulationsmodellen, die mit beobachteten Dichtefeldern initialisiert werden. Nach einer Adjustierungsphase stellt sich eine Zirkulation ein, die abhängig vom Idealisierungsgrad des Modells mit heutigen Beobachtungen verglichen, und deren Sensitivität gegenüber kleinen Störungen erkundet werden kann. BRYAN (1987) untersuchte die Abhängigkeit der Umwälzzirkulation von verschiedenen Parametern mit Hilfe des Cox-Bryan-Modells mit rechteckiger Geometrie. Im thermodynamischen Gleichgewichtszustand erwies sich die vertikale Diffusivität als bestimmender Parameter für die Hydrographie und die meridionale Zirkulation. Eine

Erhöhung der vertikalen Diffusivität führt sowohl zu einer Vertiefung der Hauptsprungschicht, als auch zu einer Verstärkung der meridionalen Umwälzbewegung und des hiervon abhängigen meridionalen Wärmefflusses. Weiter zeigt Bryan's Atlantik-Box-Modell eine moderate Abhängigkeit von der thermischen Oberflächenrandbedingung: auf eine Vervielfachung der Rückstellzeit reagiert das Modell mit einer 30-prozentigen Verringerung des Umwälztransports, was mit einer Abnahme der Konvektionsaktivität einhergeht (COX und BRYAN, 1984). Prinzipiell ähnliche Sensitivität zeigt auch das globale Hamburger LSG ("Large Scale Geostrophic") Modell gegenüber einer Variation der Rückstellzeit (MAIER-REIMER et al., 1993). Stärkere Abhängigkeiten ergeben sich durch die Variation des Oberflächentemperaturfeldes, das dem Modell aufgezwungen wird. Ein Wechsel von einem advektiv modifizierten klimatologischen Lufttemperaturfeld auf ein klimatologisches Feld der Meeresoberflächentemperatur resultiert in einer drastischen Verringerung der nordatlantischen Tiefenwasserbildung und in einer Umkehr der atlantischen Umwälzelle. Beide Parametrisierungen des Oberflächenwärmeflusses werden hierbei als akzeptable Darstellungen der gegenwärtigen klimatologischen Oberflächenbedingungen, im Rahmen der Meßgenauigkeit, angesehen. Hier liegt also ein Problem hinsichtlich der Kenntnis der Oberflächenflüsse. Variationen innerhalb der Beobachtungsfehler führen im Modell zu signifikant verschiedenen Zirkulationssystemen.

Neben den Modellen existieren zahlreiche Beobachtungen einzelner Komponenten der thermohalinen Zirkulation. Abschätzungen der Stärke der atlantischen Umwälzelle ergeben sich aus Wassermassenanalysen und hydrographischen Schnitten. SCHMITZ und RICHARDSON (1991) analysieren die Wassermassen in der Floridastraße und finden einen Anteil von 13 Sv südatlantischen Ursprungs. Der Antillenstrom, östlich der Bahamas, führt keine südatlantischen Wassermassen. Weitere Informationen über die Stärke der meridionalen Umwälzung entstammen den transatlantischen Schnitten von ROEMMICH und WUNSCH (1985) bei 36°N und 24°N. Die Anwendung inverser Verfahren liefert eine Umwälzung von 17 +/- 4 Sv. Diese ist mit einem nordwärtigen Wärmetransport von 1.2 +/- 0.3 PW verbunden (HALL und BRYDEN, 1982). Neben dieser dominanten Zelle existiert am Boden des westlichen Nordatlantiks ein nordwärtiger Transport antarktischen Bodenwassers (AABW) von etwa 3 Sv. Weiter im Norden sind die Verhältnisse unklarer. SCHMITZ und McCARTNEY (1993) fassen hydrographische und direkte Strommessungen zu einem in sich geschlossenen Szenario zusammen. Die abgeschätzten 13 Sv südatlantischen Wassers bei 24°N liegen im Bereich der Messungen des nordwärtigen Netto-Transports im subpolaren Nordatlantik. Deshalb wird eine Tiefenwasserproduktion von 13 Sv postuliert. Hiervon erscheint lediglich der südwärtige Tiefenwassertransport über die nordatlantischen Schwellen von 6 Sv als gesichert (DICKSON et al. 1990). Die übrigen 7 Sv sollen im weiteren Bereich der Labrador See absinken.

Die Vorstellungen von der thermohalinen Zirkulation im Atlantik werden zusätzlich kompliziert durch starke Indizien für zwischenjährliche Variabilität, die mit einer Veränderlichkeit in den Tiefenwasserquellen in Verbindung gebracht wird. Paläozeanographische Auswertungen von Sedimentkernen lassen neben einer Veränderlichkeit der Oberflächentemperatur auch auf eine damit korrelierte Variabilität im Tiefenwassertransport auf dekadischer Zeitskala schließen (BOYLE und KEIGWIN, 1987; LEHMAN und KEIGWIN, 1992). Bestimmungen der Lufttemperatur aus dem grönländischen GISP-2 Eiskern zeigen, daß dies mit Klimaschwankungen verbunden sein kann (TAYLOR et al., 1993).

Variabilität in der zweiten Hälfte des 20. Jahrhunderts zeigt sich in der Struktur der meridionalen Umwälzung (ROEMMICH und WUNSCH, 1985) und in Veränderungen von Temperatur und Salzgehalt (LEVITUS, 1989; PARILLA et al., 1994). Als Ursache dieser dekadischen Veränderungen vermuten die Autoren eine veränderte Tiefenwasserbildung im Nordatlantik. Dabei wird die Labradorsee favorisiert, da die winterliche Konvektion dort zwischen 1967 und 1974 drastisch reduziert war (LAZIER, 1980). Es ist jedoch unklar, ob die beobachteten Veränderungen in den Subtropen tatsächlich auf die Ereignisse in der Labradorsee zurückgeführt werden können oder ob andere Tiefenwasserquellen eine Rolle spielen.

An diesem Punkt setzt die Fragestellung dieser Arbeit ein: Es soll untersucht werden, in welchem Maße Veränderungen der nördlichen Tiefenwasserquellen im Rahmen heutiger klimatischer Verhältnisse die Zirkulationsstruktur im Nordatlantik beeinflussen. Dazu werden die nordatlantische Zirkulation, die Hydrographie, sowie daraus abgeleitete Größen mit Hilfe eines numerischen Modells des Nordatlantiks unter Verwendung klimatologischer Antriebsfelder modelliert. Abhängigkeiten der großskaligen Zirkulation vom thermohalinen Antrieb sollen aufgezeigt werden, und das Antwortverhalten des Modellozeans auf dekadischer Zeitskala nach Änderungen des thermohalinen Antriebs soll untersucht werden. Zu diesem Zweck werden rückstellende Randbedingungen für Temperatur und Salzgehalt variiert und die Reaktion des Ozeans analysiert.

Modellgrundlage ist eine nicht-wirbelauflösende Version des CME-Modells (Gitterweite 1.2° zonal * 1° meridional) Die ursprüngliche Version dieses Modells wurde vom F. Bryan und W. Holland als Teil des WOCE-“Community Modeling Effort” (CME) analog zum wirbelauflösenden $1/3^\circ$ CME-Modell (BRYAN und HOLLAND, 1989) entwickelt. Mit seiner mittleren räumlichen Auflösung stellt es einen Kompromiß zwischen Realitätsnähe und den Anforderungen an die simulierte Zeit dar. Es ermöglicht Rechnungen über mehrere Jahrzehnte zu Phänomenen oberhalb der Mesoskala. Außerdem kann das 1° Modell innerhalb des CME-Projektes Interpretationshilfen für höherauflösende Modellläufe liefern. Die Betrachtungen in dieser Arbeit beschränken sich auf den Zeitraum von Dekaden, worin die dynamische Antwortphase nach Störungen des Gleichgewichtszustands enthalten ist, nicht jedoch die thermohaline Adjustierung. Eine Erweiterung der zu betrachtenden Zeitskalen ist aus Rechenkapazitätsgründen nur eingeschränkt möglich. Wie in vielen anderen nicht globalen Zirkulationsmodellen auch, haben die CME-Modelle künstliche Berandungen, die mit Anpassungszonen versehen sind. Darin werden die potentielle Temperatur und der Salzgehalt des Modells auf vorgegebene Werte gezwungen. Diese Anpassungszonen sind in den CME-Modellen bei 15° S und auf den nordatlantischen Rücken zwischen Grönland, Island und Schottland lokalisiert. Sie repräsentieren den Einfluß von Meeresgebieten außerhalb des Modellgebietes. Für die thermohaline Zirkulation ist hier von besonderem Interesse, welchen relativen Einfluß einzelne Komponenten des thermohalinen Modellantriebs (Randzonen, Oberflächenflüsse) auf die Zirkulation haben.

Hydrographische Beobachtungen belegen, daß die winterliche Abkühlung an der Oberfläche der Labradorsee zu tiefreichender Vertikalkonvektion und Homogenisierung der Wassersäule führen kann. CLARKE und GASCARD (1983) liefern eine Abschätzung des jährlich neu gebildeten Volumens des Labradorsee Wassers (LSW). Wenn dieses

vollständig innerhalb eines Jahres abgeführt würde, ergäbe sich daraus ein Transport von etwa 4 Sv. Da Vertikalkonvektion nicht notwendigerweise mit einem über das Konvektionsgebiet integriertem Absinken verbunden ist (VISBECK, 1993), ergeben sich Zweifel an dieser Vorstellung. Auch Messungen von horizontalen Strömungen können diese Interpretation von Volumenabschätzungen nicht eindeutig belegen, da das Beobachtungsnetz zu grobmaschig ist. Möglicherweise ist der dynamische Effekt der subpolaren Modewasserbildung geringer als bisher angenommen. In diesem Fall käme den schweren Wassermassen, die die nordatlantischen Schwellen überströmen, eine größere Bedeutung für den Antrieb der thermohalinen Zirkulation zu. Der relative Einfluß von subpolarer Modewasserbildung und "Overflow", sowie die Empfindlichkeit der Umwälzelle, des Wärmetransports und der horizontalen Zirkulation gegenüber der Spezifikation der "Overflow"-Wassermassen, soll in dieser Arbeit analysiert werden. Viele Zirkulationsmodelle sind durch zu geringe Wärmetransporte und Umwälzraten gekennzeichnet (z.B. SARMIENTO, 1986, SEMTNER und CHERVIN, 1992)). Die Verwendung von realistischeren Temperatur-Daten für das Dänemarkstraßen-"Overflow"-Wasser (DSOW) in der nördlichen Randzone, die von der unrealistisch glatten Levitus'schen Klimatologie abweichen, bringt möglicherweise eine Verbesserung.

Neben den Untersuchungen der prinzipiellen Empfindlichkeiten der Meridionalzirkulation soll auch die Bedeutung von lokalen Oberflächenanomalien, wie der "Großen Salzgehaltsanomalie" (beschrieben von DICKSON et al., 1988), untersucht werden. Hierbei ist von Interesse, inwieweit solche Anomalien beobachtete dekadische Temperatur- und Salzgehaltsschwankungen im tiefen subtropischen Nordatlantik begründen können.

Insbesondere im Hinblick auf Dichteanomalien im tiefen Atlantik können die thermohaline und die windgetriebene Zirkulation nicht als unabhängig voneinander betrachtet werden. Einerseits können beide Dichte advehieren, weshalb auch die horizontale Zirkulation für den thermohalinen Antrieb von Bedeutung ist; andererseits wird die vertikal integrierte, horizontale Zirkulation durch die hydrographische Vertikalstruktur beeinflusst. Dies geschieht durch den kombinierten Effekt von Baroklinität und Topographie (HOLLAND, 1973). Die Rolle dieses JEBAR-Effektes in der Folge von Veränderungen der thermohalinen Zirkulation soll anhand ausgewählter Fälle betrachtet werden.

Alle für diese Arbeit durchgeführten Antriebsänderungen lösen Adaptationsprozesse aus, die in neuen quasistationären Gleichgewichtszuständen münden. Für Untersuchungen zur Klimavariabilität sind diese Prozesse von Interesse, da die Zeitskala einer klimatischen Veränderung davon abhängt. In stark idealisierten Modellen wird das dynamische Antwortverhalten nach einer Störung in der Tiefenwasserproduktion durch Wellenprozesse realisiert (KAWASE, 1987): das Signal wird durch barokline Kelvinwellen entlang des westlichen Randes zum Äquator geführt. Nach einer Konvertierung in äquatoriale Kelvinwellen erfolgt am östlichen Rand eine Abstrahlung von polwärts propagierenden Kelvinwellen und baroklinen Rossbywellen, die das Becken westwärts überqueren und den tiefen polwärtigen Transport einstellen. Im Grenzfall vernachlässigbarer Dämpfung von Rossbywellen stellt sich ein Stommel-Arons-Regime (STOMMEL und ARONS, 1960) ein. In weniger idealisierten Modellen mit Topographie und beobachteter Schichtung werden die genannten Wellenprozesse modifiziert, und topographische Wellen kommen hinzu. Deshalb soll das Antwortverhalten der nordatlantischen Zirkulation

lation auf ausgewählte Änderungen des thermohalinen Antriebs in den CME-Modellen untersucht werden. Die sich hierbei ergebenden Fragen lauten: Mit welchen Zeitskalen antworten Modelle mit einer realistischen Beckengeometrie auf eine Veränderung der thermohalinen Randbedingung am Nordrand und welche Mechanismen spielen dabei eine Rolle? Da Klimamodelle aufgrund begrenzter Computer-Ressourcen notgedrungen mit einem sehr grob aufgelösten Ozean arbeiten, ist von Interesse wie das Antwortverhalten von der horizontalen Auflösung abhängt. Deshalb wird der dynamische Adaptationsprozeß von Modellen unterschiedlicher horizontaler Auflösung miteinander verglichen.

Diese Arbeit ist wie folgt gegliedert: Nach der Modellbeschreibung (Kapitel 2) folgt die Beschreibung der Einschwingphase (Kapitel 3). Damit verbunden ist die Darstellung der Adjustierung der beckenweiten Zirkulation an einen veränderten Antrieb am nördlichen Rand in Abhängigkeit von der horizontalen Modellauflösung. In Kapitel 4 werden grundlegende Eigenschaften der Zirkulation und der Hydrographie des Modells dokumentiert. Fähigkeiten und Defizite des Modells werden aufgezeigt. Die Rolle der einzelnen Komponenten des thermohalinen Antriebs für die Zirkulation wird in Kapitel 5 untersucht. Danach folgen Studien zur Empfindlichkeit der Zirkulation gegenüber dem Dänemarkstraßen-“Overflow“-Wasser (Kapitel 6) , sowie spezieller Veränderungen des thermohalinen Oberflächenantriebs in der Labradorsee und anderen Teilen des nördlichen Nordatlantiks (Kapitel 7).

2 Das Modell

2.1 Grundlagen

Das in dieser Arbeit verwendete nicht-wirbelaufösende Nordatlantik-Modell basiert auf dem GFDL-Modell, das von BRYAN (1969) und COX (1984) umfassend beschrieben wurde. Die hier verwendete Version wurde von F. Bryan und W.R. Holland analog zum wirbelaufösenden $1/3^\circ$ CME-Modell (BRYAN und HOLLAND, 1989) als Teil des WOCE-CME ("Community Modelling Effort")-Projekts entwickelt. Das wirbelaufösende $1/3^\circ$ CME-Modell läßt Rechnungen über einige Jahre zu. Es wird u.a. für Untersuchungen vom Wirbeleffekten, hydrodynamischen Instabilitäten und saisonaler Variabilität verwendet. Dagegen eignet sich das 1° CME-Modell besonders zur Betrachtung von großskaligen Phänomenen und ihrer Variabilität auf längeren Zeitskalen. Die geringeren Rechenzeitanforderungen ermöglichen Modellläufe über mehrere Jahrzehnte.

Die Grundlage des Modells ist das System der "Primitiven Gleichungen", dessen Herleitung aus den Erhaltungsgesetzen der Thermo- und Hydrodynamik von MÜLLER und WILLEBRAND (1989) dokumentiert wird. Darin enthalten sind die Boussinesq-Approximation, die Reynolds-Mittelung zur Berücksichtigung turbulenter Flüsse, die sphärische Approximation, sowie die traditionelle und die hydrostatische Approximation. Die schnellsten (zeitschrittbegrenzenden) Wellenprozesse in diesem System sind externe Schwerewellen. Diese werden durch die "rigid lid" Randbedingung ($w = 0$ bei $z = 0$) herausgefiltert. Hierbei werden die kinematischen Effekte der Oberflächenauslenkung vernachlässigt, nicht jedoch die dynamischen Konsequenzen derselben. Dies ermöglicht eine Erhöhung des Zeitschrittes um eine Größenordnung.

Die Impulsgleichungen lassen sich nun in interne und externe Anteile aufspalten. Die internen Impulsgleichungen lauten dann:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \bar{u} \cdot \nabla_H u - f v = -\frac{1}{\rho_0 a \cos(\varphi)} \frac{\partial p}{\partial \lambda} + A_{HM} \nabla_H^2 u + A_{VM} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \bar{u} \cdot \nabla_H v + f u = -\frac{1}{\rho_0 a} \frac{\partial p}{\partial \varphi} + A_{HM} \nabla_H^2 v + A_{VM} \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad (2.2)$$

Hierbei ist a der Erdradius, u und v sind die horizontalen Geschwindigkeitskomponenten, f ist der Coriolisparameter und p der Druck. A_{HM} und A_{VM} sind horizontale und vertikale Vermischungsparameter für den Impuls. Der externe, divergenzfreie, vertikal integrierte Volumentransport wird als horizontale Stromfunktion ψ ausgedrückt und als prognostische Variable in das Gleichungssystem eingeführt. Durch vertikale Integration der horizontalen Impulsgleichungen mit anschließender Rotationsbildung ergibt sich eine Poissongleichung für die Stromfunktion:

$$\nabla \cdot \frac{1}{H} \nabla \psi_t = \frac{1}{a} \left[\frac{1}{\cos(\varphi)} v_{t\lambda}^{\bar{}} - u_{t\varphi}^{\bar{}} \right] \quad (2.3)$$

Die Indizes symbolisieren partielle Ableitungen. Diese wird zu jedem Zeitschritt mittels einer SOR gelöst, wobei die Bedingung $\psi = const$ auf dem Rand berücksichtigt wird.

Hinzu kommen noch die hydrostatische Gleichung

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -g\rho , \quad (2.4)$$

die Kontinuitätsgleichung

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 , \quad (2.5)$$

die Wärmeerhaltungsgleichung

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = \vec{u} \cdot \nabla \Theta + \nabla \cdot (A^\ominus \cdot \nabla \Theta) + C , \quad (2.6)$$

die Salzerhaltungsgleichung

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \vec{u} \cdot \nabla S + \nabla \cdot (A^S \cdot \nabla S) + C , \quad (2.7)$$

und die Zustandsgleichung

$$\rho = \rho(\Theta, S, z) , \quad (2.8)$$

wobei Θ die potentielle Temperatur symbolisiert und S den Salzgehalt. A^\ominus und A^S sind identische Diffusionstensoren. C repräsentiert die Parametrisierung der Konvektion durch statische Instabilität, ein Prozeß, der vorher durch die hydrostatische Approximation aus dem Gleichungssystem entfernt wurde.

Die Zustandsgleichung wird durch eine Polynomapproximation an die Knudsen-Formel (FOFONOFF, 1962) nach BRYAN und COX (1972) ersetzt, um Rechenzeiterfordernisse zu minimieren.

Die Diskretisierung auf dem Arakawa-B-Gitter (MESINGER und ARAKAWA, 1976) wird ausführlich von COX (1984) beschrieben. Implizite Effekte des numerischen Schemas der Advektion (zentrale Differenzen in Raum und Zeit) beeinflussen die hydrographische Struktur. Der Dispersionsfehler verursacht kleinskaliges Rauschen, das durch eine explizite Diffusion gedämpft werden muß. Insbesondere die Schärfe von Fronten und die ostwärtige Eindringtiefe des Nordatlantischen Stroms sind hiervon betroffen (GERDES, 1988). Die Austauschansätze in den Erhaltungsgleichungen sollen in erster Linie Prozesse unterhalb der Gitterskala parametrisieren. Der Laplace'sche Impulsaustausch des Modells erfolgt in lateraler und vertikaler Koordinatenrichtung. Für die turbulenten Flüsse von Wärme, Salz und passiven Tracern kommt das Konzept des iso- und diapynken Austauschs zur Anwendung, wobei der Diffusionstensor so gedreht wird, daß seine Hauptachsen parallel, bzw. senkrecht zu den Isopyknen liegen (COX, 1987). Nicht-wirbelauflösende numerische Modelle mit rein lateraler und vertikaler Diffusivität produzieren unphysikalisch hohe Dichteflüsse quer zu geneigten Isopyknen (COX und BRYAN, 1984; McDOUGALL and CHURCH, 1985) und unrealistische Vertikalgeschwindigkeiten in der Tiefe durch einen künstlichen Auftrieb am westlichen Rand (VERONIS, 1975). Isopyknische Diffusion hingegen entspricht der klassischen Vorstellung von der Wirkung geostrophischer mesoskaliger Wirbel und verbessert die Ventilierung der Hauptsprungschicht sowie die Vermischung verschiedener Tiefenwassermassen. Scharfe Dichtefronten

werden besser aufrecht erhalten. In Kombination mit dem "Leapfrog"-Zeitschrittschema der Advektion reicht die isopyknische Diffusion nicht aus, um numerische Dispersions-effekte zu unterdrücken (COX, 1987). Deshalb muß zusätzlich eine geringe laterale Diffusivität beibehalten werden. Ferner sind die isopyknischen Flüsse durch eine maximale Steigung begrenzt, da sonst numerische Instabilitäten, insbesondere bei konvektiver Vermischung, auftreten könnten. Bei der Parametrisierung Konvektion durch statische Instabilität kommt das numerische Schema von COX (1984) zur Anwendung, das die Dichte vertikal benachbarter Boxen paarweise vergleicht und im instabilen Fall vermischt. Diese Prozedur wird viermal pro Zeitschritt durchlaufen. GERDES (1988) und WAJSOWICZ (1986) liefern eine ausführliche Untersuchung der numerischen Effekte im Cox-Bryan-Modell. Deshalb wird hier auf eine nähere Diskussion verzichtet.

An lateralen Berandungen wird die "no slip" - Bedingung verwendet ($u = v = 0$). Der Fluß von aktiven und passiven Tracern durch den Rand verschwindet durch die Bedingung $T_n = 0$ ($T_n =$ partielle Ableitung senkrecht zur Berandung). Die Bodenreibung folgt einem quadratischen Reibungsgesetz mit einem Boden-Drag-Koeffizienten $c_d = 1.3 \cdot 10^{-3}$.

Der Impulseintrag durch die Oberfläche wird durch eine künstliche vertikale Geschwindigkeitsscherung der obersten Schicht zu einer virtuellen, darüberliegenden Schicht realisiert:

$$u_z = \tau^\lambda / A_{MV}, \quad v_z = \tau^\varphi / A_{MV}, \quad (2.9)$$

mit $\tau =$ Windschubspannung.

2.2 Modellkonfiguration

Das Modellgebiet stellt den Atlantischen Ozean zwischen 15°S und 65°N und von 100°W - 14°E dar (Abb. 2.1). Der horizontale Gitterabstand beträgt 1° (meridional) und 1.2° (zonal). Das Modell beinhaltet 30 Schichten, wobei der Bereich oberhalb der permanenten Hauptsprungschicht mit minimal 35 m höher aufgelöst ist als der darunterliegende Bereich. Die Mächtigkeiten der einzelnen Schichten sind der Tabelle 2.1 zu entnehmen.

Die Topographie, die jeweils vom Boden einer Dichte-Box gebildet wird, entstammt der Glättung des globalen GEBCO-Datensatzes mit 5' Auflösung. Abweichend vom NCAR-Original des 1°CME -Modells wurde das Kieler 1°CME -Modell mit einer breiteren Floridastrasse ausgestattet, die einen nordwärtigen Massentransport durch die Karibik in realistischer Größenordnung erlaubt.

Als Windantrieb dienen die klimatologischen Monatmittel von ISEMER und HASSE (1987) (IH), die sich gegenüber den Windschubspannungen von HELLERMAN und ROSENSTEIN (1983) (HR) durch eine verbesserte Parametrisierung auszeichnen. Die wesentlichen Vorteile von IH liegen in einem, neueren Erkenntnissen angepaßten, kleineren Drag-Koeffizienten als bei HR und in der Verwendung einer verbesserten wissenschaftlichen Beaufortskala. Gegenüber HR resultiert dies in stärkeren Passatwinden, allgemein

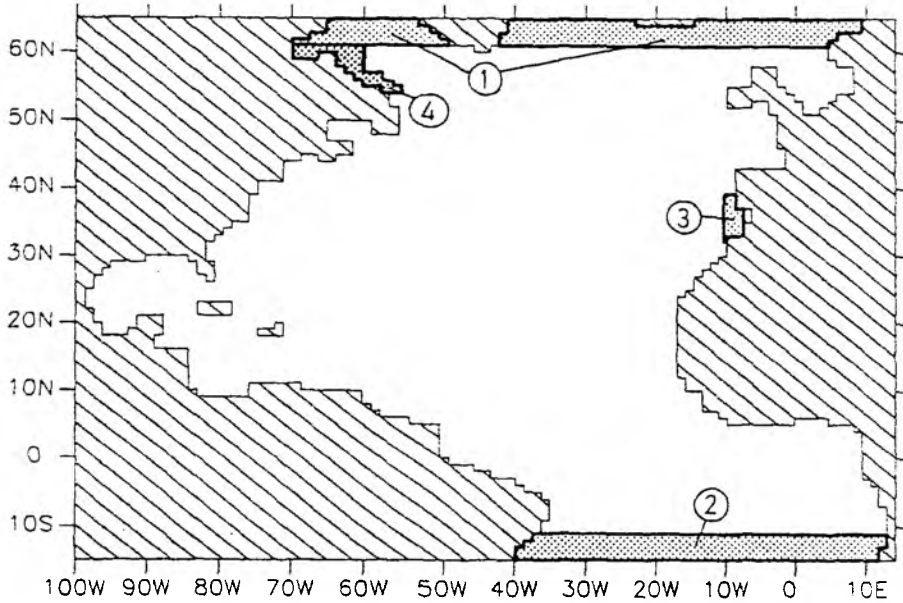


Abbildung 2.1: Modellgebiet mit der Lage der einzelnen Zwangsanpassungszonen: (1) nördliche Randzone, (2) südliche Randzone, (3) Mittelmeerzone, (4) Labradorzone.

geringeren Schubspannungen im Winter und größeren im Sommer. Ein Austausch des HR-Antriebs gegen IH bewirkt im 1/3° CME-Modell einen realistischeren Jahresgang des Floridastroms (BÖNING et al., 1991).

Da die vertikale Auflösung im oberen Bereich der Wassersäule nicht so hoch gewählt werden kann, daß Deckschichtprozesse explizit dargestellt werden, wird dem Zirkulationsmodell ein lokales vertikales Deckschichtmodell vom Kraus-Turner-Typ aufgesetzt, das sich allerdings auf windbedingte Vermischung beschränkt und keinen thermischen Antrieb berücksichtigt. Die Winde in der atmosphärischen Grenzschicht liefern eine Energie pro Fläche und Zeit ("Windarbeit")

$$W_A = \rho_A C_d u_{10}^3 \quad , \quad (2.10)$$

wobei ρ_A die Dichte der Luft, C_d der Drag-Koeffizient und u_{10} die Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe ist. Die kinetische Energie, die pro Fläche und Zeit an der Unterseite der Deckschicht zur Verfügung steht, wird angesetzt als

$$W = \alpha W_A \exp\left(\frac{-D_{DS}}{D_0}\right) \quad (2.11)$$

(LUECK und REID, 1984). Dabei ist α der Anteil des atmosphärischen Windenergieflusses, der in die Deckschicht eindringt, D_{DS} ist die Tiefe der Deckschicht und D_0 (= 50 m) die vertikale Skalentiefe. Versuche mit dem 1/3° CME-Modell ergaben in den Subtropen optimale Tiefen mit $\alpha = 0.01$ (R. BUDICH). Die gesamte Arbeit W wird aufgewendet, um die Deckschicht zu vertiefen, d. h. Wassermassen von unterhalb der

Schicht	Δz	z	Schicht	Δz	z	Schicht	Δz	z
1	35,00	35,00	11	160,55	801,74	21	250,00	3250,00
2	36,85	71,85	12	198,30	1000,04	22	250,00	3500,00
3	39,58	111,43	13	250,00	1250,00	23	250,00	3750,00
4	43,52	154,95	14	250,00	1500,00	24	250,00	4000,00
5	49,14	204,09	15	250,00	1750,00	25	250,00	4250,00
6	57,01	261,10	16	250,00	2000,00	26	250,00	4500,00
7	67,85	328,95	17	250,00	2250,00	27	250,00	4750,00
8	82,52	411,47	18	250,00	2500,00	28	250,00	5000,00
9	102,07	513,54	19	250,00	2750,00	29	250,00	5250,00
10	127,65	641,19	20	250,00	3000,00	30	250,00	5500,00

Tabelle 2.1: Die vertikale Auflösung in m, mit Δz = Schichtdicke und z = Tiefe der unteren Schichtbegrenzung.

Deckschicht einzumischen, und so die potentielle Energie der Wassersäule zu erhöhen. Zur Unterdrückung von $2\Delta t$ -Schwingungen wird eine zeitliche Glättung der Tiefe der Deckschicht über 2 Zeitschritte durchgeführt. Die maximale Tiefe der Winddurchmischung ist auf 721 m begrenzt. Dieses Deckschichtmodell ist in der Lage, eine Deckschicht aufzubauen und zu vertiefen; es kann jedoch nicht zum Abbau der Deckschicht beitragen. Diese Aufgabe übernimmt das Zirkulationsmodell durch Advektion, Diffusion und thermohaline Oberflächenflüsse. Da die Windarbeit nicht nachträglich aus den klimatologischen IH-Windschubspannungen errechnet werden kann, werden diese Antriebsfelder als klimatologische Monatsmittel aus dem HR-Datensatz bezogen. Sämtliche Deckschichtparameter werden in den für diese Arbeit durchgeführten Experimenten konstant gehalten.

Der thermohaline Antrieb des Modells erfolgt über vier Anpassungszonen, sowie in der gesamten Oberflächenschicht durch Newton'sche Randbedingungen. Zur Berechnung des Oberflächenwärmeflusses wird die lineare Parametrisierung von HANEY (1971) verwendet:

$$Q_{\text{Wärme}} = Q_2 \cdot \left((T_{\text{Atm}} + \frac{Q_1}{Q_2}) - T_{Oz} \right) \quad (2.12)$$

Q_1 und Q_2 sind empirische Koeffizienten. Deren Bestimmung ist in großen Gebieten des Nordatlantiks unproblematisch, liefert jedoch signifikante Fehler im Bereich der Golfstromablösung und vor Neufundland (KLEIN, 1993). Der Ausdruck $(T_{\text{Atm}} + \frac{Q_1}{Q_2})$ definiert eine "scheinbare" Gleichgewichtstemperatur T^* , die die Effekte des latenten und sensiblen Wärmeflusses, sowie der solaren Einstrahlung und der langwelligen Ausstrahlung berücksichtigt. Die Felder von T^* und der "Han"-Koeffizienten Q_2 wurden von HAN (1984) aus meteorologischen Oberflächenparametern berechnet und gehen als klimatologische Monatsmittelwerte in den Wärmefluß $Q_{\text{Wärme}}$ ein. Als Temperaturänderung zusätzlich zu Gl. 2.6 ergibt sich:

$$\frac{\partial T_{Oz}}{\partial t} = \frac{Q_{\text{Wärme}}}{c_p \delta z \rho_0} \quad (2.13)$$

Der Oberflächenfluß von Frischwasser (Salz) resultiert aus einer Newton'schen Anpassung des Modellsalzgehaltes an klimatologische Monatsmittelwerte aus dem Levitus-Atlas:

$$\frac{\partial S_{Oz}}{\partial t} = \frac{1}{\tau_R} \cdot (S_{Levitus} - S_{Oz}) \quad (2.14)$$

Die Anpassungszeit $\tau_R = 25$ Tage ist so kurz gewählt, daß der Oberflächensalzgehalt dem saisonalen Zyklus folgen kann.

Das Modell enthält vier Zonen, in denen eine Zwangsanpassung von potentieller Temperatur und Salzgehalt (Newton'sche Relaxation) an klimatologischer Werte erfolgt:

Die nördliche Randzone: Nr. 1 in Abb. 2.1, 61°N bis 65°N (4 aktive Gitterpunkte bei 61.5°N – 64.5°N), $\tau_R = 5$ Tage am inneren Rand bis 25 Tage am äußeren Rand.

Die südliche Randzone: Nr. 2 in Abb. 2.1, 15°S bis 11°S (4 aktive Gitterpunkte bei 14.5°S – 11.5°S), $\tau_R = 5$ Tage am inneren Rand bis 25 Tage am äußeren Rand.

Die Mittelmeerzone: Nr. 3 in Abb. 2.1, 32°N - 39°N, 10.4°W - 8.0°W, 721 m - 1875 m, $\tau_R = 1$ Jahr. Obwohl das Modell kein Mittelmeer beinhaltet, soll der Eintrag von warmem, salzreichem Mittelmeerwasser in den Atlantik auf diese Weise simuliert werden.

Die Labradorzone: Nr. 4 in Abb. 2.1, auf dem Labradorschelf, $\tau_R = 25$ Tage. Die Folgen der Eisbildung für Θ und S werden dem Zirkulationsmodell aufgezwungen, da es ohne Eismodell arbeitet.

In der Referenzversion des Modells stammen die vorgeschriebenen Werte für Θ und S aus den klimatologischen Monatsmittelwerten des Datensatzes von LEVITUS (1982). An der äußeren Begrenzung der nördlichen und südlichen Randzone verschwindet die Geschwindigkeit entsprechend der Randbedingung $u = 0, v = 0$. In den übrigen Bereichen der Randzone werden durch lokale geostrophische Adaptationsprozesse barokline Geschwindigkeitsprofile erzeugt. In Zusammenhang mit einer aus Kontinuitätsgründen erzwungenen Vertikalbewegung bewirkt diese Konstruktion eine unphysikalische Konversion der einströmenden Wassermassen und einen Austrom des modifizierten Wassers in einem anderen Tiefenniveau. Ein Netto-Ein- oder Ausstrom ist nicht vorgesehen. Damit soll der Effekt der natürlichen physikalischen Prozesse außerhalb des Modellgebiets wiederspiegelt werden. Probleme treten auf, wenn die erzwungene Vertikalbewegung wegen topographischer Hindernisse nur durch lokale horizontale Strömungen ausgeglichen werden kann. Dies ist in der nördlichen Randzone der Fall (siehe Kapitel 4.5).

Dieses nicht-wirbelaufösende Zirkulationsmodell des Nordatlantiks enthält die wichtigsten für die großskalige Zirkulation relevanten Prozesse von der Gitterskala bis zur Beckenskala. Die klassischen Modelle der Zirkulationstheorie sind Bestandteil des Gleichungssystems. Durch die "rigid lid"-Approximation sind Oberflächenschwerewellen aus dem System herausgefiltert. Die Skala der möglichen Prozesse umfasst jedoch interne Schwerewellen, interne Rossbywellen, nichtdivergente barotrope Rossbywellen, topographische Rossbywellen und interne äquatoriale Kelvinwellen. Nicht ausreichend beschrieben werden können Randwellen, deren Querskala nicht vom Gitter aufgelöst

wird. Darunter fallen z. B. interne Kelvinwellen, deren Transversalskala durch den interne Rossbyradius festgelegt ist.

Die schnellsten, zeitschrittbegrenzenden Wellen im "rigid-lid"-System sind interne Schwerewellen und barotrope Rossbywellen. Diese müssen vom Zeitschrittverfahren des Modells noch aufgelöst werden. Mit Hilfe des notwendigen CFL-Kriteriums

$$\Delta t < \frac{\Delta x}{c}$$

(COURANT, FRIEDRICHS und LEWY, 1928) ergibt sich daraus ein Zeitschritt von kleiner als 2 Stunden. Hier wurde 1 Jahr/8400 Zeitschritte = 3756.8 s gewählt.

Das 1°CME-Modell mit 2 (aktiven) Tracern benötigt 1.8 CPU-Sekunden pro Zeitschritt auf der Kieler Cray-XMP 2/16; d.h. 4.22 CPU-Stunden pro Modelljahr. Unter normalen Auslastungsverhältnissen können etwa 4 Modelljahre pro realer Woche gerechnet werden.

2.3 Reibungs- und Diffusionsparameter

Die 'no-slip'-Bedingung an lateralen Berandungen erfordert die räumliche Auflösung einer viskosen Randschicht. Andernfalls werden numerische Störungen ("computational modes") erzeugt, die auch ins Beckeninnere abgestrahlt werden (BRYAN et al., 1975). Die Erzeugung eines hinreichend breiten Randstromes erfordert nach MUNK (1950) die Erfüllung der Bedingung

$$A_{HM} > \beta \left(\frac{\Delta \sqrt{3}}{\pi} \right)^3$$

für den lateralen Impulsaustausch A_{HM} . Bei einer maximalen Gitterdistanz von $\Delta = 1.2^\circ$ (zonal) ergibt sich ein $A_{HM} > 0.9 \cdot 10^8 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. Für die vorliegenden Experimente wurde ein A_{HM} von $1 \cdot 10^8 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ gewählt.

Die Wahl der vertikalen Viskosität ($A_{VM} = 10 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$) ist durch den Wunsch nach Reduzierung der Ekman-Tiefe auf die erste Modellschicht bestimmt. Eine Variation hat keinen wesentlichen Effekt auf quantitative und qualitative Eigenschaften der großskaligen Zirkulation (BRYAN, 1987).

Eine Obergrenze für die Diffusivität entlang von Isopyknen ergibt sich zunächst aus einem Gleichgewichtsansatz zwischen advektiven und diffusiven Termen. Aus einer solchen Skalierung folgt $A_{IH} = U \cdot \Delta x = 10 \text{ cm s}^{-1} \cdot 133 \cdot 10^5 \text{ cm} \approx 13 \cdot 10^7 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. Möglichst soll A_{IH} kleiner gewählt werden, um den Tracertransport durch Strömungen nicht zu diffusiv werden zu lassen. Weitere Hinweise ergeben sich aus der relativen Dispersion von Lagrange'schen Driftern. KRAUSS und BÖNING (1987) sowie DÖSCHER (1988) finden Werte zwischen 2 und $10 \cdot 10^7 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. Analoge Untersuchungen mit Modell-Driftern liefern ähnliche Ergebnisse (BÖNING und COX, 1987). Das Multibox-Modell von THIELE et al. (1986) simuliert die Ventilierung der Hauptsprungschicht mit Spurenstoffen optimal mit isopyknischen Diffusivitäten zwischen 1.7 und $2.9 \cdot 10^7 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. In diesem Bereich liegt auch die Wahl von A_{IH} im 1°CME-Modell: A_{IH} variiert von

$2 \cdot 10^7 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ an der Oberfläche bis zu $0.5 \cdot 10^7 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ in der Tiefe mit einer exponentiellen Abklingskala von 500 m. Aus Gründen der numerischen Stabilität muß die isopyknische Diffusion auf eine maximale Steigung der Isopyknen von 0.01 (1 km vertikal auf 100 km horizontal) begrenzt werden. Ferner wird eine geringe laterale Diffusivität von $1 \cdot 10^6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ benötigt, um numerisches Rauschen zu unterdrücken (COX, 1987).

Die vertikale Diffusivität A_{VH} besitzt einen starken Einfluß auf die Tiefe der Hauptsprungschicht und die Meridionalzirkulation. Insbesondere für $A_{VH} > 0.5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ wird dieser Einfluß dominierend gegenüber der windbedingten Vertikalgeschwindigkeit an der Unterseite der Ekman-Schicht (BRYAN, 1987). Messungen von GARGETT (1984) variieren zwischen 0.1 und $1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. Hier wird $A_{VH} = 0.3 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ gewählt, um eine realistische Sprungschicht-Tiefe zu erreichen. Tabelle 2.2 faßt die wesentlichen Modellparameter zusammen.

Parameter			
Horizontale Viskosität	A_{HM}	10^8	$\text{cm}^2 \text{ s}^{-1}$
Vertikale Viskosität	A_{VM}	10^1	$\text{cm}^2 \text{ s}^{-1}$
Horizontale Diffusivität	A_{HH}	10^6	$\text{cm}^2 \text{ s}^{-1}$
Isopyknische Diffusivität	A_{IH}	$2 \cdot 10^7 - 0.5 \cdot 10^7$	$\text{cm}^2 \text{ s}^{-1}$
mit exp. Skalentiefe von		500	m
Isopyknische Flußbegrenzung			
bei einer Steigung von		0.01	
Vertikale Diffusivität	A_{VH}	0.3	$\text{cm}^2 \text{ s}^{-1}$
Zeitschritt	Δt	3756.85	s



Tabelle 2.2: Modellparameter

Diese Parameter werden in allen hier durchgeführten Modellexperimenten konstant gehalten. Die Auswirkungen von Variationen der Vermischungsparameter wurden von BRYAN (1987) untersucht.

2.4 Spezielle Konfiguration der einzelnen Experimente

Das Modell wird mit Januar-Werten aus dem Levitus-Datensatz für Temperatur und Salzgehalt aus dem bewegungslosen Zustand heraus gestartet. Wie die Untersuchungen in Kapitel 3 zeigen, kann nach einer 50-jährigen Integration davon ausgegangen werden, daß sich die Zirkulation in einem quasistationären, dynamischen Gleichgewicht mit den Antriebsfeldern befindet.

Zur Untersuchung der Abhängigkeiten der großskaligen Zirkulation vom thermohalinen Antrieb werden in einer Reihe von Experimenten die Randbedingungen variiert. Zunächst wird der Einfluß der beiden Randzonen und des Oberflächenantriebs durch Abschalt- und Reduzierungsexperimente untersucht. Dies ermöglicht eine Konkretisierung von Vorstellungen der Wirkungsweise des thermohalinen Antriebs. Die verschiedenen Experimente werden im Jahr 50.0 mit den dynamischen Variablen des zuvor erreichten quasistationären Gleichgewichtszustands aufgesetzt.

ST (Standard, das Referenzexperiment) In ST sind alle vier Anpassungszonen mit Temperaturen und Salzgehalten aus der monatlichen Levitus-Klimatologie (LEVITUS, 1982) bestückt. Diese Modell-Version entspricht vollständig der Beschreibung in Kapitel 2.1 - 2.3.

ST2 Die Anpassungszeiten in der nördlichen und südlichen Randzone werden verdoppelt, die Effektivität der Anpassung also geschwächt, sonst wie ST.

NR0 (Ohne nördliche Randzone) Die nördliche Randzone wird deaktiviert, sonst wie ST.

SR0 (Ohne südliche Randzone) Die südliche Randzone wird deaktiviert, sonst wie ST.

NRSR0 (Ohne nördliche und südliche Randzone) Die nördliche und südliche Randzone werden deaktiviert, sonst wie ST.

KOA (Kein thermohaliner Oberflächenantrieb) Wärme- und Süßwasserfluß an der Oberfläche werden im gesamten Modellgebiet deaktiviert, sonst wie ST.

NR0KOA (Ohne nördliche Randzone, kein Oberflächenantrieb) Die nördliche Randzone und die thermohalinen Flüsse an der Oberfläche werden deaktiviert, sonst wie ST.

SNOA (Starker nördlicher Oberflächenantrieb) Die scheinbaren atmosphärischen Gleichgewichtstemperaturen T^* werden zwischen 48°N und 61°N (die Grenze zur nördlichen Randzone) um 3.5°C erniedrigt, sonst wie ST.

PAK (Partielles Abkling-Experiment) Tiefenwasserbildung im subpolaren Nordatlantik soll reduziert werden, indem die scheinbare atmosphärische Temperatur auf minimal 7°C begrenzt wird, und die Zwangsangpassung in der nördlichen Randzone auf die oberen 700 m beschränkt wird. Darunter wird keine Zwangsangpassung mehr vorgenommen.

Danach werden speziellere Antriebsänderungen mit realem Hintergrund in dem Modell getestet.

NDS (Neue Dänemarkstraße) Das Levitus-Temperaturfeld in der Dänemarkstraße (Abb.2.2) erscheint im Vergleich zu einzelnen hydrographischen Schnitten (z.B. von SMETHIE und SWIFT (1989) (Abb.2.3) als sehr glatt und zu warm (3°C am Boden). Die Levitus-Daten beinhalten kein Dänemarkstraßen-Overflow-Wasser (DSOW) mit minimalen Temperaturen von 0°C . Analog zu dem einzelnen Temperatur-Schnitt von SMETHIE und SWIFT (1989) wird eine idealisierte kalte DSOW Struktur in die Randzone eingeführt (Abb.2.4). Die Eigenschaften des DSOW-Kerns unterliegen keinem Jahresgang. Diese Festsetzung ist mit Beobachtungen von DICKSON et al. (1990) konsistent. Da das 1°Modell diese Struktur nur unzureichend auflösen kann, ist eine Verbesserung der Hydrographie in der nördlichen Randzone nur in idealisierter Form möglich. Vom Westhang erfolgt in ostwärtiger Richtung ein linearer Übergang in die Levitus-Klimatologie, die nach

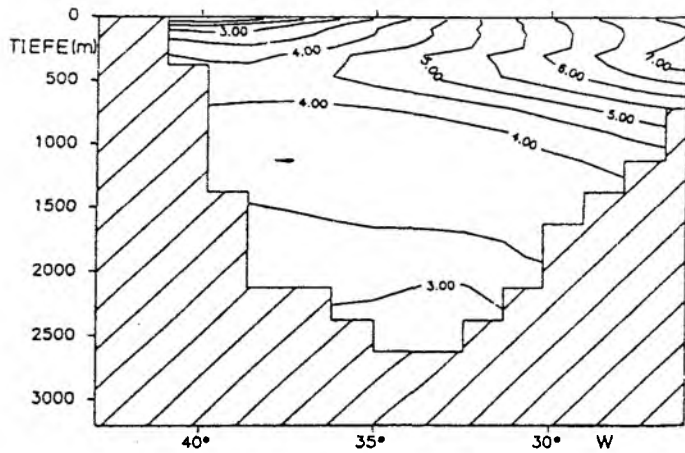


Abbildung 2.2: Potentielle Temperatur in der nördlichen Randzone im Bereich der Dänemarkstraße aus dem Levitus-Atlas, Konturintervall 0.5°C . Das DSOW fehlt hier.

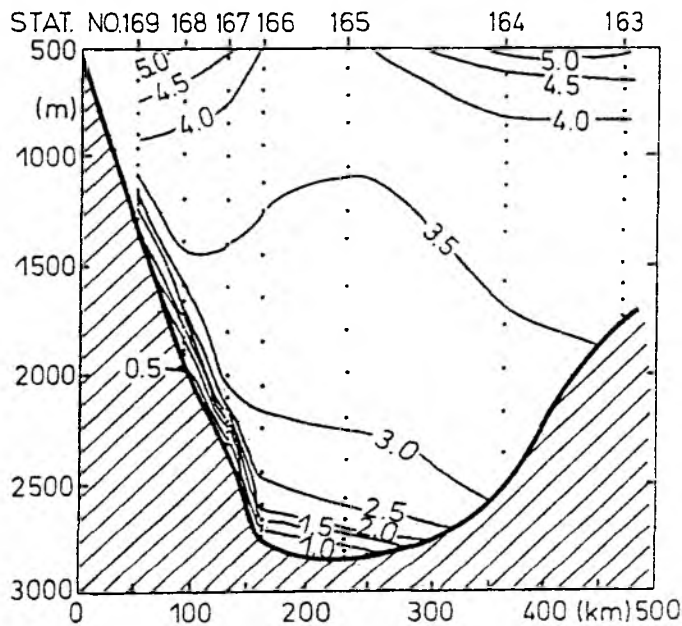


Abbildung 2.3: Potentielle Temperatur in der Dänemarkstraße, aus SMETHIE und SWIFT (1989), Konturintervall 0.5°C . Deutlich erkennbar ist das kalte DSOW am westlichen Hang.

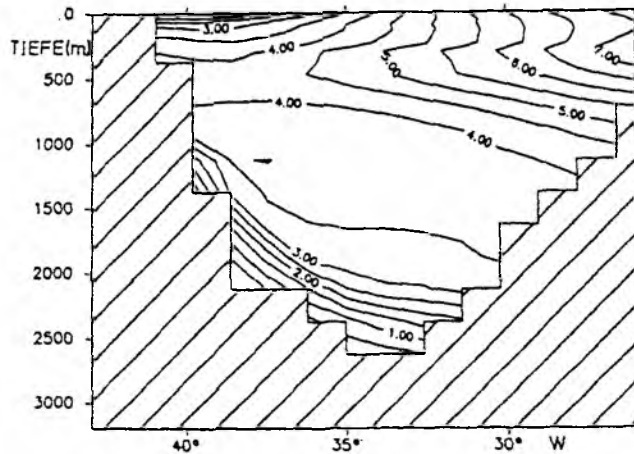


Abbildung 2.4: Potentielle Temperatur in der nördlichen Randzone im Bereich der Dänemarkstraße im Exp. NDS, Konturintervall 0.5°C .

200 km und 300 m oberhalb des Bodens dominant wird. Oberhalb von 700 m Tiefe gelten ebenfalls weiterhin die Levitus-Daten. Die Randzone ist in ihrem gesamten Breitenbereich (4°) von dieser Veränderung betroffen.

Die Modellversion NDS wurde mit dieser umgestalteten (DSOW enthaltenden) nördlichen Randzone im Bereich der Dänemarkstraße ausgestattet. Dieses Experiment zielt auf die Sensitivität der Zirkulation hinsichtlich einer Variation des thermohalinen Antriebs und auf den Adaptationsprozeß zwischen zwei quasistationären Zuständen.

NDS2 (Neue Dänemarkstraße 2) Analog zu NDS. Das neu eingeführte DSOW in der nördlichen Randzone ist jedoch enger am westlichen Kontinentalabhang konzentriert als in NDS: das Volumen pro Temperaturintervall unterhalb von 3°C ist um etwa 40% reduziert.

KNOA (Kein nördlicher Oberflächenantrieb) Der thermohaline Oberflächenantrieb nördlich von 49°N wird deaktiviert, sonst wie ST.

GSA (Große Salzgehaltsanomalie) In diesem Experiment wird eine negative Salz-anomalie in die Labradorsee plaziert. Dies geschieht mittels einer Modifizierung des halinen Oberflächenantriebsfeldes. Dem Salzgehaltsfeld von LEVITUS (1982) wird eine nahezu kreisförmige, negative Anomalie addiert. Abb.2.5 zeigt die Differenz zwischen dem Levitus'schen und dem modifizierten Feld. Das Minimum von -0.7 psu befindet sich bei 58.5°N , 56°W . Innerhalb des Radius von 8 Gitterpunkten steigt es radial und linear auf die Levitus'schen Werte an.

Der reale Hintergrund dieser stark idealisierten Anomalie ist die Beobachtung einer Salzgehaltserniedrigung im Nordatlantik (Die "große Salzgehaltsanomalie", DICKSON et al, 1988). Beginnend in den späten 60er Jahren nördlich von Island, advehierte eine Oberflächen-Aussüßung zyklonal mit dem subpolaren Wirbel, bis sie

14 Jahre später in der Norwegensee verschwand. Auf ihrem Weg berührte sie die Labradorsee, wo sie 1971 ihren Höhepunkt erreichte. Der typische Oberflächen-salzgehalt bei dem Wetterschiff Bravo (56.5°N, 51°W) von 34.7 - 34.8 psu wurde bis auf 34.0 psu verringert, wodurch die ansonsten tiefreichende Konvektion auf 200 m verflachte (LAZIER, 1980). Die Differenz von 0.7 psu wird im Experiment GSA als Vorbild für eine stationäre Salzgehaltsanomalie herangezogen.

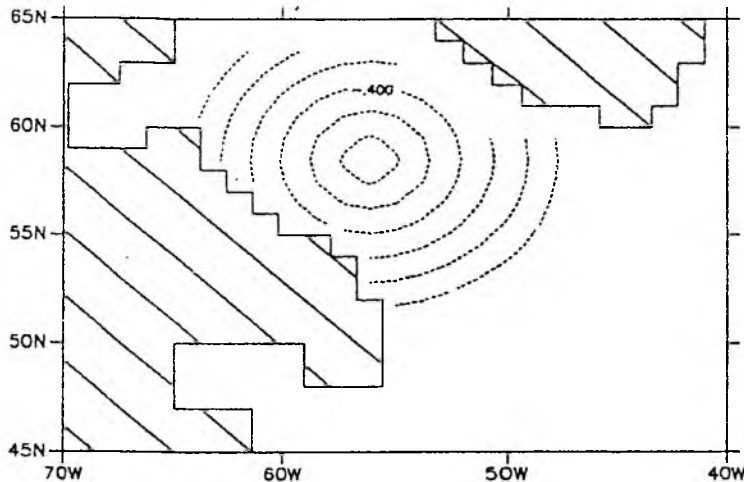


Abbildung 2.5: *Salzgehalts-Differenz zwischen den antreibenden Oberflächen-Salzgehaltsfeldern in ST und GSA: eine zentrierte negative Salzgehaltsanomalie.*

Daneben werden Teilergebnisse zweier Experimente mit dem wirbelaufösenden CME-Modell aus der Veröffentlichung von DÖSCHER et al. (1994) verwendet:

ST1/3 Standard CME-Experiment mit $1/3^* 0.4^\circ$ horizontaler Auflösung. Dieses Modell ist analog zur 1° CME-Modellversion ST aufgebaut. Eine genaue Beschreibung liefern BRYAN und HOLLAND (1989) sowie BÖNING et al. (1994) (Ihre Version "K13-2").

NDS1/3 Wie ST1/3, jedoch mit idealisiertem DSOW in der nördlichen Randzone, analog zur 1° Modell-Variante NDS.

3 Einschwingphase und Adaptationsprozesse

3.1 Zeitskalen

Die zeitliche Entwicklung der ozeanischen Zirkulation nach einem Start vom Ruhezustand kann in 3 Phasen gegliedert werden. Innerhalb der ersten Tage findet eine lokale geostrophische Adaptation mit Hilfe von Schwerewellen statt. Anschließend folgt eine dynamische Anpassung der tiefenabhängigen Zirkulation an die antreibenden Kräfte mit Hilfe planetarischer Wellen, welche die Zeitskala des dynamischen Adaptationsprozesses (wenige Jahre bis Jahrzehnte) bestimmen. Der resultierende quasistationäre Zustand kann darüber hinaus langsamen Veränderungen unterliegen. Advektive und diffusive Prozesse können ein thermisches Gleichgewicht der dynamischen Variablen mit den thermohalinen Antriebskräften herbeiführen, das sich deutlich von dem primären quasistationären Zustand unterscheidet (GERDES et al., 1991). Die dazugehörige Zeitskala für die Advektion im Weltozean beträgt mehrere Jahrhunderte, während die Diffusion mehrere Jahrtausende benötigt.

Eine Betrachtung thermischer Gleichgewichtszustände wäre aus Rechenkapazitätsgründen nur zu Lasten der Gitterpunktsdichte durchführbar. Zudem würde die räumliche Beschränkung des Modells auf den Nordatlantik Ergebnisse produzieren, die nicht mit natürlichen globalen Gleichgewichtszuständen vergleichbar wären. In dieser Arbeit werden daher Zirkulationszustände im quasistationären Gleichgewicht und Übergänge dazwischen betrachtet. Dazu muß zunächst ein Einschwingen ("spin-up") nach dem Start vom Ruhezustand stattfinden.

3.2 Initialisierung und Einschwingen

Das Original des 1°CME-Modells wurde am NCAR mit Levitus'schen Januar-Werten für Temperatur und Salzgehalt aus dem bewegungslosen Zustand heraus gestartet. Die Felder von potentieller Temperatur und Salzgehalt wurden nach 1.2 Jahren abgespeichert und dienen nach einer Verbreiterung der Floridastraße für diese Arbeit als Startfeld des Einschwingprozesses.

Der Einschwingvorgang ist in Abb. 3.1 anhand der über das Becken gemittelten kinetischen Energie dargestellt. Einige Monate nach dem Start im Jahr 1.2 ist ein Energieniveau erreicht, das in den folgenden 2 Jahren noch leicht ansteigt und danach, abgesehen von saisonalen Schwankungen, nur schwachen zwischenjährlichen Fluktuationen unterliegt.

Die zonal integrierte Zirkulation in der meridional-vertikalen Ebene (Umwälzung) läßt sich als Stromfunktion ϕ darstellen:

$$\phi_z = - \int_{\lambda_{ost}}^{\lambda_{west}} v a \cos \varphi d\lambda \quad (3.1)$$

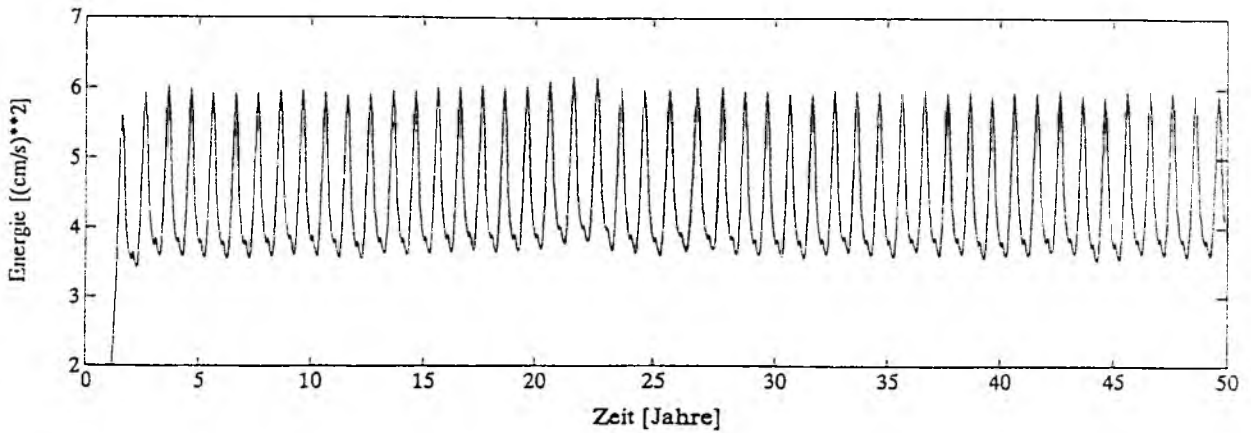


Abbildung 3.1: Beckengemittelte kinetische Energie in $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ gegen die Zeit in Jahren.

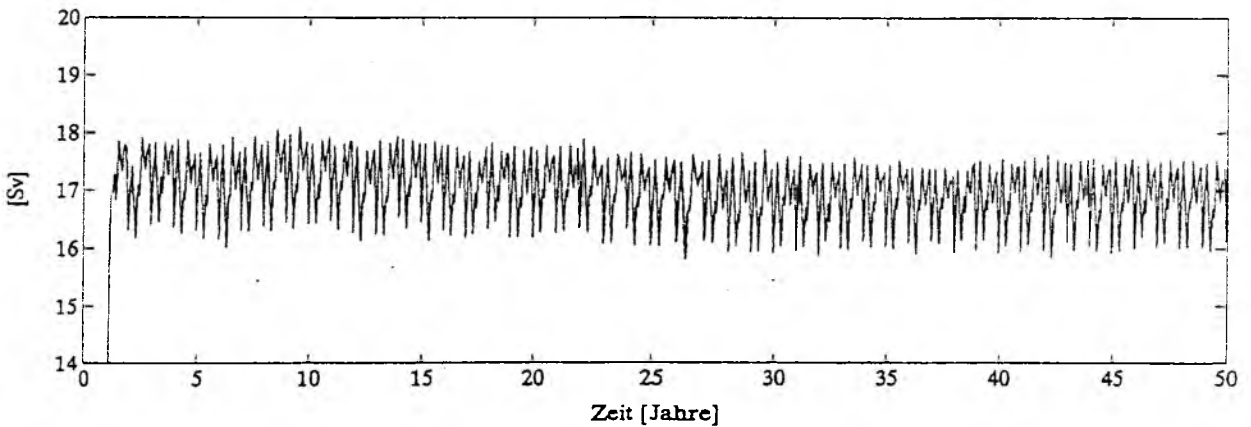


Abbildung 3.2: Maximum der meridionalen Umwälz-Stromfunktion ϕ bei 44°N als Funktion der Zeit in Sv, während des Einschwing-Prozesses.

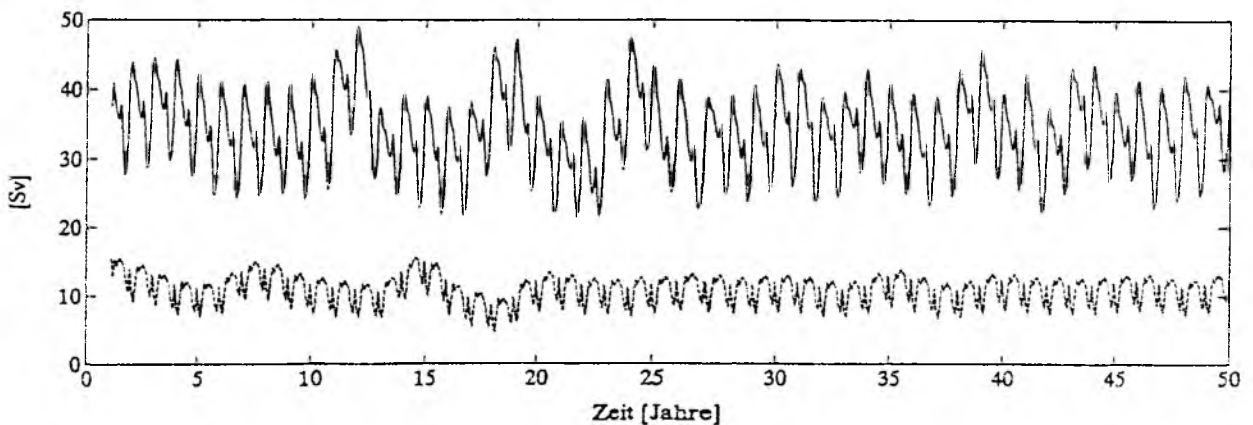


Abbildung 3.3: Barotrope Stromfunktion ψ im westlichen Becken (31.5°N , 70.4°W ; durchgezogene Linie) und im östlichen Becken (31.5°N , 29.0°W ; gestrichelte Linie) als Funktion der Zeit in Sv.

$$a^{-1} \phi_{\varphi} = \int_{\lambda_{\text{ost}}}^{\lambda_{\text{west}}} w a \cos \varphi d\lambda \quad (3.2)$$

Diese Stromfunktion kann als Indikator für Veränderungen der thermohalinen Zirkulation dienen. Wie die kinetische Energie, so zeigt auch die Umwälzung einen schnellen Anstieg in den Bereich des späteren Gleichgewichtsniveaus (Abb. 3.2). Zwischenjährliche Schwankungen während der ersten 25 – 30 Jahre gehen mit einem leichten Abwärtstrend (ca. 0.5 Sv / 30 Jahre) einher ($1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$), danach ist beides nicht mehr erkennbar.

Die schnelle anfängliche Reaktion der Bewegung stellt zum einen die lokale geostrophische Adaptation durch schnelle interne Schwerewellen an das Anfangsdichtefeld und zum anderen das barotrope Antwortverhalten auf die antreibenden Kräfte dar. Die Levitus-Daten beinhalten Meßfehler und sind zeitlich und räumlich gemittelt. Die dynamische Anpassung dieser Startdaten an die Topographie und an die Antriebskräfte des Modells kann deshalb nach der geostrophischen Adaptation und einer barotropen Reaktion nicht vollständig sein. Wie aus dem zwischenjährlichen Signal in Abb. 3.2 ersichtlich, vollzieht das Modell einen weitergehenden dynamischen Anpassungsprozeß auf einer dekadischen Zeitskala. Dabei wird der quasistationäre Gleichgewichtszustand durch verschiedene Wellentypen herbeigeführt. Anhand eines Modellexperiments mit verändertem thermohalinen Antrieb am Nordrand (Experiment NDS) wird in Kapitel 3.3 gezeigt, daß interne Kelvinwellen und Schelfwellen am Beckenrand eine Rolle spielen. Analog zum Einschwingen der windgetriebenen Zirkulation (ANDERSON UND KILLWORTH, 1977; ANDERSON und CORRY, 1985) vermitteln interne Rossbywellen das Anpassungssignal im inneren Modellgebiet. Das zwischenjährliche Signal nach dem schnellen Anstieg der meridionalen Stromfunktion in den ersten Monaten ist im "spin-up" deutlich geringer als im Fall NDS nach einer Dichteänderung im Nordrand (Abb. 3.4). Ohne eine solche Dichteabweichung von der Klimatologie bewirkt die lokale geostrophische Anpassung anscheinend einen Großteil der gesamten Adaptation. Darüberhinausgehende Abweichungen vom quasistationären Gleichgewicht, die durch Wellenprozesse auszugleichen wären, sind offensichtlich klein.

Der windgetriebene "spin-up" des Modells kann anhand des barotropen Transports dokumentiert werden, obwohl hierfür auch thermohaline Antriebskräfte eine Rolle spielen. Abb. 3.3 zeigt die zeitliche Entwicklung der barotropen Stromfunktion bei 31.5°N im westlichen und im östlichen Becken. Nach dem Start setzt eine Oszillation mit einer Periode von etwa 7 Jahren ein, die nach 25 Jahren stark abklingt und in einen nahezu quasistationären Zustand übergeht. Die 7-Jahres-Oszillation deutet auf die Existenz von baroklinen "basin modes" hin, die über die Topographie mit dem barotropen Mode in Wechselwirkung stehen.

Nach einem Einschwingen von etwa 25 Jahren ist ein quasistationäres Gleichgewicht erreicht, denn die integralen Indikatoren der Bewegung haben, abgesehen vom Jahresgang, ein nahezu konstantes Niveau erreicht. Innerhalb der ersten Jahrzehnte nach dem Start wird das Dichtefeld unterhalb der Hauptsprungschicht nicht wesentlich verändert, denn advective und diffusive Prozesse kommen wegen der langen Zeitskalen des tiefen Ozeans kaum zur Geltung. In Kapitel 4 ist ein Vergleich der Levitus'schen Temperaturen mit denen nach dem Ende des "spin-up" zu finden. Die verschiedenen Experimente werden

im Januar des Jahres 50 mit den zu diesem Zeitpunkt erreichten dynamischen Variablen aufgesetzt.

3.3 Der Adaptationsprozeß nach Änderungen des thermohalinen Antriebs

In allen für diese Arbeit durchgeführten Experimenten werden Komponenten des thermohalinen Antriebs variiert. Die verschiedenen Modellvarianten werden sodann bis zu einem neuen quasistationären Gleichgewichtszustand vorwärts integriert, der in der Regel spätestens nach 20 Jahren erreicht wird. Zur Verdeutlichung des dekadischen Adaptationsprozesses soll an dieser Stelle die zeitliche Entwicklung von Umwälzstärke, Wärmetransport und von horizontalen Geschwindigkeitsfeldern untersucht werden. Dies geschieht exemplarisch anhand des Experiments NDS ("Neue Dänemarkstraße"). In diesem Versuch wird dem Levitus'schen Datensatz das in der Dänemarkstraße fehlende DSOW hinzugefügt. Dies geschieht durch eine idealisierte stationäre Temperaturerniedrigung am westlichen Hang der Meeresenge. NDS ist in Kapitel 2 genauer definiert. Es wird über die Jahre 50 - 75 integriert und sein quasistationärer Gleichgewichtszustand wird in Kapitel 6 diskutiert.

An ausgewählten Breiten, in den Tropen (4°N) und bei 34°N und 44°N , wird die Stärke der Hauptumwälzzone sowie der nordwärtige Wärmetransport in den Abb. 3.4 und 3.5 dargestellt. Da hier ein dekadischer Prozeß untersucht wird, sind die Zeitreihen mit einem laufenden Filter von einem Jahr Länge geglättet, wodurch das vom saisonalen Windantrieb verursachte Hintergrundsignal reduziert wird.

Das Umschalten von der Levitus'schen Hydrographie in der Dänemarkstraße auf die neue Struktur, welche DSOW berücksichtigt, führt zu einem starken anfänglichen Anstieg der Umwälzstärke mit einem Überschwingen in den gemäßigten Breiten. Die nördlichste Kurve (44°N) erreicht das Maximum nach 3 - 4 Jahren. Bei 34°N dauert es etwa 7 Jahre. In den Tropen (bei 4°N) wird ein erstes Maximum nach 7-8 Jahren erreicht. Die meridionale Umwälzung erreicht nach etwa 13 Jahren ein erhöhtes Gleichgewicht auf allen geographischen Breiten, das mit einer drastischen Veränderung der Zirkulationsstruktur des Tiefenwassers verbunden ist (siehe Kapitel 6). Die auch danach sichtbaren Fluktuationen der 4°N - Kurve sind möglicherweise auf barokline Instabilitäten in den Tropen zurückzuführen: ein Mechanismus, der von COX (1985) im Nordäquatorialstrom gefunden wird. GERDES (1988) kann in einem Modell ähnlicher Gitterweite die Erfüllung der notwendigen Bedingung für barokline Instabilität um 20°N herum nachweisen: eine Vorzeichenänderung des meridionalen Gradienten der potentiellen Vorticity. Die Variabilität der Umwälzstärke des Referenzexperiments ST nach 50-jähriger Integration ist im Vergleich zu den Veränderungen in den übrigen Experimenten um eine Größenordnung geringer (Abb. 3.4), und kann deshalb für diese Betrachtungen vernachlässigt werden.

In Kapitel 5 wird gezeigt, daß das Niveau des nordwärtigen Wärmetransports durch die meridionale Umwälzung dominiert wird. Deshalb verläuft die zeitliche Entwicklung des Wärmetransports (Abb. 3.5) analog: auf allen ausgewählten Breiten wird ein neues

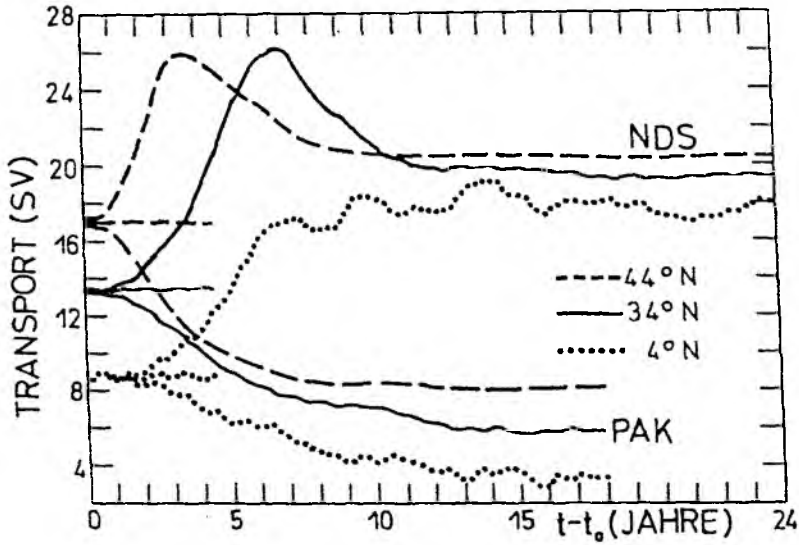


Abbildung 3.4: Maximum der zonal integrierten Stromfunktion des Volumentransports ϕ im Tiefenbereich der Haupt-Umwälzzelle als Funktion der Zeit für das Referenzexperiment ST (ohne Kurvenbezeichnung) und die Experimente NDS und PAK (geglättet mit einem übergreifenden Mittel von einem Jahr Länge).

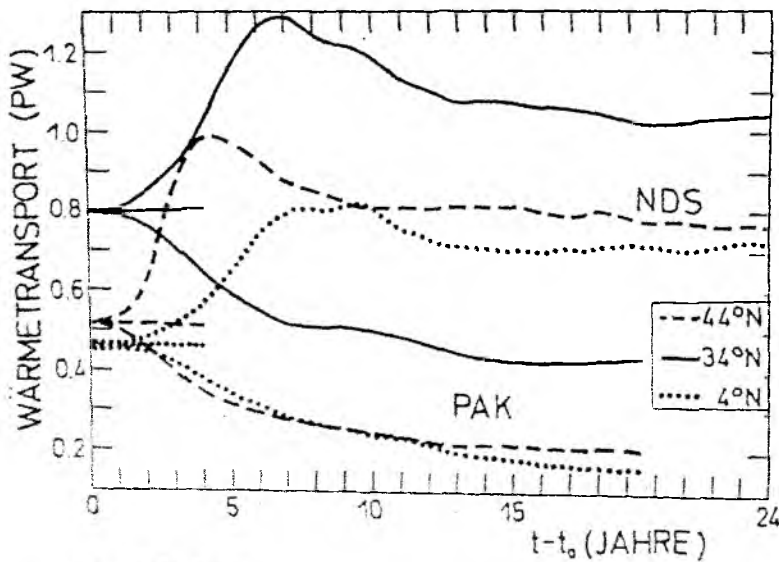


Abbildung 3.5: Nordwärtiger Wärmetransport als Funktion der Zeit für das Referenzexperiment ST und die Experimente NDS und PAK (geglättet mit einem übergreifenden Mittel von einem Jahr Länge).

erhöhtes Gleichgewicht erreicht, nachdem ein Zwischenmaximum durchlaufen wurde. Diese Maxima werden in einer zeitlichen Reihenfolge von Norden nach Süden erreicht. Nach 25-jähriger Integration, im Mittel über den gesamten Breitenbereich, steigt der Wärmetransport um 0.2 PW.

Die dekadische Zeitskala der Adaptation wird durch das partielle Abkling-Experiment PAK bestätigt (Abb. 3.4 und 3.5). Dies weist auf einen robusten Umstellungsprozeß hin, dessen Dauer sich weitgehend unabhängig von der Art der Veränderung der thermohalinen Randbedingung darstellt.

Um den Einfluß der horizontalen Gitterweite auf den Adaptationsprozeß zu bestimmen, wurde das wirbelauflösende Kieler $1/3^\circ\text{CME}$ -Modell von DÖSCHER et al. (1994) mit einer ähnlichen Randbedingung wie in NDS ausgestattet (Exp. NDS1/3). Das hochauflösende Modell konnte wegen begrenzter Rechenzeitkapazitäten nicht bis zum quasistationären Gleichgewichtszustand integriert werden. Deshalb konzentriert sich dieser Vergleich auf die anfängliche Reaktion der Modellozeane auf die Änderung der thermohalinen Randbedingung. Dabei müssen die unterschiedlichen Referenzzustände der Experimente ST und ST1/3 berücksichtigt werden. Um eine bessere Vergleichbarkeit zwischen den Umwälztransporten zu erreichen, werden die Zeitreihen auf den Zeitpunkt $t_0 + 0.5$ Jahre (der Beginn der gefilterten Zeitreihe nach der Umstellung der Randbedingung bei t_0) normiert. Während der ersten vier Jahre verläuft der zeitliche Anstieg der Umwälztransporte bei 44°N (Abb. 3.6) stark unterschiedlich: NDS1/3 zeigt

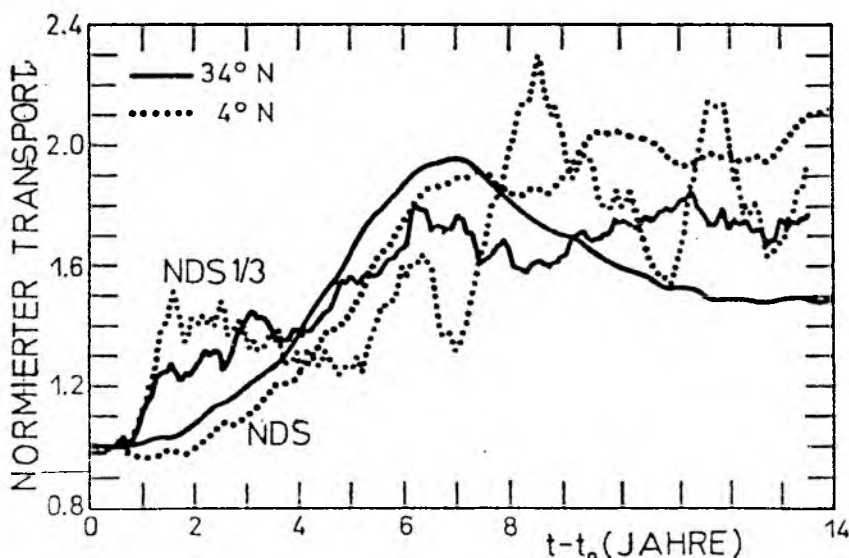


Abbildung 3.6: Anfängliches Antwortverhalten des Maximums der zonal integrierten Volumentransport-Stromfunktion ϕ im Tiefenbereich der Haupt-Umwälzzelle als Funktion der Zeit für das grobauflösende Experiment NDS und das wirbelauflösende Experiment NDS1/3 (geglättet mit einem übergreifenden Mittel von einem Jahr Länge).

einen drastischen Anstieg innerhalb der ersten Monate sowohl in den Tropen, als auch in gemäßigten Breiten. Die Transporte im grobauflösenden 1° Modell steigen dagegen sehr

viel moderater bis zum Zwischenmaximum im 7. Jahr an. Die horizontale Auflösung scheint in dieser Startphase eine dominierende Bedeutung für den Umstellungsprozeß zu haben. Nach den ersten vier Jahren sind starke Ähnlichkeiten der mittleren Kurvensteigungen festzustellen, was auf einen geringeren Einfluß der Gitterweite in dieser späteren dynamischen Anpassungsphase hindeutet. In allen drei vom Standard (ST bzw. ST1/3) abweichenden Experimenten (NDS, PAK, bzw. NDS1/3) ist eine schnelle Reaktion auf die Änderung der nördlichen Randbedingung erkennbar. Selbst in den Tropen bei 4°N zeigt sich eine Veränderung des bisherigen Gleichgewichtstransports innerhalb des 2. Jahres. Wie sich im Detail herausstellen wird, ist diese Systemantwort des Modells zunächst auf den westlichen Rand beschränkt und reflektiert die Verlagerung und Verstärkung des DWBC. Das Signal ist zu schnell südwärts propagiert, als daß es durch Advektion hätte befördert sein können. Wellen müssen hierbei eine Rolle spielen.

Die klassische Theorie der tiefen Zirkulation verlangt für den Nordatlantik eine konzentrierte Abwärtsbewegung im Norden und einen großflächigen tiefen Auftrieb im restlichen Becken (STOMMEL und ARONS, 1960). Über die lineare Vorticity-Beziehung resultiert daraus ein breiter, interner, nordwärtiger Transport. Dieser muß durch einen südwärtigen tiefen westlichen Randstrom (DWBC) ausgeglichen werden. Der "spin-up" zu diesem Zustand wurde von KAWASE (1987) mit einem idealisierten, rechteckigen, 2-Schichten-Modell ohne Topographie untersucht. Der Modellantrieb besteht aus einer konzentrierten Tiefenwasserquelle in der nordwestlichen Ecke des Modells. Der erforderliche Auftrieb durch die Grenzfläche zwischen den beiden Schichten wird durch einen Dämpfungsterm in der Kontinuitätsgleichung parametrisiert. In Kawases Modell werden durch die Tiefenwasserquelle Kelvinwellen in einem breiten Spektralbereich angeregt. Diese bilden eine Wellenfront und propagieren entlang des westlichen Randes, wobei sich im Gefolge ein Randstrom herausbildet. Nach wenigen Wochen wird der Äquator erreicht und das Signal wird in äquatoriale Kelvinwellen transformiert. Wenn diese den östlichen Rand erreichen, werden polwärts laufende Kelvinwellen angeregt, welche ihrerseits lange interne Rossbywellen abstrahlen. Die Gesamtheit der verschiedenen Rossbywellen modifiziert den DWBC und vermittelt analog zum windgetriebenen "spin-up" (ANDERSON und KILLWORTH, 1977) einen internen Gleichgewichtszustand, dessen Eintrittszeitpunkt von der Laufzeit der Rossbywellen abhängt. In dem 2-Schichten-Modell ist der "spin-up" nach etwa 200 Tagen abgeschlossen. Im Grenzfall schwacher Dämpfung wird ein Stommel-Arons-Regime erreicht. Die Einführung einer realistischen Topographie in der unteren Schicht führt zu stärkeren lokalen Unterschieden für den Eintrittszeitpunkt des Gleichgewichts, da die Rossbywellen sich entlang geostrophischer Konturen ausbreiten (KARCHER und LIPPERT, 1994). SUGINOHARA und FUKASAWA (1988) bestätigen Kawase's Resultate mit einem Primitivgleichungs-Modell mit 6 Schichten. Ein rechteckiger, homogener Ozean ohne Topographie wird im westlichen polaren Bereich abgekühlt. Der daraufhin ablaufende "spin-up"-Prozeß ist prinzipiell der gleiche wie bei KAWASE (1987). Nach etwa 10 Jahren ist ein quasistationärer Gleichgewichtszustand erreicht. Die längere Zeitskala ist auf die höhere vertikale Auflösung zurückzuführen. Ohne Topographie hat jeder vertikale Mode des Adjustierungssignals seine eigene Adaptationszeitskala entsprechend seiner äquivalenten Tiefe. Eine Erhöhung der vertikalen Auflösung ermöglicht die Existenz höherer vertikaler Moden.

Tiefenwasserbildung registriert der Ozean als eine Störung des dynamischen Gleichge-

wichts. Die dadurch angeregten Wellen können vom westlichen Rand als Wellenleiter eingefangen werden. In geschichteten Modellen ohne Topographie nehmen diese Wellen die Gestalt von barotropen und baroklinen Kelvinwellen an. In homogenen Modellen mit Topographie dagegen treten am Rand sogenannte barotrope Schelfwellen ("shelf waves") auf. Hierbei handelt es sich um Vorticity-Wellen mit dem gleichen Rückstellmechanismus wie in topographischen Rossbywellen, die auf den weiteren Bereich des kontinentalen Schelfs beschränkt sind. Die hier verwendeten Modelle weisen sowohl eine Dichteschichtung, als auch eine Topographie auf. Eine Oberflächenauslenkung wird durch die "rigid-lid"-Approximation verhindert. In dieser Konfiguration existieren topographisch modifizierte interne Kelvinwellen und Schelfwellen, die durch die Schichtung modifiziert sind (MYSAK, 1980). Beide Wellentypen breiten sich mit einer Berandung zur Rechten (in der Nordhemisphäre) aus und bilden gemeinsam Hybridformen. Abhängig von der Schelfform gibt es sehr verschiedene Kombinationen der beiden Bestandteile dieser Hybrid-Moden. HUTHNANCE (1978) stellt fest, daß eine schwache Schichtung nahezu reine barotrope Schelfwellen hervorbringt, während bei einer starken Schichtung Moden entstehen, die den Kelvinwellen ähnlich sind.

Das 1°CME-Modell ist nicht in der Lage, interne Kelvinwellen-ähnliche Hybride räumlich adäquat darzustellen. Die Querskala des ersten baroklinen Modes ist durch den ersten baroklinen Rossbyradius gegeben, welcher in den mittleren Breiten des Nordatlantiks 20 - 40 km beträgt. Numerische Effekte auf dem diskreten Gitter verändern den Rossbyradius. Dieser effektive Rossbyradius, und somit auch die Querskala Kelvinwellen-ähnlicher Prozesse, wird größer mit zunehmendem Gitterpunktabstand und mit zunehmender lateraler Viskosität (HSIEH et al., 1983). Die zonale Gitterweite im grobauflösenden CME-Modell bei 30°N ist mit 115 km mindestens 3 mal so groß wie der interne Rossbyradius. Für diesen Fall finden HSIEH et al. (1983) eine Verdopplung des effektiven Rossbyradius und eine Verringerung der Phasengeschwindigkeit von Kelvinwellen um einen Faktor 3, nur durch die grobe Auflösung. Laterale Viskosität, die zur Parametrisierung subskaliger Prozesse und aus Gründen der numerischen Stabilität notwendig beibehalten werden muß, reduziert die Phasengeschwindigkeit weiter um ähnliche Faktoren (DAVEY, 1983). Diese Reduzierung der Phasengeschwindigkeit und die Verflachung der Querstruktur bewirkt eine Abnahme der Effektivität von internen Kelvinwellen für einen beckenweiten Adaptationsprozeß im grobauflösenden Modell. Das Störungssignal wird deshalb wesentlich von den im System verbleibenden Wellenmoden, den von der Schichtung modifizierten Schelfwellen und topographischen Rossbywellen, transportiert. Im hochauflösenden 1/3°CME-Modell muß diese durch die Gitterweite bedingte Verzerrung von Welleneigenschaften geringer ausfallen. Dies erklärt die schnellere anfängliche Systemantwort auf eine veränderte Randbedingung im Norden, wie sie sich in NDS1/3 im Umwälztransport zeigt. Schwach verzerrte interne Kelvin-Moden propagieren schneller als Schelfwellen-Moden und bewirken deshalb einen schnelleren Informationstransfer vom nördlichen Rand zum äquatorialen Wellenleiter.

Um eine detailliertere Untersuchung der Struktur des Adaptationsverhaltens im 1°CME-Modell durchführen zu können, muß das Wellensignal zunächst vom starken, windbedingten Hintergrundrauschen befreit werden. Das tiefe Geschwindigkeitsfeld wird von barotropen und baroklinen Rossbywellen dominiert, die vom saisonal variierenden Windfeld herrühren. Dadurch werden Geschwindigkeitsfluktuationen von 1 - 10 $cm s^{-1}$, auch

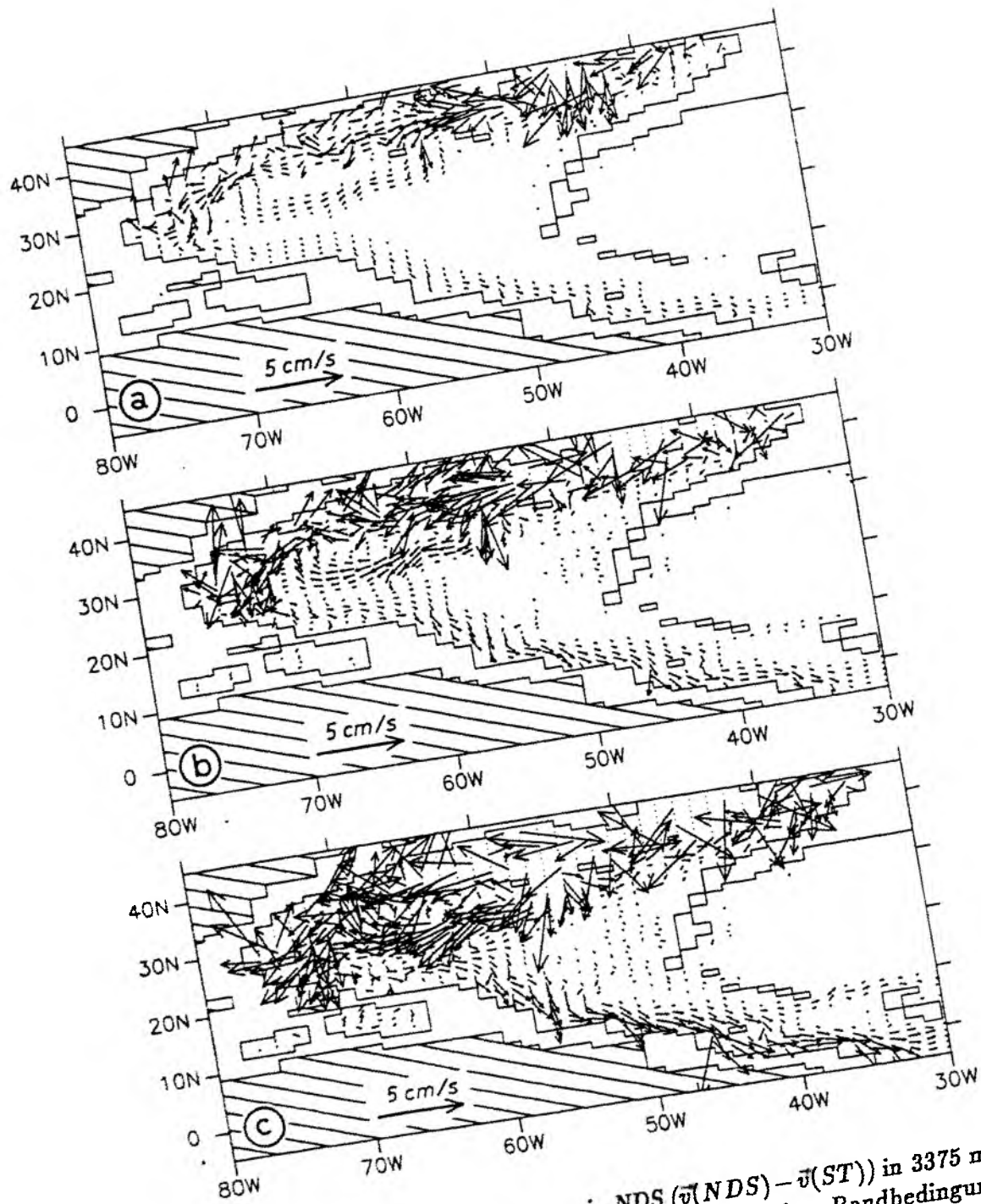


Abbildung 3.7: Geschwindigkeitsanomalien in NDS ($\vec{v}(NDS) - \vec{v}(ST)$) in 3375 m Tiefe, (a) 1.6, (b) 2.1 (c) 2.6 Jahre nach der Änderung der nördlichen Randbedingung. Die Vektorlängen sind auf maximal 0.5 cm s^{-1} begrenzt, um die Aussagekraft der Abbildung zu erhalten.

in großen Tiefen, verursacht. Die Wellenamplitude des Startsignals nach der Umstellung der Randbedingung ist dagegen nur von der Größenordnung 0.1 cm s^{-1} . Zur Verdeutlichung des Startsignals werden die Geschwindigkeitsfelder von NDS und ST zum jeweiligen Zeitpunkt voneinander subtrahiert ($\vec{v}(NDS) - \vec{v}(ST)$). Auf diese Weise werden das jährlich wiederholte, vom Wind verursachte, Signal und andere konstante Anteile des Geschwindigkeitsfeldes herausgefiltert. Übrig bleibt das extrahierte Startsignal, das in einer zeitlichen Sequenz aus 3 Zeitpunkten in Abb. 3.7 dargestellt ist. Darin ist eine südwärts fortschreitende Wellenfront erkennbar, die analog zu den zitierten idealisierten Modellstudien einen westlichen Randstrom in ihrem Gefolge mit sich zieht. Solche Geschwindigkeitsanomalien sind zwischen 1000 m und dem Boden zu finden.

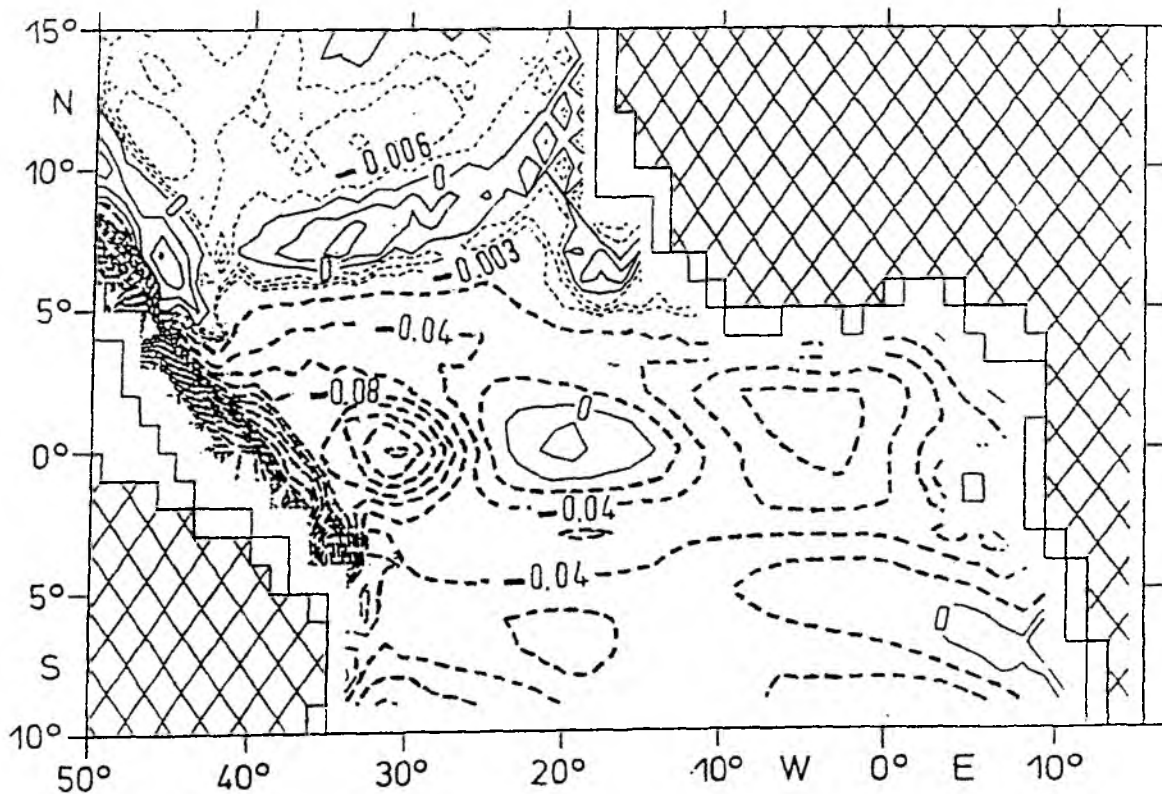


Abbildung 3.8: Zonale Geschwindigkeitsanomalien (cm s^{-1}) in NDS ($u(NDS) - u(ST)$) in 1125 m Tiefe, 2.6 Jahre nach der Umstellung der nördlichen Randbedingung. Linienabstand allgemein: 0.02 cm s^{-1} ; bei Werten größer als -0.009 : 0.003 cm s^{-1} .

Das Signal erreicht während des zweiten Jahres den Äquator, wo äquatoriale Kelvinwellen angeregt werden. Deren Bewegungsmuster ist deutlich im Feld der zonalen Geschwindigkeitsanomalie in Abb. 3.8 zu erkennen. Die Laufzeit auf dem Äquator beträgt mehrere Monate, was mit der theoretischen Phasengeschwindigkeit von äquatorialen Wellen verträglich ist. Im Experiment NDS erreichen die äquatorialen Kelvinwellen

nach etwa 2.3 Jahren den östlichen Rand. Dort werden wieder polwärts laufende Randwellen angeregt. Deren nördlicher Ast, der auch in den idealisierten Studien existiert, fällt im 1°CME-Modell nur schwach aus. Möglicherweise ist dies ein Effekt der spezifischen Form der Modell-Topographie vor dem afrikanischen Kontinent. Das Signal ist jedoch stark genug, um westwärts propagierende Rossbywellen anzuregen. Eine dafür typische Bogenstruktur im Feld der Zonalgeschwindigkeit, wie sie auch im Modell von GERDES und WÜBBER (1991) angetroffen wird, ist in Abb. 3.8 zwischen 5° und 10°N erkennbar.

Mit Hilfe dieser Wellenphänomene lassen sich die zwei Phasen in der zeitlichen Veränderung der Umwälzung und des Wärmetransports erklären. Die "Startphase" wird durch Laufzeit und Amplitude der anfänglichen Randwellen bestimmt. Dies führt in NDS zu einem Anstieg des meridionalen Volumen- und Wärmetransports. Die 2. Phase, welche in den nicht tropischen Breiten in NDS durch den Abschwung bis zum quasistationären Gleichgewicht gekennzeichnet ist, wird durch die baroklinen Rossbywellen dominiert. Sie vermitteln das ursprünglich vom nördlichen Rand kommende Signal und setzen es in eine veränderte innere Zirkulation um. Am westlichen Rand bewirkt die Reflexion der einlaufenden langen Rossbywellen eine Transformation in kurze Wellen, wobei ein Teil der Energie dort verbleibt. Auf diese Weise wird der quasistationäre Gleichgewichtszustand auch am westlichen Rand herbeigeführt.

Der wesentliche Unterschied zwischen NDS und NDS1/3 liegt in der schnelleren Startphase des hochauflösenden Modells. Die Information von veränderten T-S-Eigenschaften des "Overflow"-Wassers kann also schneller in der gesamten Hemisphäre vermittelt werden.

Vielen globalen Ozeanmodellen und allen gekoppelten Ozean-Atmosphäre-Modellen liegt ein grobes, nicht wirbelauflösendes Gitter zugrunde. Solche Modelle müssen wie das 1°CME-Modell die Zeitskala der Systemantwort in der Startphase überschätzen, wenn sie auf veränderte Oberflächendichteflüsse oder Tiefenwasserbildung reagieren. Die Unterdrückung schneller Randwellen wirkt in einem solchen Fall wie ein Tiefpassfilter: die hohen Frequenzen werden reduziert. Die Bedeutung von zwischenjähriger Variabilität als Reaktion auf veränderten thermohalinen Antrieb wird damit in grobauflösenden Modellen möglicherweise unterschätzt. Vermutlich konvergiert dieser Effekt mit zunehmender Gitterauflösung, bis barokline Kelvinwellen gut aufgelöst werden. Der Eintrittszeitpunkt (die Adaptationszeitskala) des neuen quasistationären Gleichgewichts ist hiervon jedoch nur schwach berührt. Er muß von der Laufzeit der langsamsten wirksamen baroklinen Moden bestimmt sein, da diese die langsamste Adaptationsphase darstellen. Da barokline Rossbywellen von beiden horizontalen Auflösungen gut darstellbar sind (WAJSOWICZ, 1986), können in diesem Punkt keine Unterschiede zwischen den beiden Modellversionen NDS und NDS1/3 erwartet werden.

Gegenüber der Adaptationszeitskala kann der Zeitpunkt des Zwischenmaximums in den Transportzeitreihen von NDS nicht nur als Ausdruck der Überlagerung von Startsignal und Rossbywellen verstanden werden. Das Maximum tritt in einer zeitlichen Abfolge von Nord nach Süd auf. Die Rossbywellen werden wegen der Breitenabhängigkeit ihren Gruppengeschwindigkeit jedoch schneller im Süden des Modellgebiets wirksam. Hierbei

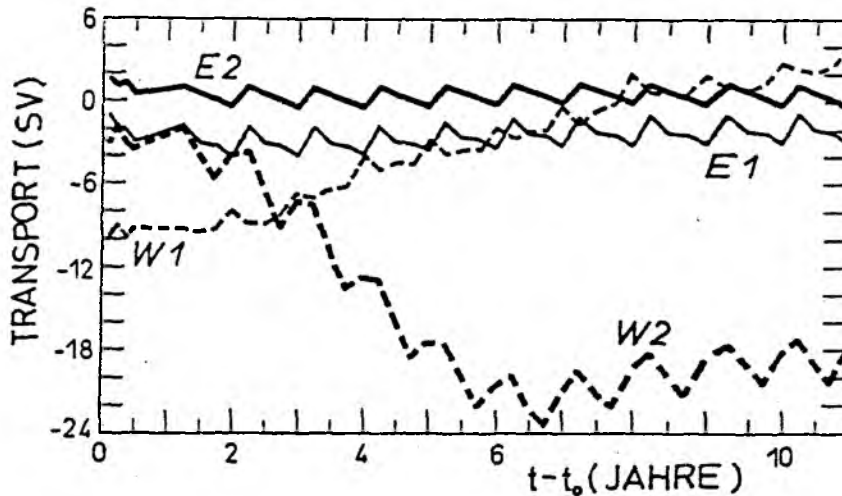


Abbildung 3.9: Meridionaler Transport im westlichen (W) und östlichen (E) Becken, integriert von 1000 bis 2750 m (1) und von 2750 bis 5500 m (2).

müssen auch das Abklingverhalten der Startwellen, lokale Adaptation und Unterschiede in der lokalen Ausdehnung von topographischen Becken eine Rolle spielen. Diese oben skizzierten beckenweiten Prozesse, wie sie in den Abb. 3.7 - Abb. 3.8 für 1125 m Tiefe dargestellt sind, werden in größeren Tiefen durch die Topographie gestört. Da der tiefe Nordatlantik durch den Mittelatlantischen Rücken in zwei Becken geteilt ist, findet die dynamische Adaptation nach der Änderung der Randbedingung in der Dänemarkstrasse im wesentlichen im westlichen Teil statt. Zeitreihen des meridionalen Transports bei 38°N in Abb. 3.9 dokumentieren die unterschiedliche Reaktion der beiden Becken. Der südwärtige Transport im tieferen Bereich (2750 - 5500 m) steigt zunächst innerhalb von 6 Jahren von etwa 2 Sv auf 22 Sv an. Im mittleren Tiefenbereich (1000 - 2750 m) ist währenddessen ein nahezu linearer Anstieg von südwärtigem zu nordwärtigem Transport erkennbar. Dieser starken Reaktion im westlichen Becken steht ein nahezu unveränderter Transport im östlichen Becken gegenüber. Lediglich ein schwacher Trend von 1 Sv in 11 Jahren (Abnahme des südwärtigen Transports) wird im mittleren Tiefenbereich deutlich. Die Wellenfront am tiefen westlichen Rand mit ihrem nachfolgenden Randstrom passiert das Nadelöhr der Ceara-Tiefebene vor der nordwestlichen brasilianischen Küste. Randwellen und Rossbywellen sind in dieser Region nicht unterscheidbar. Die Anregung einer äquatorialen Kelvinwelle wird in größeren Tiefen vom Mittelatlantischen Rücken blockiert. Die Transportzeitreihen in Abb. 3.9 zeigen jedoch, daß im westlichen Becken ein lokaler Adaptationsprozeß stattfinden muß. In Abhängigkeit von der Topographie können lokale Zeitskalen auftreten, die durch die örtliche Ausbreitung von Rossbywellen von den beckenweiten Skalen abweichen. In diesem Kontext ist auch die zeitliche Reihenfolge der Maxima in den Zeitreihen des meridionalen Transports zu verstehen: im Unterschied zu Modellen mit flachem Boden kann lokale Adaptation an topographischen Engstellen und die nach Norden abnehmende Breite des Atlantiks und seiner Becken den

zeitlichen Verlauf der beckenweiten Adjustierung beeinflussen.

Der reale Hintergrund dieser Untersuchungen liegt in einer möglichen Veränderung der nordatlantischen "Overflow"-Wassermassen. Das zeitliche Verhalten von Transport und Wassermasseneigenschaften des DSOW ist weitgehend unbekannt. Es existiert lediglich eine zweijährige Strommesser-Zeitreihe von DICKSON et al. (1988), die keine Variabilität auf längerer als Monatskala zeigt. Die Tiefenwasserbildung in der Labradorsee nahm im Laufe einiger Jahre deutlich ab (LAZIER, 1980). Dies geschah auch in der Grönlandsee (RHEIN, 1991), was dort zu einer langsamen Zunahme von Temperatur und Salzgehalt führte (GSP-Gruppe, 1990). Interne zwischenjährliche Variabilität in der nordatlantischen Tiefenwasserbildung verläuft also nicht als eine Treppenfunktion wie in NDS und NDS1/3. Im Modell würde kontinuierliche Antriebsveränderlichkeit zu einer langsameren Änderung der Struktur der Tiefenzirkulation führen, denn die resultierende Veränderung des quasistationären Gleichgewichtszustands hängt bei Verwendung von rückstellenden Randbedingungen nur von der Veränderung des effektiven Antriebs ab. Die Modellversuche sind vor diesem Hintergrund als extreme Experimente anzusehen, in denen Grenzfälle betrachtet werden.

Schnelle Änderungen der Oberflächentemperatur und der Zirkulation lassen sich aus paläogeologischen Aufzeichnungen herleiten. DANSGARD et al. (1989), sowie die GRIP-Gruppe (1993) dokumentieren Lufttemperaturen über dem grönländischen Gletschereis. Diese werden stark durch die mittlere Oberflächentemperatur der umgebenden Meere bestimmt und lassen sich aus $\delta^{18}O$ Konzentrationen in Eiskernen ableiten. Am Ende der Jüngeren Dryas-Periode gab es einen Temperatursprung von $7^{\circ}C$ innerhalb von 50 Jahren. Dies war der letzte Sprung in einer Reihe gegen Ende der letzten Eiszeit. Derartige Temperaturänderungen werden bestätigt durch Messungen der zur Oberflächentemperatur in Beziehung stehenden Deuterium-Konzentrationen in nordatlantischen Meeresboden-Bohrkernen. Darin finden sich starke Veränderungen der Oberflächentemperatur von bis zu $5^{\circ}C$ innerhalb von 20 Jahren. Faunistische Sedimentkerne aus dem nordwestlichen Nordatlantik deuten auf eine starke Korrelation zwischen Veränderungen der Oberflächentemperatur im subpolaren Nordatlantik und dramatischen Veränderungen der Tiefenwasserzirkulation hin (LEHMAN und KEIGWIN, 1992). Ein weiterer Hinweis auf die Möglichkeit dekadischer Umstellungsprozesse ergibt sich aus hydrographischen Schnitten bei $24^{\circ}N$ und $36^{\circ}N$ aus dem Internationalen Geophysikalischen Jahr (1958) und von 1981. ROEMMICH und WUNSCH (1985) leiten daraus mit Hilfe eines inversen Verfahrens zonal gemittelte Transportprofile her. Es ergeben sich zwischen den beiden Jahren erhebliche Unterschiede in der relativen Gewichtung des oberen und unteren NADW-Transports. Ähnliche Unterschiede zeigen sich zwischen den quasistationären Zuständen der Modellexperimente ST und NDS, worauf in Kapitel 6 näher eingegangen wird.

Die Zeitskalen dieser beobachteten Variabilitäten aus postglazialer Zeit und aus zeitgenössischen Messungen sind konsistent mit den Zeitskalen der Adaptation, die in den hier untersuchten Modellen auftreten. Der hier aufgezeigte wellenvermittelte Adaptationsprozeß stellt also eine mögliche Erklärung der beobachteten Zeitskalen dar.

4 Hydrographie und Zirkulation in der Standardkonfiguration

In diesem Kapitel werden die grundlegenden Resultate des 1°CME-Modells in der Standardkonfiguration ST dargestellt. Im Vergleich mit anderen Zirkulationsmodellen und Beobachtungen werden positive Modelleigenschaften und Defizite verdeutlicht, um eine Einschätzung der Fähigkeiten des Modells zu liefern. Ergebnisse aus Sensitivitätsuntersuchungen können an dem hier beschriebenen Standard gemessen werden.

4.1 Hydrographie

Das 1°CME-Modell wurde mit Januarwerten der Klimatologie von LEVITUS (1982) initialisiert. Die hydrographische Struktur dieses Startfeldes unterliegt auf der hier zu betrachtenden dekadischen Zeitskala einer dynamischen Anpassung an die äußeren Antriebskräfte. Die thermische Adjustierung auf längeren Zeitskalen kommt wegen der kurzen Integrationszeit nicht zum Tragen. Deshalb kann erwartet werden, daß die mittlere Struktur des tiefen Dichtefeldes unterhalb der Hauptsprungschicht weitgehend unverändert bleibt. Ausnahmen bilden Gebiete mit starker Advektion, z. B. im Bereich des westlichen Randstroms, und Konvektionsgebiete. Die horizontale hydrographische Struktur ist im Modell generell kleinskaliger als in der Startklimatologie. Deren Glättungsskalen sind um einen Faktor 2–10 größer als die Gitterweite des Modells. Explizite und implizite Diffusion sind im Modell schwach genug, um die Herausbildung kleinerer Skalen zu ermöglichen.

Abb. 4.1a zeigt die Differenz zwischen den zonal und jährlich gemittelten Temperaturen von ST und der Levitus'schen Klimatologie, deren Januarwerte ursprünglich beim Modellstart verwendet wurden. Die Differenzen sind in der Nähe der Oberfläche intensiviert. Im beckenweiten Mittel ergibt sich eine maximale Abweichung von 2.4 K in 100 m Tiefe (Abb. 4.1b). Unterhalb von 1000 m sind die zonal gemittelten Temperaturdifferenzen nur gering.

Die größten und tiefreichendsten Abweichungen von der Klimatologie treten in den Tropen auf. Die dortigen recht unterschiedlichen vertikalen Dichtegradienten und starken Scherungen können mit den konstanten vertikalen Vermischungskoeffizienten des Modells nicht adäquat dargestellt werden. Dies äußert sich in einer vertikalen Ausdehnung der Hauptsprungschicht, wie sie in Abb. 4.4 zwischen 5°S und 5°N erkennbar ist. Bei diesen Schichtungsverhältnissen könnten stabilitätsabhängige Vermischungsparameter in Kombination mit einer hohen vertikalen Auflösung bessere Dienste leisten (PHILANDER und PACANOWSKI, 1986). Eine weitere Ursache für den generell zu warmen äquatorialen Bereich liegt in den unterschiedlichen Auflösungen des äquatorialen Stromsystems im Modell und in der Klimatologie. Levitus hat die feinen horizontalen Strukturen des äquatorialen Stromsystems geglättet; das Modell dagegen produziert neue Strukturen, die teilweise mit warmem Wasser von der Oberfläche des westlichen Randes durchströmt werden. Dies ist an der ostwärtigen Vorwölbung der Isothermen

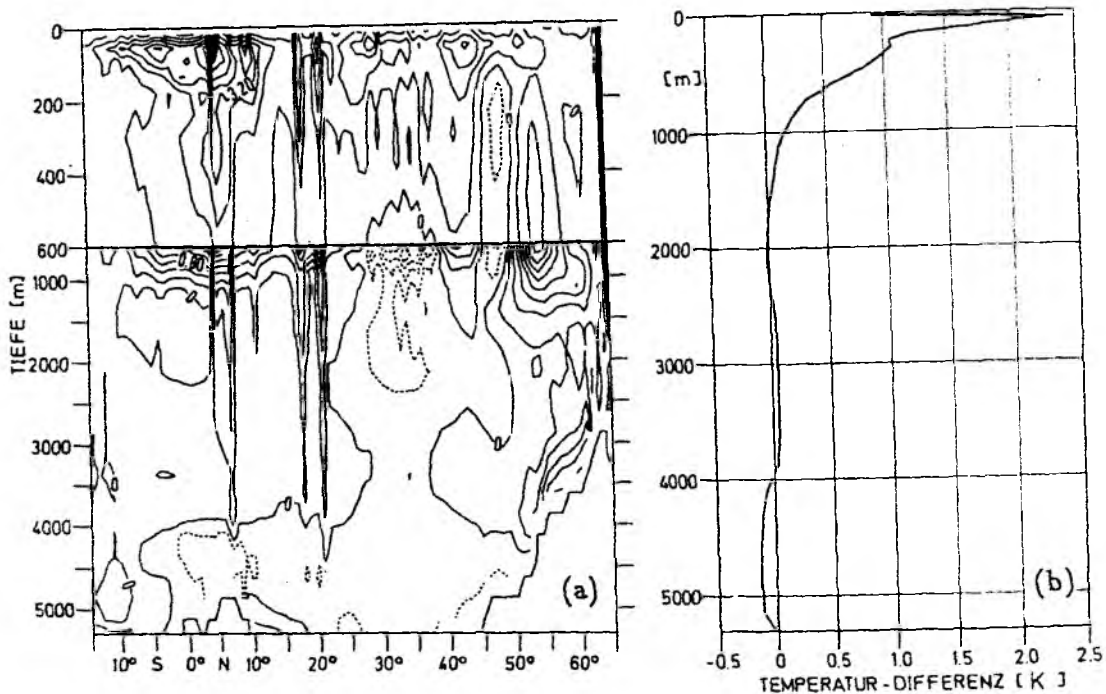


Abbildung 4.1: Temperaturdifferenz (Exp. ST – Levitus-Klimatologie) im Jahresmittel, (a) zonal gemittelt (Linienabstand 0.8 K in den oberen 600 m, 0.2 K darunter) (b) beckenweit gemittelt.

in 91 m Tiefe (Abb. 4.2a) bei 5°N zu erkennen. Im zonalen Mittel macht sich die Erwärmung an der Oberfläche weniger bemerkbar als darunter, denn die rückstellende Randbedingung zwingt die Oberflächentemperatur zu klimatologischen Werten und die Erwärmung am westlichen Rand ist nur schwach repräsentiert. Die Temperaturdifferenzen in Abb. 4.1 zeigen deshalb ein Zwischenmaximum bei etwa 100 m. Die starke meridionale Strukturierung in den Tropen entsteht durch die topographische Anordnung, die der Temperaturanomale unterschiedliche Gewichte in der zonalen Mittelung gibt.

Auch andere Differenzen in Oberflächennähe können auf eine nicht mit der Klimatologie zusammenpassende Zirkulation zurückgeführt werden. Vor der afrikanischen Küste ist die Oberflächentemperatur um etwa 1 K zu hoch (Abb. 4.2a,b). Dies deutet auf einen zu schwachen Auftrieb hin. Vor der nordamerikanischen Ostküste ist die Oberfläche zu warm, da das kalte "slope"-Wasser aus der Labradorsee fehlt und die Golfstromablösung zu weit nördlich stattfindet (siehe Abb. 4.20). Die Erhöhung der zonal gemittelten Temperaturen in Abb. 4.1a zwischen 10°N und 23°N ist auf den Einfluß der Karibik zurückzuführen. Das Modell liefert dort 1 – 4 K höhere Temperaturen als die Klimatologie.

Eine Abkühlung des Modells ist zwischen 600 und 1000 m in den Subtropen festzustellen. Zwischen 25°N und 40°N ist die Temperatur um maximal 0.6 K zu gering. Ein Vergleich der horizontalen Temperaturfelder in 2125 m Tiefe zwischen ST und den Levitus'schen

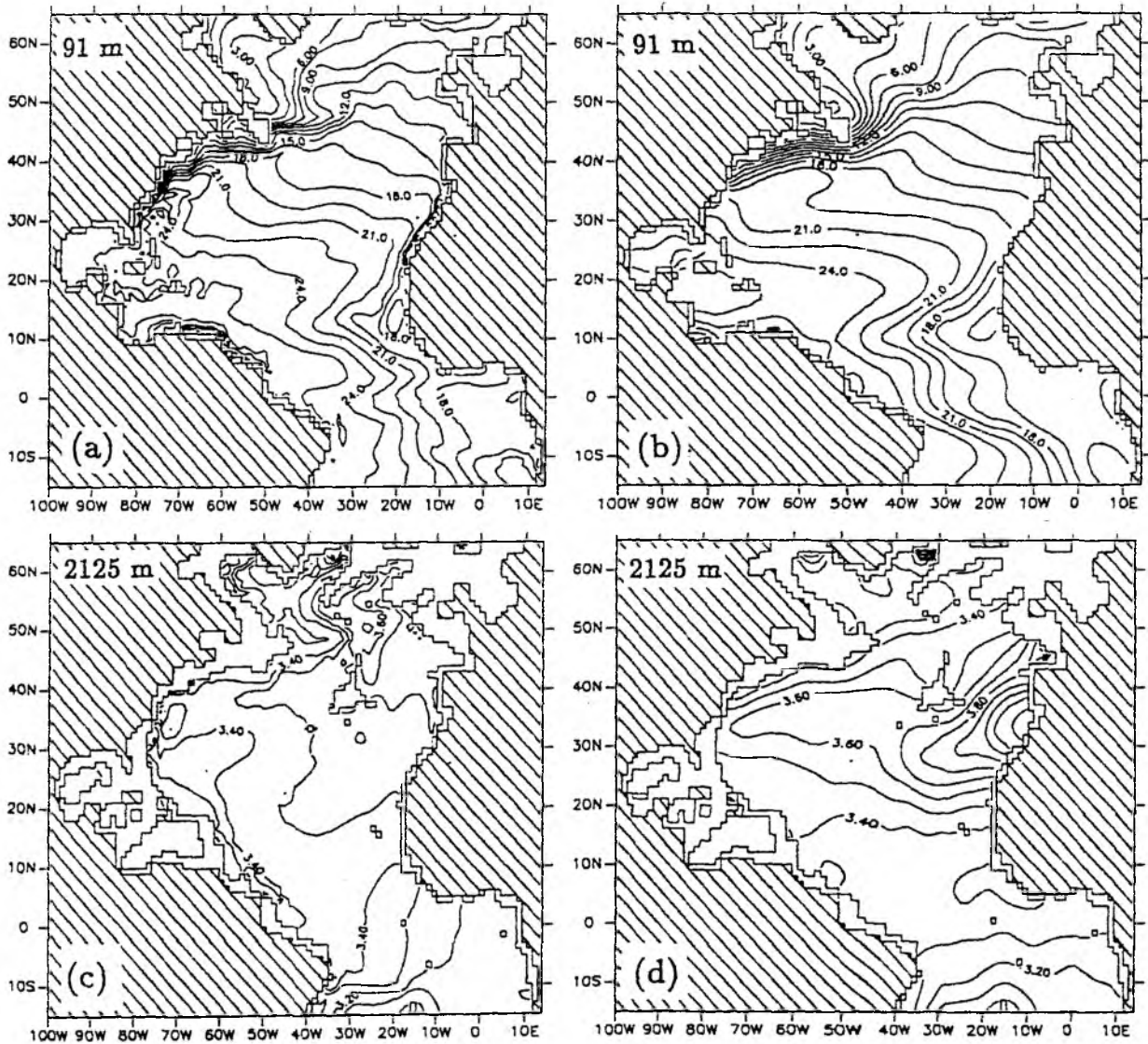


Abbildung 4.2: Potentielle Temperatur als Jahresmittel (a),(c) im Standard-Modellexperiment ST und (b),(d) in den Levitus-Daten, Linienabstand 1.5 °C.

Daten offenbart das Fehlen einer von Gibraltar ausgehenden warmen Zunge im Modell (Abb. 4.2c,d). Die Anpassungszone vor dem Mittelmeerausgang bewirkt also eine ungenügende Darstellung des Mittelmeerwassers. Dieses Problem ist zur Zeit ungelöst. In dem analog zum 1°Modell aufgebauten 1/3°CME-Modell liefert auch eine Verkürzung der Anpassungszeit keine befriedigende Lösung. Neuere Untersuchungen von GERDES, BECKMANN, KÖBERLE und HERRMANN (persönliche Mitteilung) lassen vermuten, daß neben der Anpassung von Temperatur und Salzgehalt das Vorschreiben einer Ein- und Ausstrombedingung zu einer realistischeren Darstellung führen könnte. Die aktuelle Version des Semtner-Chervin Modells arbeitet mit einer vergrößerten Anpassungszone ($5 \times 5^\circ$), die Teile der großskaligen Struktur des Iberischen Beckens abbildet. Auch diese Methode scheint eine Verbesserung zu bewirken.

Die zonal gemittelten Temperaturdifferenzen zwischen dem Experiment ST und den Levitus'schen Daten sind unterhalb von 2000 m nicht größer als etwa 0.4 K. Im beckenweiten Mittel zeigt Abb. 4.1b eine geringe Erwärmung von etwa 0.1 K zwischen 2400 und 4000 m, und eine Abkühlung darunter. Dies kann mit einem in Kapitel 4.2 und Kapitel 6 diskutierten Mangel an unterem Nordatlantischen Tiefenwasser und einer dazugehörigen räumlichen Ausdehnung des Antarktischen Bodenwassers erklärt werden.

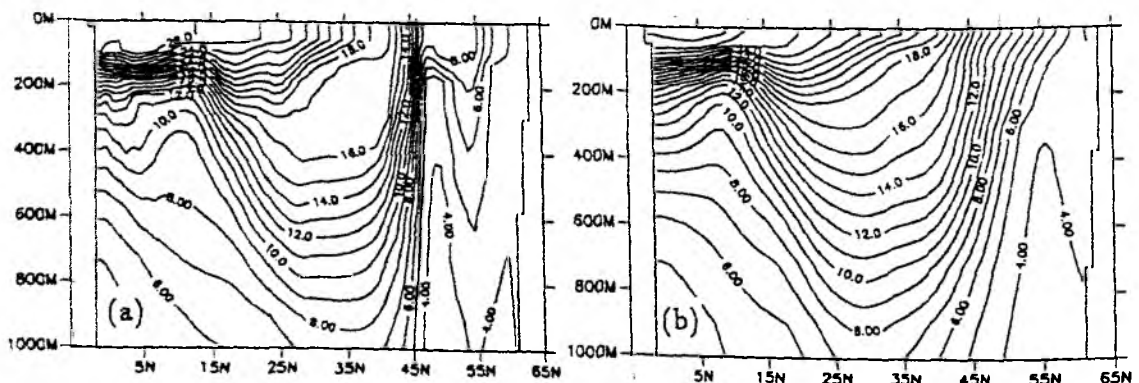


Abbildung 4.3: Potentielle Temperatur (Linienabstand 1°C) entlang eines meridionalen Schnittes bei 41.6°W ; (a) im Modell und (b) in den Levitus-Daten.

Trotz der deutlichen Erwärmung in den oberen 1000 m der Tropen kann dort im 1°Modell bei 41.6°W (Abb. 4.3) weiterhin eine konzentrierte Hauptsprungschicht zwischen 100 und 200 m existieren, die jedoch um maximal 100 m abwärts verschoben ist. Die Sprungschicht fächert sich in nordwärtiger Richtung auf. In den Subtropen besteht eine weitgehende Übereinstimmung zwischen Modell und Startklimatologie. Die vertikalen Gradienten im Bereich der Hauptsprungschicht unterscheiden sich dort nur gering. Der vertikale Diffusionskoeffizient $K_{VH} = 0.3\text{cm}^2\text{s}^{-1}$ ist hier hinreichend klein, um eine Dominanz der Ekman-Vertikalgeschwindigkeit gegenüber der vertikalen Diffusion bei der Bestimmung der Sprungschichttiefe sicherzustellen. (Typische Ekman-Vertikalgeschwindigkeiten in diesem Gebiet sind 10^{-6}m s^{-1} . Im Falle eines advektiv-diffusiven Gleichgewichts in der Vertikalen ergibt sich dagegen eine Vertikalgeschwindigkeit von der Größenordnung $\frac{K_{VH}}{D} = 4.2 \times 10^{-8}\text{m s}^{-1}$, wobei eine Sprungschichtskala von $D = 700\text{m}$ angesetzt wird.)

Die Sprungschichttiefe ist unter diesen Bedingungen weitgehend advektiv bestimmt und nur schwach abhängig von der vertikalen Diffusivität (BRYAN, 1987).

Das Modell zeigt entlang der Schnitte in Abb. 4.3 und 4.4 zumeist tiefere Deckschichten als die Klimatologie. Deren räumlich konstante Tiefen sind ein Artefakt des Modells, denn das windgetriebene Deckschichtmodell ist nur in der Lage, komplette Schichten zu homogenisieren. Davon sind in den Subtropen häufig nur die obersten zwei Niveaus betroffen. Die nach unten exponentiell abnehmende Vermischungsenergie reicht zumeist nicht aus, um die dritte Schicht zu durchmischen (siehe Gl. 2.11).

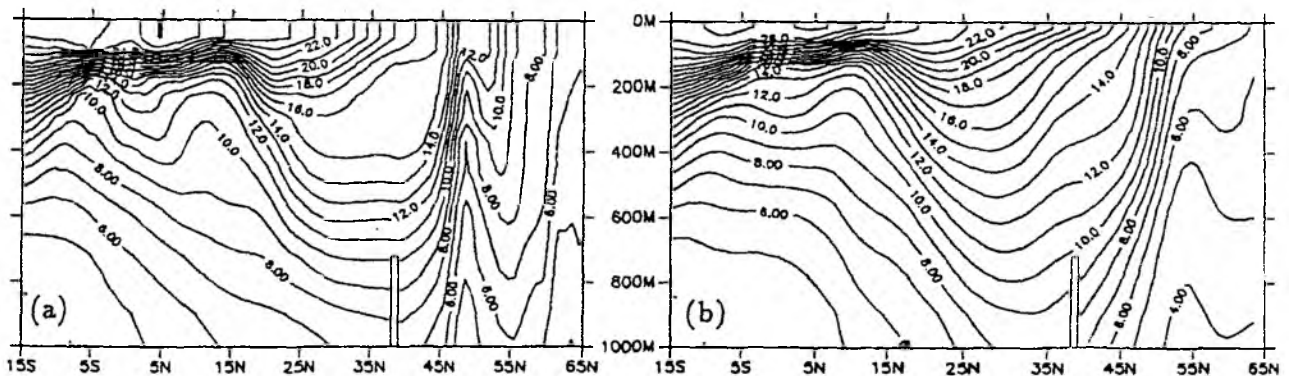


Abbildung 4.4: Potentielle Temperatur (Linienabstand 1°C) entlang eines meridionalen Schnittes bei 32.0°W ; (a) im Modell und (b) in den Levitus-Daten.

Die subarktische Front ist im Modell deutlich schärfer ausgebildet als in der Startklimatologie, die in dieser Hinsicht unrealistisch glatt ist (Abb. 4.2a,b). Das 1° Modell entwickelt feinere Strukturen, welche durch die Verwendung des isopyknischen Diffusionsschemas erhalten bleiben, obwohl eine lateralen Hintergrunddiffusion und eine Neigungsbegrenzung dem entgegenwirken. Die Front ist zwischen 45°W und 35°W nach Süden verschoben und weitgehend zonal ausgerichtet. Dies ist an der 12° -Isotherme zu erkennen, die in diesem Bereich 2° – 3° südlicher liegt als in den Levitus-Daten. In ihrem weiteren Verlauf knickt sie umso stärker nach Norden ab. In Kombination mit der mangelnden Golfstromablösung führen diese Unterschiede nördlich der Front, vor der neufundländischen Küste, zu einer zu kalten Oberfläche, was einen anomalen Oberflächenwärmefluss von der Atmosphäre in den Ozean (siehe Abb. 4.16a) nach sich zieht. Die südwärtige Verschiebung der subpolaren Front ist eine typische Eigenschaft von nicht wirbelauflösenden Modellen, die auch bei SARMIENTO (1986) und GERDES (1988) auftritt. Im Vergleich mit der Hydrographie des $1/3^{\circ}\text{CME}$ -Modells (ST1/3) zeigt die Lage der Front eine Abhängigkeit von der horizontalen Gitterweite des Modells: im hochauflösenden Modell befindet sich die Front etwa 5° weiter nördlich. Hierbei scheinen also mesoskalige Wirbel eine Rolle zu spielen. BÖNING (1992) vermutet im wirbelauflösenden Modell eine gegenüber dem 1° Modell verstärkte topographische Steuerung der mittleren Strömung, die durch eine Wechselwirkung zwischen kleinskaligen, stark barotropen Stromfluktuationen und der Topographie entstehen könnte.

Im 1°Modell ist der Verlauf der subarktischen Front östlich von 35°W unklar, da die horizontalen Oberflächengradienten dort geringer sind als im Westen. Auf einem meridionalen Schnitt bei 32°W (Abb. 4.4) läßt sich eine Oberflächenerwärmung gegenüber Levitus bis etwa 55°N feststellen, die sich in der Horizontalen (Abb. 4.2a) als eine nordwärtige Vorwölbung der Isothermen darstellt. Die subtropische winterliche flache Konvektion bewirkt deshalb eine Ventilierung weiter Teile der Hauptsprungschicht des Subtropenwirbels mit wärmerem Wasser als bei Levitus. Um 35°N hat sich ein homogener Modewasserkörper von etwa 15.5°C gebildet, was in 200 m bis 500 m eine Erwärmung von maximal 2 K bedeutet. Weiterhin zeigt das Temperaturfeld in beiden Modellen (1°, 1/3°) nördlich der Front bei 32°W zunächst eine Aufwölbung und weiter nördlich eine Absenkung der Isothermen (Abb. 4.4). Diese bei Levitus nicht vorkommende Struktur und die zu geringe Oberflächentemperatur im Nordosten des Modells sind Ausdruck einer zu weit im Nordwesten konzentrierten Rezirkulation des subpolaren Wirbels. Der Verlauf der oberflächennahen Strömung (siehe Abb. 4.20) macht deutlich, daß die generell zyklonale Zirkulation teilweise durch antizyklonale Muster überlagert ist, wodurch Ab- und Aufwölbung dynamisch erzwungen sind. Dieses Problem resultiert aus der künstlich geschlossenen nördlichen Berandung, die keinen Transport nördlich von Island erlaubt, jedoch einen starken Sogeffekt der Dänemarkstraße auf das Beckeninnere verursacht (siehe auch Kapitel 4.5).

4.2 Meridionale Umwälzung

Die thermohaline Zirkulation im 1°Modell spiegelt sich im zonal integrierten meridionalen Volumentransport ("Umwälzung") und im nordwärtigen Wärmetransport wieder. Beide Größen sind jeweils ein integraler Ausdruck der Zirkulation in der meridional-vertikalen Ebene. Die in den Gleichungen 3.1 und 3.2 definierte Umwälzung zeigt in der Standardkonfiguration des 1°CME-Modells im quasidynamischen Gleichgewicht 5 typische Zellen (Abb. 4.5). Die Hauptumwälzzelle mit ihrem Kern zwischen 1000 m und 2000 m Tiefe erstreckt sich über den gesamten Breitenbereich des Modellgebietes. Der obere, nordwärtige Teil repräsentiert im wesentlichen den oberen westlichen Randstrom (Nordbrasilstrom, Antillenstrom, Floridaström, Golfstrom) in den Subtropen und den Nordatlantischen Strom samt seiner subpolaren Äste. Der untere, südwärtige Transport der Hauptzelle stellt den südwärtigen Transport von NADW durch den tiefen westlichen Randstrom (DWBC) dar, der auch in der horizontalen Darstellung (siehe Abb. 4.22) gut erkennbar ist. Der maximale Transport der Zelle beträgt 17 Sv ($1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$) bei 44°N, während in den Tropen 8-9 Sv umgewälzt werden. Die Zelle wird durch die Wassermassentransformation in den Anpassungszonen am Rand und durch thermohaline Oberflächenflüsse getrieben. Die vertikalen Transporte finden hauptsächlich innerhalb der artifiziellen Randzonen statt (12.7 Sv im Norden, 8.1 Sv in Süden in 1250 m). Unterhalb der Hauptzelle befindet sich eine 4 Sv starke Zelle, die antarktisches Bodenwasser bis zu 45°N nach Norden transportiert (AABW-Zelle). Im tiefen westlichen Becken findet man nordwärtige Bewegung am Boden auch noch nördlich von 45°N, was in der zonal integrierten Darstellung nicht sichtbar ist. Die südwärtige Rezirkulation erfolgt darüber als NADW. Diese tiefe Zirkulationszelle hat ihren Ursprung in der südlichen Randzone, deren Levitus-Hydrographie AABW enthält. Der obere, nordwärtige Zirkulationsast

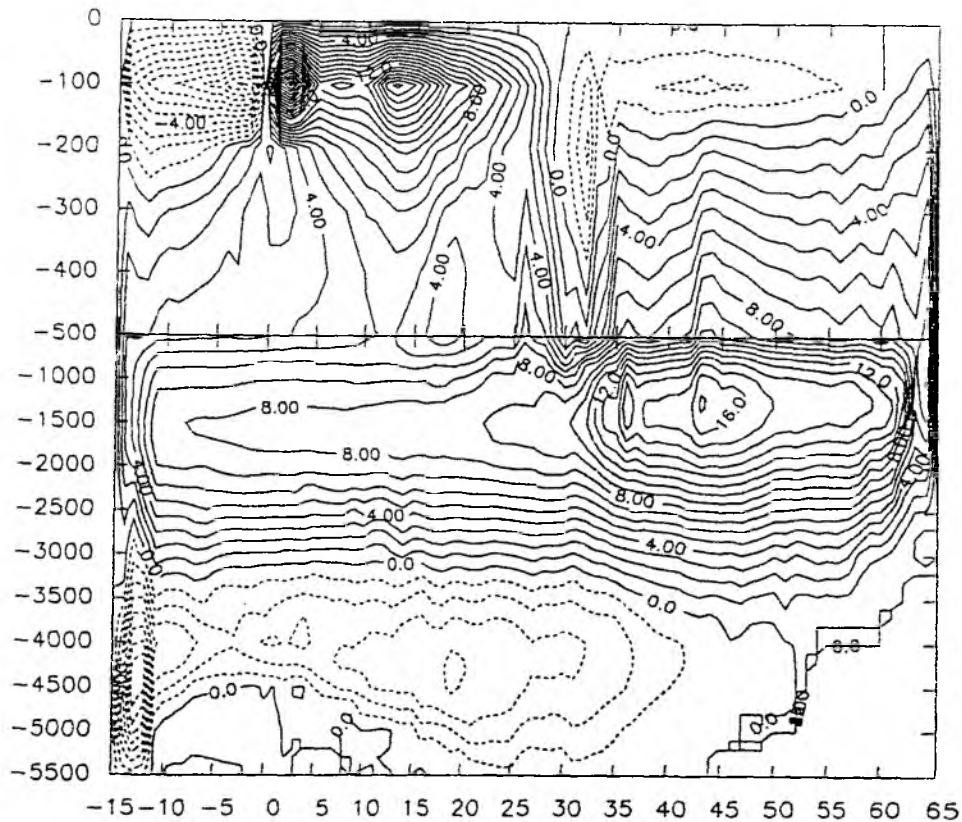


Abbildung 4.5: Stromfunktion des zonal integrierten Volumentransports in der meridional-vertikalen Ebene (Umwälzung) für das Standardexperiment ST, Linienabstand 2 Sv, geschlossene durchgezogene Linien zeigen Zirkulation im Uhrzeigersinn an, gestrichelte Linien zeigen Zirkulation entgegen dem Uhrzeigersinn. 5 Zellen sind vorhanden: Die NADW-Zelle mit 17 Sv, die AABW-Zelle mit 4 Sv und 3 windgetriebene Zellen in den oberen 300 m.

der NADW-Hauptzelle wird von 3 flachen, bis zu 400 m tiefen, windgetriebenen Zellen überlagert. Ekman-Divergenz am Äquator bewirkt einen Auftrieb von 20 Sv. Ekman-Konvergenz im Subtropen-Wirbel resultiert in einem abwärtigen Transport von 8 Sv. Diese Umwälz-Zirkulation kann über die betrachteten Zeiträume im Jahresmittel als stationär betrachtet werden, wie aus den Zeitreihen des "spin-up" ersichtlich ist (siehe Abb. 3.2).

Das wirbelaflösende $1/3^\circ$ CME-Modell in der Standardversion ST1/3 liefert ähnliche Muster in der Meridionalzirkulation (ohne Abbildung in diesem Kapitel, siehe Abb. 6.1d) Die Unterschiede zu ST liegen in einer schwächeren und flacheren NADW-Zelle. Die Stärke der Umwälzung beträgt in ST1/3 12 Sv im Maximum (17 Sv in ST) und 4-6 Sv in den Tropen (8-9 Sv in ST). Da das wirbelaflösende Modell eine schmalere Randzone (4 aktive Gitterboxen, entsprechend $4/3^\circ$) hat als das 1° Modell (4 aktive Gitterboxen, entsprechend 4°), findet der Vertikaltransport der nördlichen Randzone in einem engeren Gebiet statt. Hier liegt auch das Problem für die Bestimmung der Abhängigkeit der Umwälzung von der horizontalen Auflösung: die Randzonen der bei-

den Modelle sind von unterschiedlicher Effektivität, so daß nicht eindeutig zu klären ist, welche Unterschiede von der Auflösung herrühren. Sensitivitätsexperimente mit dem 1°Modell (Kapitel 5 und 6) zeigen, daß die Randzonen einen entscheidenden Einfluß auf die Stärke der Meridionalzirkulation und somit auch auf den transäquatorialen Transport haben. Deshalb ist die schwächere Umwälzung im 1/3°Modell wahrscheinlich durch die geringere Effektivität seiner Randzonen zu erklären.

Zahlreiche Modellexperimente zu den Abhängigkeiten der Meridionalzirkulation wurden von verschiedenen Autoren durchgeführt: BRYAN (1987) untersucht die Sensibilität gegenüber den thermohalinen Oberflächenflüssen. Eine Vervierfachung der Rückstellzeit beantwortet sein idealisiertes Atlanik-Box-Modell mit einer 30-prozentigen Verringerung der Umwälzung im thermischen Gleichgewicht. Eine ähnliche Abhängigkeit finden auch MAIER-REIMER et al. (1993) in dem globalen Hamburger LSG ("Large Scale Geostrophic") Modell durch die Variation des antreibenden Oberflächentemperaturfeldes innerhalb eines von den Autoren als akzeptabel betrachteten Bereiches. BRYAN (1987) entdeckte mit Hilfe des Cox-Bryan-Modells in stark idealisierter Geometrie die Bedeutung der vertikalen Diffusivität als bestimmenden Parameter für die Hydrographie und die meridionale Zirkulation. Eine Erhöhung der vertikalen Diffusivität führt sowohl zu einer Vertiefung der Hauptsprungschicht als auch zu einer Erhöhung des Reservoirs an verfügbarer potentieller Energie. Diese wird in eine Erhöhung der Umwälzbewegung umgesetzt. Der von der Umwälzung abhängige meridionale Wärmetransport wird ebenfalls signifikant erhöht. Aufgrund dieser Empfindlichkeiten der Meridionalzirkulation erscheint die Angabe einer verlässlichen Umwälzrate aus Zirkulationsmodellen zur Zeit zweifelhaft. Mit den Ziel der Simulation der heutigen Verhältnisse und unter rückstellenden Randbedingungen werden für die nordatlantische Hauptzelle maximale Werte von z. B. 17 Sv (diese Arbeit), 12 Sv (CME1/3), größer als 15 Sv (SARMIENTO, 1986), 21 Sv (ENGLAND, 1993) und 22 Sv (MAIER-REIMER et al., 1993) ermittelt. Die beiden letzten hohen Umwälzraten stammen aus globalen Modellen ohne robust diagnostische Anpassung in der Tiefe, während die ersten drei Werte aus Atlantikmodellen mit Anpassungszonen an geschlossenen Rändern stammen. Unsicherheiten in der Formulierung der Randbedingungen, in der Messung der Oberflächenflüsse und in der Verifizierung der Umwälzbewegung lassen derzeit keine verlässliche Simulation des Meridionaltransports zu. Modellrechnungen solcher Art können jedoch das Verständnis der Prozesse erhöhen, die die Zirkulation bestimmen, und so sukzessive die Simulationsfähigkeiten verbessern, indem kritische Parametrisierungen erkannt und korrigiert werden.

Beobachtungen der meridionalen Umwälzung wurden schon von WÜST (1935) durchgeführt. Mit Hilfe von Sauerstoffmaxima erkannte er ein oberes und ein unteres Tiefenwasser im subtropischen Atlantik und identifizierte den nordwestlichen Nordatlantik als Quelle der oberen Wassermasse. TALLEY und McCARTNEY (1982) dokumentieren den südwardigen Transport dieses Labradorseewassers (LSW) anhand des Minimums der potentiellen Vorticity. Außerdem können Spurenstoffe die Ausbreitungswege der verschiedenen Tiefenwasser deutlich machen. Das untere Tiefenwasser ist durch einen Kern maximaler Werte von Sauerstoff (CLARKE et al., 1980), Tritium (JENKINS und RHINES, 1980) und Freon (FINE und MOLINARI, 1988; PICKART, 1992) gekennzeichnet und läßt sich vom Ursprungsgebiet nördlich von Island über die nordatlantischen Schwellen bis zum Äquator (RHEIN et al., 1994) verfolgen.

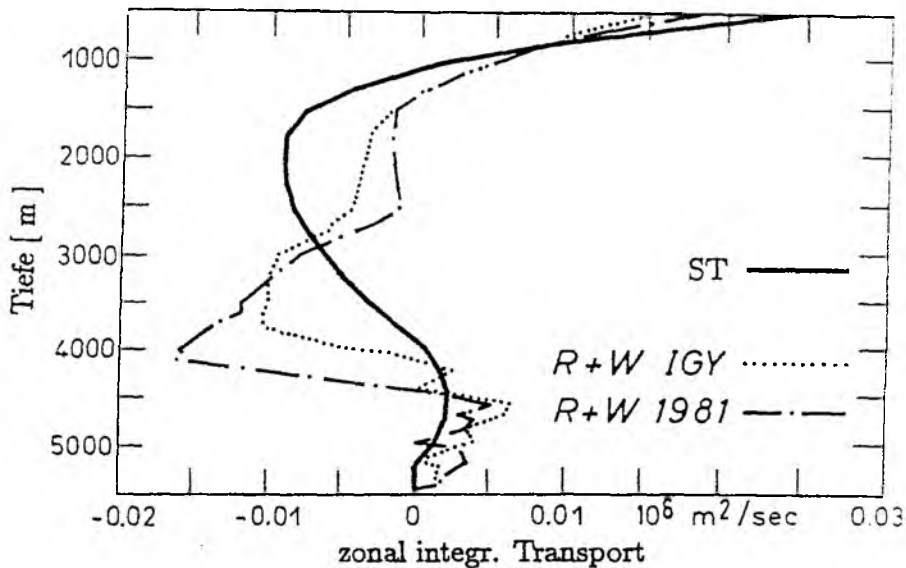


Abbildung 4.6: Beobachteter geostrophischer nordwärtiger Transport pro Tiefeneinheit bei 36°N von ROEMMICH und WUNSCH (1985) und das dazugehörige Jahresmittel des zonal integrierten nordwärtigen Modell-Transports in m^2/s .

Eine quantitative Bewertung der modellierten Meridionalzirkulation im Atlantik ergibt sich aus wenigen quasisynoptischen hydrographischen Schnitten in den Subtropen. ROEMMICH und WUNSCH (1985) zeigen geostrophische Transportprofile bei 36°N (Abb. 4.6), die durch die Zwangsbedingung einer ausgeglichenen Massenbilanz adjustiert wurden. Im Tiefenwasserbereich existieren zwei südwardige Transportmaxima: ein oberes NADW-Transportmaximum bei etwa 1700 m und ein unteres NADW-Maximum zwischen 2500 m und 4000 m. Die Umwälzung der NADW-Zelle beträgt $17 \text{ Sv} \pm 3 \text{ Sv}$. Der nordwardige Transport unterhalb von 4300 m repräsentiert AABW. Oberhalb von 1200 m ist der Transport nach Norden gerichtet. Die Stärke der Umwälzung wird außerdem aus direkten Strommessungen abgeleitet (LEE et al. 1990), die allerdings wegen einer schwierigen Abschätzung der Randstrombreite und des Rezirkulationsanteils und wegen zwischenjährlicher Variabilität östlich der Bahamas mit erheblichen Unsicherheiten behaftet sind.

Der Volumentransport pro Einheitstiefe unterhalb der Ekman-Schicht kann als Modelläquivalent zu den beobachteten geostrophischen Transportprofilen angesehen werden (Abb. 4.6). Das 1°CME Modell in der Standardkonfiguration liefert hier nur ein südwardiges Maximum bei 1700 m im Bereich des oberen NADW, mit einer stärkeren Ausprägung als in der Beobachtung von ROEMMICH und WUNSCH (1985). Der Transport im Niveau des unteren NADW ist im Modell signifikant unterrepräsentiert. Dies läßt ein Defizit im thermohalinen Antrieb vermuten. Eine Inspektion des antreibenden Temperaturfeldes in der nördlichen Randzone zeigt tatsächlich ein völliges Fehlen von schwerem "Overflow"-Wasser in der Dänemarkstraße (Abb. 2.3). Wegen der geringen Datendichte in dieser Region war LEVITUS (1982) zu einer starken Glättung

der vorhandenen hydrographischen Daten gezwungen, so daß die niedrigste Temperatur nur knapp unter 3°C liegt. Im Gegensatz zu einzelnen Schnitten (z. B. SMETHIE und SWIFT, 1989; siehe Abb. 2.4) ist der typische Kern kalten DSOW's in den Levitus-Daten nicht enthalten. In Kapitel 6 wird gezeigt, daß die Einführung eines dichten "Overflow"-Wassers in der Dänemarkstraße die Zirkulationsstruktur des Tiefenwassers im Modell erheblich beeinflußt.

Eine weitere Vergleichsmöglichkeit ergibt sich aus Wassermassenanalysen: SCHMITZ und RICHARDSON (1991) schließen auf einen Wasseraustausch über den Äquator von 13 Sv, der durch die Floridastraße nach Norden transportiert werden soll. Durch Heranziehung verschiedener Transportmessungen und hydrographischer Beobachtungen entwerfen SCHMITZ und McCARTNEY (1993) ein in sich geschlossenes Schema der nordatlantischen Zirkulation. Der transäquatoriale Transport von 13 Sv wird darin durch eine Nettoproduktion von nordatlantischem Tiefenwasser von ebenfalls 13 Sv ausgeglichen. Davon sind 6 Sv "Overflow"-Wasser aus dem Europäischen Nordmeer und 7 Sv stammen aus dem weiteren Bereich der Labradorsee. DIETRICH et al. (1975) postulieren 8 Sv in der Grönlandsee und 4 Sv in der Labradorsee. Böning (1992) betrachtet die von KRAUSS (1986) geostrophisch bestimmten Transporte auf zwei zonalen Schnitten im nördlichen Nordatlantik. Es ergibt sich ein Vertikaltransport von 16 Sv nördlich von 53°N, wovon 7-8 Sv zwischen 53°N und 59°N absinken. Der ausgleichende südwärtsige Transport erfolgt durch den DWBC. Zusammen mit dem oberen nordwärtsigen Transport ergibt dies die Hauptzelle der meridionalen Umwälzung im Nordatlantik. All diese Transporte sind jedoch von Schätzungen eines Referenzniveaus abhängig.

Im Gegensatz zu dem Zirkulationsschema von SCHMITZ und McCARTNEY (1993) gelangt im 1°Modell nicht das gesamte im Norden gebildete Tiefenwasser bis zum Äquator. Zwischen 30°N und 45°N steigen etwa 7 Sv hauptsächlich am westlichen Rand auf. Südlich hiervon zeigt die Umwälzung deutlich geringere Werte als die Beobachtungen. VERONIS (1975) führt diese Eigenschaft vieler Modelle auf diapykische Vermischung im Bereich starker horizontaler Dichtegradienten zurück. Eine dadurch bewirkte Erwärmung der küstenwärtigen Flanke des Golfstroms muß im stationären Zustand durch einen Auftrieb kalten Wassers ausgeglichen werden. Nähere Untersuchungen von BÖNING et al. (1994) zeigen eine starke Abhängigkeit dieses Phänomens von der horizontalen Auflösung und der Vermischungs-Parametrisierung. Durch eine neue Parametrisierung der isopyknischen Diffusion von GENT und McWILLIAMS (1990), die im Gegensatz zu der Cox-Formulierung keine laterale Hintergrunddiffusion benötigt, kann der Auftrieb in mittleren Breiten deutlich reduziert werden.

Das 1°CME-Modell liefert mit 17 Sv abwärtsigem Transport nördlich von 44°N einen im Vergleich zu den Beobachtungen guten Wert. Schwer zu bewerten ist jedoch die starke Konzentration der Vertikalbewegung am nördlichen Rand (14 Sv in und nahe der Randzone, 3 weitere Sv bis 44°N), welche im Unterschied zu den vorgestellten Zirkulationsschemen steht. Es existieren jedoch keine zuverlässigen Beobachtungen der räumlichen Verteilung von Vertikaltransporten im Nordatlantik, die nicht auf unsicheren geostrophischen Berechnungen beruhen, so daß diese Modelleigenschaft nicht abschließend zu beurteilen ist. Das fehlende tiefe NADW-Transportmaximum stellt ein deutliches Defizit des Referenzexperiments ST dar, das auf den Einfluß der vorgeschriebenen Dichte in

der nördliche Randzone zurückzuführen ist (siehe Kapitel 6).

4.3 Tiefenwasserbildung und Ausbreitung

Tiefenwasserbildung erfolgt im Modell durch die Zwangsanpassung in den Randzonen und durch freie konvektive Tiefenwasserbildung im subpolaren Gebiet südlich der Randzone. Die vertikale Homogenisierung der Wassersäule während der winterlichen Konvektion und der anschließende Deckschichtaufbau kann u. a. anhand des anthropogenen Spurenstoffes Freon-12 (F12) verdeutlicht werden. Außerdem kann die Ausbreitung von Tiefenwasser im Modell mit Hilfe von F12 geprüft und mit Beobachtungen verglichen werden. Die Implementierung des F12-Tracers in das Modell wird im Anhang A beschrieben. Die Zeitreihe der atmosphärischen Konzentration von F12 ist bekannt. Sie zeigt seit den 30er Jahren einen zunächst geringen Anstieg, ab 1960 dann ein starkes Anwachsen. Der 1. Januar des realen Jahres 1960 wird hier mit dem Anfang des Modelljahres 50 identifiziert, dem Beginn der F12-Ausbreitung im Modell.

Abb. 4.7 zeigt die potentielle Temperatur und die F12-Verteilung entlang eines Zonalschnittes bei 59.5°N durch die Labradorsee für vier verschiedene Zeitpunkte des 26. und 27. Jahres nach der Einführung des Tracers (entsprechend den realen Jahren 1986 und 1987). Ende Dezember besteht noch eine Deckschicht in etwa 150 m Tiefe (Abb. 4.7a,b). Als Vorbedingung für Konvektion existiert in der Labradorsee eine zyklonale Zirkulation (Abb. 4.20) in der gesamten Wassersäule. Diese ist mit einer Aufwölbung der Isothermen und der F12-Isolinien verbunden, so daß ein konvektives Durchdringen der Schichtung im Falle einer starken Oberflächenabkühlung erleichtert wird. Unterhalb der Deckschicht, östlich von 54°W , befindet sich ein seitlicher Einschub warmen und salzreichen Wassers, das mit der zyklonalen Strömung in die Labradorsee advehiert wird. Es muß längeren Kontakt mit der Oberfläche gehabt haben als das Wasser im Zentrum des Wirbels in der Labradorsee, denn seine F12-Konzentration ist höher. In der Realität existiert ebenfalls eine solche warme eingeschobene Wassermasse, die aus der Irmingersee stammt. Wenn mit zunehmender Oberflächenabkühlung erste statische Instabilitäten mit flacher Konvektion auftreten, wird dieses eingeschobene Wasser in eine homogene Oberflächenschicht eingemischt. Dies erhöht die Oberflächentemperatur ohne daß die Dichte der durchmischten Schicht dabei abnimmt. Durch diesen von KILLWORTH (1983) beschriebenen Effekt kann weiter ein Wärmefluß durch die Oberfläche stattfinden, der das Auftreten statischer Instabilität in der Wassersäule fördert. Aus diesem Grunde sind die ersten Anzeichen einer tieferen Konvektionssäule, wie am 28. Tag (Abb. 4.7c,d), 1° – 2° westlich des Wirbelzentrums zu finden. Im Laufe des Februars dehnt sich das Konvektionsgebiet horizontal und vertikal aus. Dieser Prozeß erreicht am 64. Tag (Anfang März) mit einer Konvektionstiefe von mehr als 1500 m einen Höhepunkt (Abb. 4.7e,f). Die dadurch entstandene keilförmige Temperaturanomale äußert sich durch eine starke vertikale Homogenisierung der F12-Konzentration.

Der Zusammenhang zwischen Oberflächentemperatur und F12-Konzentration wird am Jahresgang deutlich. Abb. 4.8 zeigt Zeitreihen am Ort der tiefsten Konvektion (59.5°N , 54°W). Im Januar werden minimale Oberflächentemperaturen von 1.7°C erreicht. Am 20. Tag steigen diese innerhalb weniger Tage auf 3.3°C , die Temperatur des klassischen

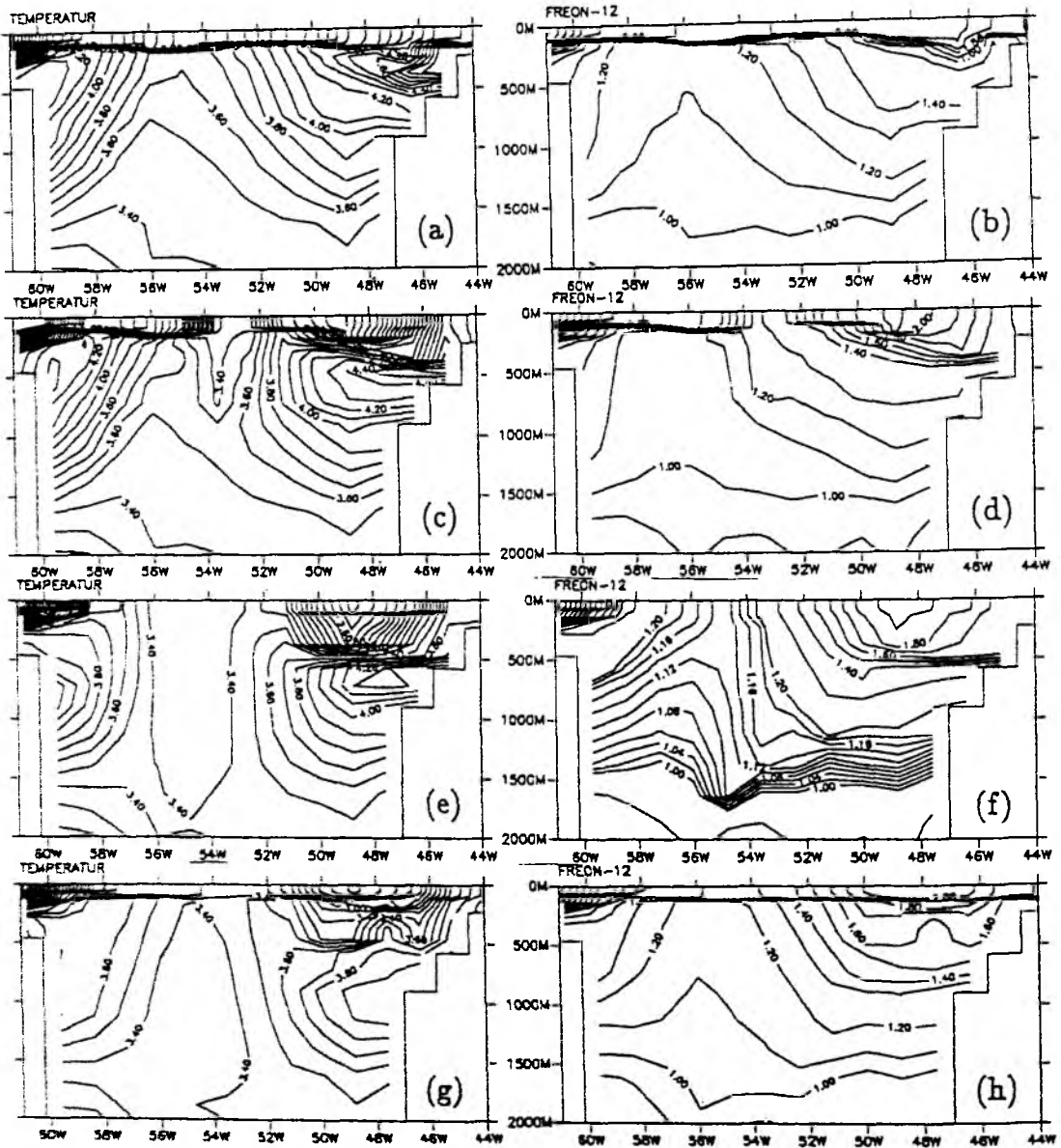


Abbildung 4.7: Potentielle Temperatur und F12-Konzentration auf einem Zonalschnitt bei 59.5°N durch die Labradorsee im 26. und 27. Jahr (1986, 1987) nach dem ersten Aussetzen des Tracers (1960) in pmol/l . (a, b) 356. Tag (26. Jahr), (c, d) 28. Tag (27. Jahr), (e, f) 64. Tag, (g, h) 137. Tag. Linienabstand für die Temperatur: 0.1°C . Linienabstand für die F12: 0.1 pmol/l , in (f): 0.02 pmol/l im Zentrum der Konvektion.

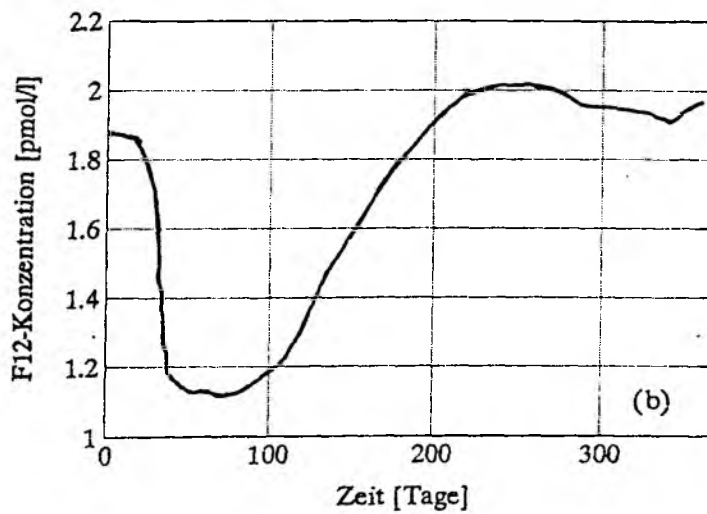
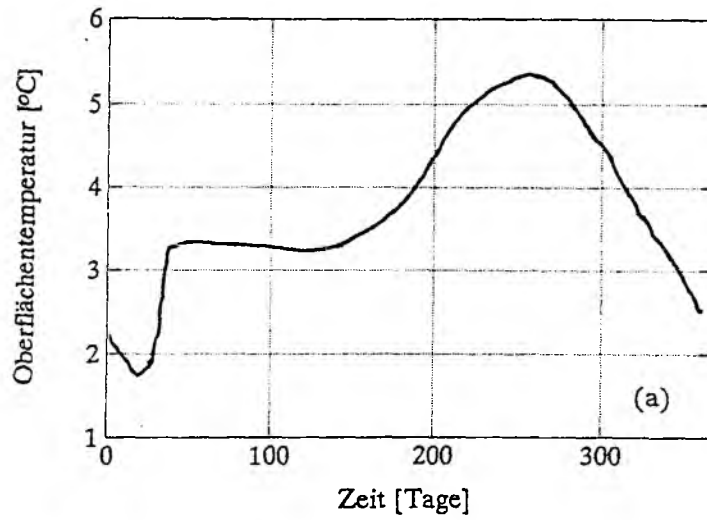


Abbildung 4.8: Jahresgang von (a) Oberflächentemperatur in °C und (b) F12-Konzentration in pmol/l am Ort der tiefsten Konvektion (59.5° N, 54° W).

LSW an. Gleichzeitig fällt die F12-Konzentration deutlich um 43%. Der Sättigungsgrad sinkt dabei auf 48 %. Dies beschreibt das Einsetzen und Vertiefen der Konvektion. Die Oberflächentemperatur bleibt bis zum 130. Tag nahezu konstant. Dagegen beginnt die F12-Konzentration schon am 80. Tag wieder zu steigen, wodurch das Ende der tiefen Vermischung markiert ist. Die Schichtung unterhalb von 200 m ist hier schon wieder stabil (ohne Abbildung). Die länger anhaltende Konstanz der Temperatur deutet auf einen vorübergehenden lokalen Gleichgewichtszustand mit der atmosphärischen Randbedingung hin, denn eine Überdeckung des Konvektionsgebietes durch laterale Advektion müßte sich durch eine Temperaturänderung bemerkbar machen. Nach dem 130. Tag beginnt auch die Oberflächentemperatur zu steigen, um am 250. Tag etwa gleichzeitig mit der F12-Konzentration das Jahresmaximum zu erreichen. Dies geht einher mit dem Aufbau einer neuen Sprungschicht. Abb. 4.7g,h zeigen die Situation nach dem Ende der Konvektion am 17. Mai. Zwischen 1000 m und 1700 m befindet sich ein Kern kalten LSW's (3.35°C), und die Isolinien von Temperatur und F12 haben wieder ihre domförmige Schrägstellung eingenommen. Damit verbunden ist eine Erwärmung der oberen 1000 m des gesamten vormaligen Konvektionsgebietes. Dies muß durch die zyklonale Zirkulation geschehen sein, denn die F12-Zeitreihe (Abb. 4.8b) zeigt ein Ende der konvektiven Vermischung schon am 80. Tag an.

Da das grob auflösende Modell keine kleinskaligen Konvektions-“Plumes” darstellen kann, wird die Konvektion durch eine einfache Durchmischung vertikal benachbarter Boxen parametrisiert (COX, 1984). Die sich damit ergebenden homogenisierten Gebiete liegen in ihrer horizontalen und vertikalen Ausdehnung im Bereich der Beobachtungen (z. B. CLARKE und GASCARD (1983); auch RHINES (persönliche Mitteilung) findet im Winter 1993/1994 Konvektionstiefen von bis zu 2000 m). Der hohe Grad der vertikalen Homogenisierung von F12 und die während der Konvektion konstante Oberflächkonzentration wird auch in den Beobachtungen von RHEIN (1991) im Grönlandsee-Wirbel gefunden: die lokale F12-Verteilung ist dann nur durch vertikale Vermischung bestimmt. Der Gasaustausch mit der Atmosphäre ist währenddessen vernachlässigbar. Die einfache Cox-Parametrisierung kann dies leisten: trotz der Sättigungszeit von 26 Tagen an der Oberfläche findet nur eine sehr geringe Erhöhung der Konzentration statt. Die tiefreichende Vermischung verhindert ein schnelleres Erreichen des Gleichgewichtszustands. Damit scheint der integrale Effekt der kleinskaligen Konvektionsprozesse im Modell gut wiedergegeben. Der Zusammenhang zwischen Konvektion und vertikalem Transport wird in Kapitel 5 diskutiert.

Auf dem Höhepunkt der Konvektion, am 64. Tag, sind tiefreichende homogene Wassersäulen entlang des gesamten nördlichen Randes zu finden, wobei maximal 1800 m in der zentralen Labradorsee erreicht werden (Abb. 4.9). Die Durchmischungstiefe wird hierbei durch die Bedingung $\sigma_{\theta}(z) = \sigma_{\theta}(z = 0) + 0.01$ festgelegt. Von hier aus erstreckt sich ein Streifen von mittleren Tiefen (600 – 1000 m) ostwärts um Grönland herum bis in die Dänemarkstraße, sowie von der isländischen Südküste bis zu den britischen Inseln. Eine Abschätzung des in der Labradorsee gebildeten homogenisierten Volumens ergibt etwa $1.8 \cdot 10^{14} \text{m}^3$. CLARKE und GASCARD (1983) ermitteln aus verschiedenen hydrographischen Schnitten ein entsprechendes Volumen von $1.2 \cdot 10^{14} \text{m}^3$. Unter der Annahme, daß diese Jahresproduktion vollständig abfließt, errechnen sie einen dazugehöriger Transport von $1.2 \cdot 10^{14} \text{m}^3 \text{a}^{-1} = 3.9 \text{ Sv}$, den sie der Umwälzbewegung zu-

rechnen. In Kapitel 5 kann jedoch gezeigt werden, daß an dieser Annahme Zweifel berechtigt sind. Der entsprechende Modell-Transport von 5.7 Sv entspricht keineswegs dem Anteil der Labradorsee am Antrieb der meridionalen Umwälzung.

Vor dem Einsetzen der winterlichen Konvektion wird das Oberflächenwasser über Monate dem Gasaustausch mit der Atmosphäre ausgesetzt. Dabei erreicht F12 hohe relative Sättigungsgrade, die auch 100% übersteigen können, wenn gesättigtes Wasser erwärmt wird. Dann gibt der Ozean Freon ab. Während eines Konvektionsereignisses wird hoch gesättigtes Oberflächenwasser mit darunterliegenden Wassermassen geringen Sättigungsgrades vermischt. Dies führt an der Oberfläche zu starken Untersättigungen. Infolgedessen zeigt die horizontale Verteilung der Mischungstiefen (Abb. 4.9) ein ähnliches Muster wie die der Sättigungsgrade (Abb. 4.10). Die Oberflächensättigung von F12 kann also als Indikator für die Bildung von Modewasser genutzt werden. Am 64. Tag treffen die größten Mischungstiefen in der Labradorsee mit einer minimalen Sättigung von 47% zusammen. Tatsächliche Oberflächensättigungen nach erfolgter Tiefenkonvektion sind aus der zentralen Labradorsee nicht bekannt. Allerdings sind Werte zwischen 40% und 50% typisch für andere Gebiete tiefreichender Konvektion in der Grönlandsee (RHEIN, 1991) und im Golf von Lion (RHEIN, 1994). In der südlichen Labradorsee finden WALLACE und LAZIER (1988) Oberflächensättigungen von 60% nach abgeschlossener Konvektion. Da diese Beobachtung während des beginnenden Deckschichtaufbaus stattfand, der mit einer Konzentrationszunahme verbunden ist, sollten auch geringere Sättigungsgrade in der Labradorsee möglich sein. Die Gebiete der subtropischen Modewasserbildung sind durch Sättigungsgrade von etwa 80% – 90% gekennzeichnet. Ihre südliche Begrenzung verläuft etwa auf einer Geraden von Florida bis in die Biskaya.

In Abb. 4.11 ist die Tiefe der durchmischten Schicht gegen die relative Sättigung und die Dichte der Oberfläche für die nordwestlichen Konvektionsgebiete südlich der Randzone (49°N – 61°N, 70°W – 43°W) aufgetragen. Die daraus ersichtlichen Beziehungen können als Charakterisierung eines Konvektionsgebietes verstanden werden, die einen Vergleich mit Beobachtungen erlaubt. Relative Sättigungen von größer als 80% treten nur in Verbindung mit Mischungstiefen von kleiner als 200 m auf. Für Mischungstiefen von kleiner als 1000 m ist keine klare Beziehung zur Oberflächensättigung festzustellen. Erst bei größeren Tiefen deutet sich ein linearer Zusammenhang zwischen den beiden Größen an (die Gerade an der "Rückwand" des Diagramms). Untersättigungen zwischen 50% und 100% treten auch in Kombination mit flachen Mischungstiefen auf; etwa dann, wenn nach einem Konvektionsereignis eine laterale Versetzung in ein Gebiet mit unterschiedlicher vertikaler Dichtestruktur erfolgt. Dagegen können realistische Temperatur- oder Salzgehaltserniedrigungen in der Oberfläche nur geringe Untersättigungen herbeiführen. Die F12-Löslichkeitsfunktion von WARNER und WEISS (1985) zeigt z. B., daß eine sprunghafte Erwärmung von 3° auf 6° bei 35 psu nur eine Abnahme des Sättigungsgrades auf 85% bewirkt. Lokale starke Untersättigung von (hier) kleiner als 70% zeigt also das Vorkommen von tiefreichender Konvektion innerhalb einer Entfernung an, die durch die vorherrschenden Stromgeschwindigkeiten und die Sättigungszeitskala von 26 Tagen bestimmt ist. Die Beziehungen zwischen der Oberflächendichte und der relativen Oberflächensättigung (Die Fußpunkte der Säulen in der horizontalen Ebene der Abb. 4.11) ist eindeutiger. Die Oberflächendichte zeigt eine negative exponentielle Abnahme mit der Oberflächensättigung, wie sie in ähnlicher Form auch von RHEIN (1994) im Golf

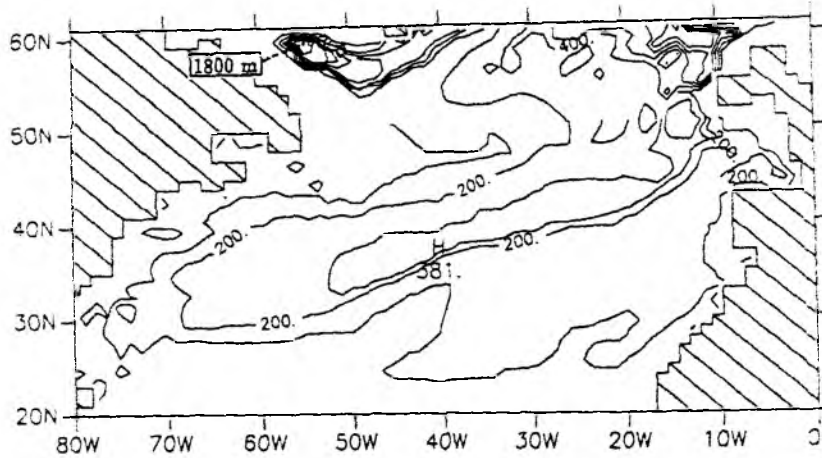


Abbildung 4.9: Tiefe der homogenisierten Oberflächenschicht für das Exp. ST ($\sigma_e(z) = \sigma_e(z=0) + 0.01$), Linienabstand südlich von 50°N : 100 m, nördlich von 50°N : 200 m. Ein Vergleich mit der relativen Sättigung von F12 zeigt gute Übereinstimmung.

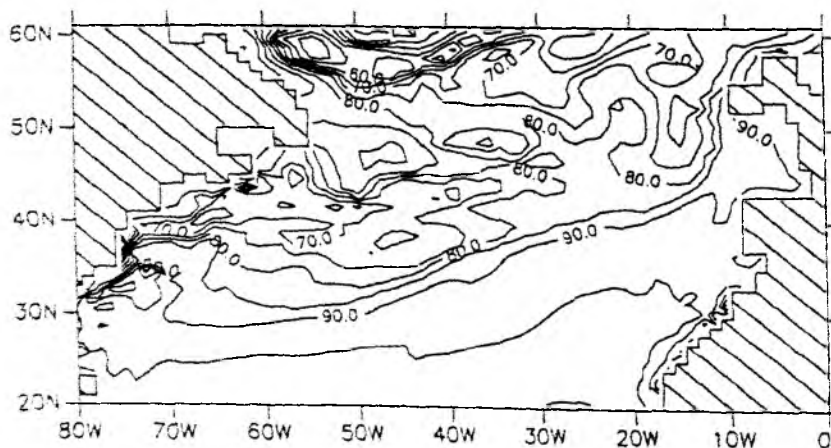


Abbildung 4.10: Relative Sättigung der Oberfläche mit F12 am 64. Tag des 27. Jahres (1987) nach den ersten Aussetzen von Freon (1960), Linienabstand 5%. Konvektionsgebiete und südliche Begrenzung der subpolaren Modewasserbildung sind erkennbar.

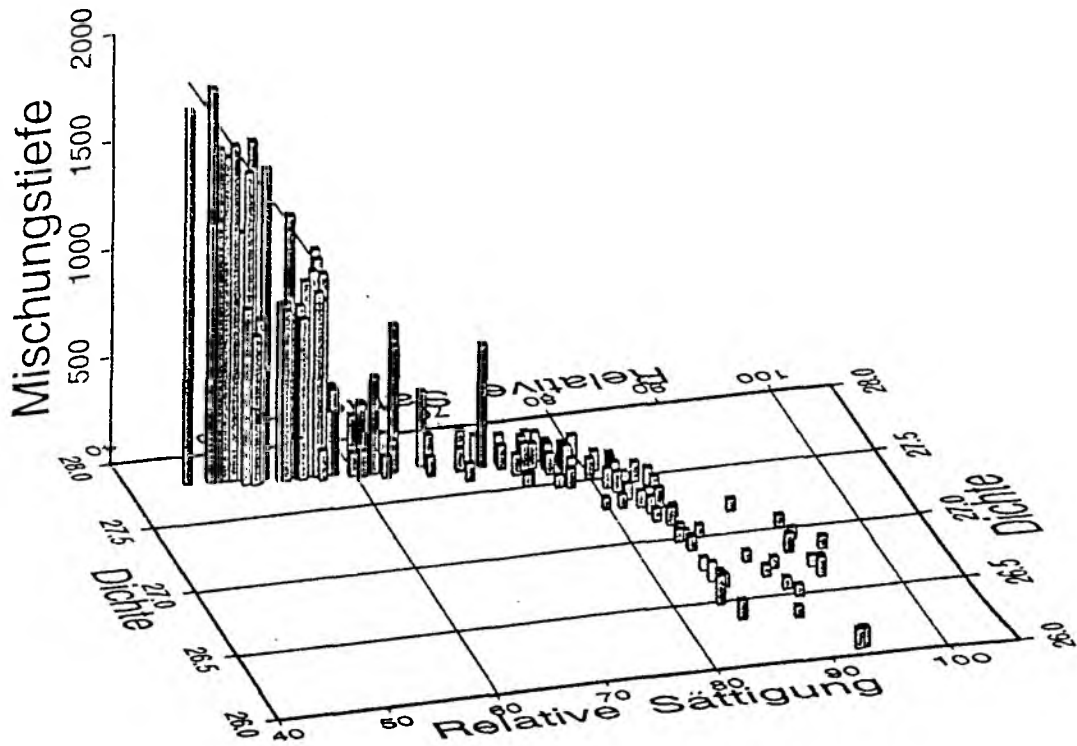


Abbildung 4.11: Tiefe der durchmischten Schicht [m] (vertikal) gegen die relative Sättigung von F12 [%] und die Dichte der Oberfläche [σ_θ -Einheiten] (horizontal) für die nordwestlichen Konvektionsgebiete südlich der Randzone ($49^\circ\text{N} - 61^\circ\text{N}$, $70^\circ\text{W} - 43^\circ\text{W}$). Große Mischungstiefen treten ausnahmslos in Kombination mit hohen Dichten und geringen Sättigungen auf.

von Lion gefunden wurde. Geringe Sättigungen ($< 70\%$) kommen nur zusammen mit hohen Dichten (> 27.7) vor. Orte tieferreichender Konvektion sind ausnahmslos durch solche Kombinationen gekennzeichnet.

Die "Overflow"-Wassermassen der nordatlantischen Schwellen nehmen infolge von Vermischungsprozessen in der Grönlandsee Freon auf. Neben der Atmosphäre stellt also auch die nördliche Randzone eine F12-Quelle dar, die im Modell durch eine Zwangsanpassung an beobachtete Werte realisiert wird (siehe Anhang A). Die Ausbreitungswege der verschiedenen Tiefenwasserkomponenten können so deutlich gemacht werden. Ausgehend von den beiden Quellen für das Tiefenwasser breitet sich F12 bevorzugt im westlichen Becken des Nordatlantiks aus. Dies wird deutlich am Beispiel der Isopyknen $\sigma_{1375} = 34.63$ (Abb. 4.12), die sich in den Subtropen zwischen 1500 und 1700 m befindet. Die Linien gleicher Konzentration zeigen nördlich von 40°N ein breiträumiges Vordringen in das westliche und östliche Becken. Südlich davon wird ein effektiver Transport durch den tiefen westlichen Randstrom sehr deutlich. Selbst am Äquator vor der brasilianischen Küste sind, 25 Jahre nach dem ersten Einbringen des Freons, von Null verschiedene Konzentrationen vorhanden. Dieses F12-Verteilungsmuster entspricht etwa den zusammengefaßten F11-Beobachtungen des TTO-Programms (Abb. 4.13, WEISS et al. (1985)), das allerdings keine Beobachtungen im östlichen Becken enthält. Lediglich

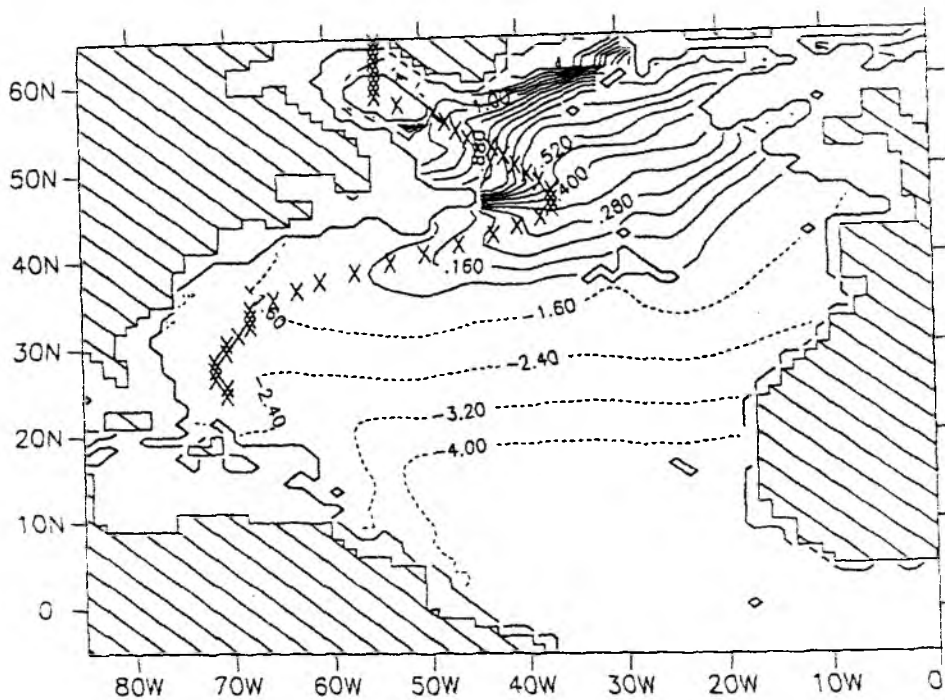


Abbildung 4.12: F12-Konzentration in pmol/l auf der Isopyknen $\sigma_{1375} = 34.63$ (1500 m – 1700 m in den Subtropen). Durchgezogenen Linien: Linienabstand von 0.6 pmol/l; Gestrichelte Linien: Logarithmische Darstellung für Werte, die kleiner als 0.1 pmol/l sind. Jedes Linienintervall repräsentiert etwa eine Versechsfachung der Konzentration. Die Kreuze markieren den in Abbildung 4.14 dargestellten Schnitt.

die offensichtlich diffusiv bestimmte zonale Orientierung der Isolinien zwischen 15°N und 30°N außerhalb des westlichen Randbereiches wird von den Beobachtungen nicht wiedergegeben. Die Werte der F12-Konzentrationen des Modells können nicht direkt mit den F11-Beobachtungen verglichen werden. Im gesättigten Oberflächenwasser ist das F11/F12-Verhältniss zwischen 1960 und 1985 von etwa 1 auf 2 angestiegen. Dementsprechend sind die F11-Beobachtungen nördlich von 40°N etwa doppelt so groß wie die F12-Modellwerte im Jahr 77 (entspricht dem realen Jahr 1987). Südlich von 40°N sind die Modell-Konzentrationen wegen der breiteren Verteilung in der Zonalen geringer als die Meßwerte, was angesichts der hohen Diffusivität des nicht wirbelauflösenden Modells erwartet werden mußte. Ausserdem führt der unrealistische Auftrieb am westlichen Rand in mittleren Breiten zu einer geringeren Freon-Konzentration. Großflächige Zusammenfassungen von F12-Messungen sind nicht verfügbar.

Abb. 4.14a zeigt F12-Konzentrationen entlang eines krummlinigen Schnittes, dessen Verlauf durch Kreuze in Abb. 4.12 gekennzeichnet ist. Größte Werte von bis zu 1.50 pmol/l sind in der gesamten Oberfläche zu erkennen. In den Subtropen besteht ein deutlicher vertikaler Konzentrationsgradient zwischen 200 und 750 m, wodurch sich die Ventilierung der Hauptsprungschicht äußert. Nördlich von 45°N ist die F12-Sprungschicht auf den Bereich zwischen 200 und 300 m konzentriert. Unterhalb der Hauptsprungschicht ist F12 innerhalb eines großen vertikalen Bereichs (1000 m – 4000 m) nach Süden vor-

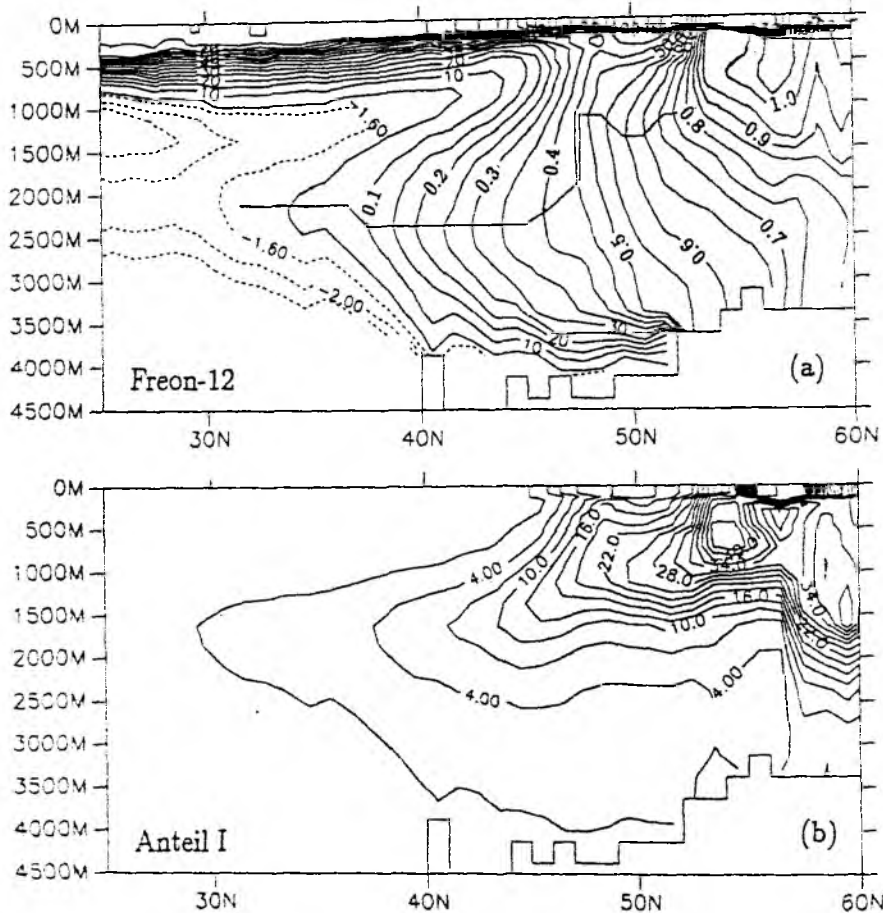


Abbildung 4.14: Ein krummliniger Schnitt, dessen Verlauf durch Kreuze in Abb. 4.13 markiert ist. (a) F12-Konzentrationen in pmol/l; Die Isolinien über 0.05 pmol/l zeigen logarithmische Intervalle, die jeweils eine Konzentrationsveränderung um einen Faktor 2.5 anzeigen. (b) Der Anteilstracer I (definiert in Kapitel 7.1) zeigt an, welcher Anteil des jeweiligen Wassers aus dem Konvektionsgebiet der Labradorsee stammt, Linienabstand 2 %.

nur geringe Konzentrationen in die Tiefe, da sie dort weniger tief eindringt und die Oberfläche dort wärmer (die Sättigungslöslichkeit also geringer) ist als im Nordwesten. Das subtropische F12-Maximum befindet sich am westlichen Rand und ist dort gut mit dem südwardigen Geschwindigkeitsmaximum korreliert (ohne Abbildung). Die Transportstruktur des Tiefenwassers, wie sie in Kapitel 4.2 diskutiert wird, findet hier eine Entsprechung in der Tracer-Verteilung. Das fehlende Doppelmaximum des südwardigen Transports entspricht der fehlenden Vertikalstruktur im F12.

4.4 Wärmetransport und thermohaline Oberflächenflüsse

Der meridionale Wärmetransport Q ist definiert als das Zonal- und Tiefenintegral über den advektiven und diffusiven Anteil des Wärmetransports:

$$Q = \rho_0 c_p \int_{\lambda_{ost}}^{\lambda_{west}} \int_{-H(\lambda)}^0 (v\Theta - A_H \nabla \Theta) a \cos \varphi dz d\lambda \quad (4.1)$$

Hierbei ist v die nordwärtige Geschwindigkeit, Θ die potentielle Temperatur, ρ_0 die mittlere Dichte, c_p die spezifische Wärmekapazität, a der Erdradius, φ und λ sind die geographische Breite und Länge, H ist die Tiefe und A_H die laterale Diffusivität.

Der meridionale Wärmetransport wird stark durch die tiefe Umwälzung und damit weitgehend durch die thermohaline Zirkulation bestimmt (siehe Kapitel 5). In den Tropen spielen auch die die oberen windbedingten Zellen eine Rolle: eine starke Ekman-Zelle südlich des Äquators bewirkt einen verringerten nordwärtigen Wärmetransport.

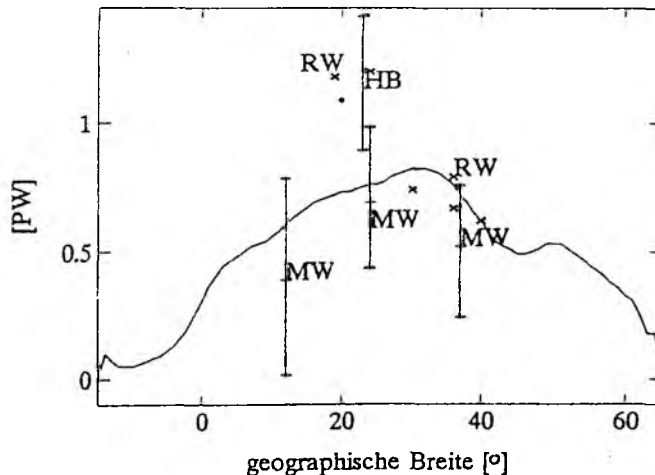


Abbildung 4.15: Nordwärtiger Wärmetransport im Standardfall ST (durchgezogene Linie), und in Beobachtungen von HALL und BRYDEN (1982) (HB, Punkt) und den Inversmodellen von ROEMMICH und WUNSCH (1985) (RW, Sterne) und MARTEL und WUNSCH (1992) (MW). Der Wärmetransport des Modells liegt bei 24° N signifikant unterhalb der zuverlässigen Werte von HB und RW.

Der nordwärtige Wärmetransport in ST (Abb. 4.15) zeigt im Jahresmittel ausschließlich positive Werte: 0.05 PW verlassen die südliche Randzone. Bis zum Äquator erfolgt ein Anstieg bis auf 0.23 PW. Das Maximum von 0.82 PW liegt bei 32°N. Nördlich hiervon klingt der Wärmetransport ab. Bei 46°N liegt ein lokales Minimum und nördlich davon ein lokales Maximum vor. Beide lassen sich auf eine unrealistische Anomalie des Oberflächenwärmeflusses (Abb. 4.16) östlich von Neufundland zurückführen. Aufgrund der mangelnden Golfstrom-Ablösung kann das kalte, salzarme Wasser des Labradorstroms nicht an der Innenseite des Golfstromes nach Süden fließen, sondern wird entlang des Nordatlantischen Stromes nach Osten advehiert. Aufgrund der rückstellenden Oberflächenrandbedingungen ergibt sich daraus eine positive Anomalie für den Oberflächenwärme- und Frischwasserfluß vor Neufundland. Vor der Küste der

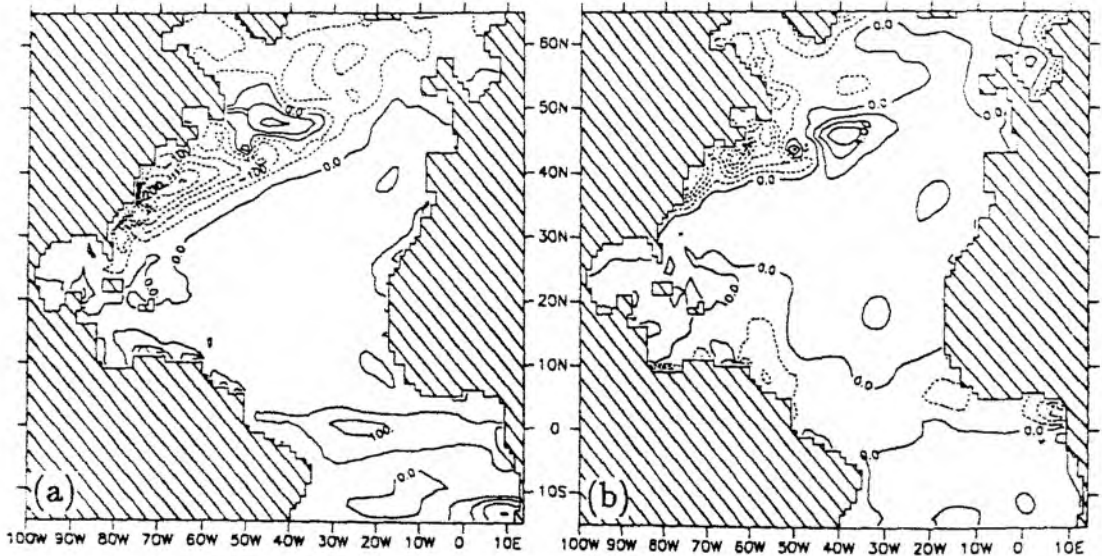


Abbildung 4.16: Oberflächenflüsse von (a) Wärme (Linienabstand 50 W m^{-2}) und (b) Frischwasser (Linienabstand 2 m a^{-1}) im Standardexperiment ST.

mittelatlantischen Bucht, wo das Wasser des Labradorstroms fehlt, ist das Gegenteil der Fall. Abseits dieser Gebiete stimmt das Muster des Oberflächenfrischwasserflusses grob mit den Karten von SCHMITT et al. (1989) überein. Ebensoles gilt für den Wärmefluß des Modells und die revidierten Wärmeflüsse von ISEMER und HASSE (1987). Im zonalen Mittel zeigt das Modell eine Wärmeaufnahme südlich von 32°N und Wärmeabgabe nördlich davon (Abb. 4.17). Bei diesem Vergleich zwischen Modell und Beobachtungen muß die große Unsicherheit in der Messung und Parametrisierung der Flüsse berücksichtigt werden. Das zonale Mittel des Modells liegt innerhalb des von ISEMER et al. (1989) angegebenen Fehlerbereiches. Lediglich im Bereich der unphysikalischen nördlichen Randzone liegt die Wärmeabgabe durch die Oberfläche außerhalb des Fehlerbereiches, da dort unrealistische Vertikalgeschwindigkeiten auftreten.

Eine direkte Bestimmung des nordwärtigen Wärmetransports in der Natur stößt auf Schwierigkeiten, da keine absolute Geschwindigkeitsbestimmung aus hydrographischen Schnitten möglich ist. Einige aus ozeanischen Messungen abgeleitete Wärmetransporte sind in Abb. 4.15 neben dem Wärmetransport des Modells dargestellt. Die Methode von HALL und BRYDEN(1982) erscheint als die zuverlässigste, da sie auf direkten Messungen in der Floridastraße (Volumentransport, Temperatur) und relativ gesicherten Kenntnissen des östlichen Teils aus einem transatlantischen Schnitt (barokline Temperatur) beruht. Ohne die Notwendigkeit der Annahme eines unsicheren Reversniveaus in den Transportberechnungen erhalten HALL und BRYDEN (1982) einen nordwärtige Wärmetransport von $1.2 \pm 0.3 \text{ Pw}$ bei 24°N . ROEMMICH und WUNSCH (1984) bestätigen den Zentralwert; ihr inverses Verfahren ist jedoch mit einen größeren

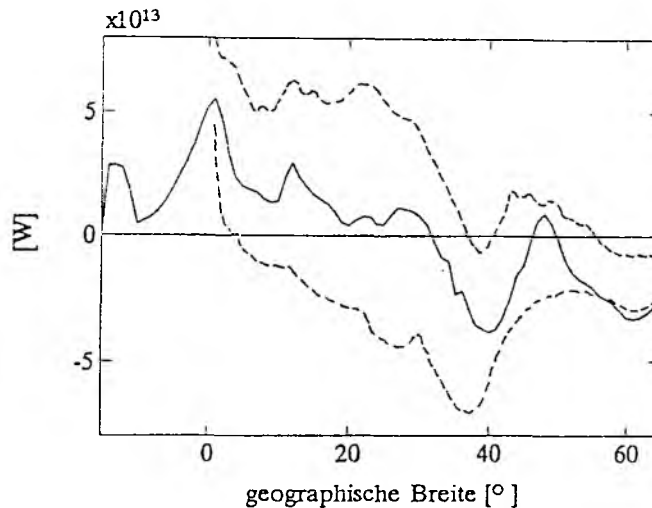


Abbildung 4.17: Zonal gemittelter Oberflächenwärmefluß in 1° breiten Streifen im Exp. ST, die gestrichelten Linien beschreiben den von ISEMER und HASSE (1987) angegebenen Fehlerbereich.

Fehler behaftet. Die 1.2 PW stellen den maximale Wert für den Atlantischen Ozean dar. Zu den Polen hin wird der Wärmetransport geringer, bleibt jedoch immer nordwärts gerichtet. MARTELL und WUNSCH (1992) finden systematisch geringere Werte als die zuvor genannten Autoren. Sie ordnen ihre Ergebnisse in den unteren Bereich des Möglichen ein, da ihr Modell mit 2° horizontaler Auflösung Randstromeffekte nicht adäquat darstellt. Der Wärmetransport des 1°CME-Modells in der Standardversion ST liegt bei 36°N nahe den Beobachtungen von ROEMMICH und WUNSCH (1984), ansonsten im Bereich der Ergebnisse von MARTELL und WUNSCH (1992), ist also insbesondere südlich von 30°N zu schwach. Hierin äußert sich der unrealistische Auftrieb in mittleren Breiten. Der Wärmetransport des Modells liegt jedoch innerhalb des Fehlers des von ISEMER und HASSE (1989) indirekt aus den beobachteten Oberflächenwärmefläßen hergeleiteten meridionalen Wärmetransports. Die Verwendung einer besser an Beobachtungen angepaßten nördlichen Randzone bewirkt eine Erhöhung des Wärmetransports (siehe Kapitel 6).

Die Wärmetransporte des 1°- und 1/3°CME-Modells (jeweils in ihrer Standardversion mit klimatologischer Randzone) unterscheiden sich nördlich von 40°N nur durch die Ausprägung der Anomalien vor Neufundland und durch die unterschiedliche Lage des nordatlantischen Stroms. Südlich davon verlaufen die Wärmetransporte beider Modelle weitgehend parallel, wobei die Werte des höherauflösenden Modells im Mittel um etwa 0.2 PW unter dem der 1°-Version ST liegen. Bereits an der nördlichen Begrenzung der südlichen Randzone ist der nordwärtige Wärmetransport des 1/3°Modells geringer als in ST. Die durch die Formulierung der Randzonen (4 aktive Gitterboxen, entsprechend 4° im 1°-Modell, aber 1.6° im 1/3°-Modell) verursachten Unterschiede in der Umwälzung begründen also einen wesentlichen Teil der Differenz im Wärmetransport. Dagegen bewirkt der turbulente Transport im hochauflösenden Modell keine Erhöhung des gesamten Transports (BÖNING, 1993 und BECKMANN et al., 1994). Entsprechend dem Eliassen-

Palm-Theorem wird der wirbelbedingte Wärmetransport annähernd durch einen entgegengesetzten, wirbelinduzierten mittleren Transport ausgeglichen (COX, 1985; BRYAN, 1986).

4.5 Horizontale Zirkulation

Die barotrope Stromfunktion ψ repräsentiert den tiefenintegrierten Transport in der Horizontalebene. Sie ist definiert durch:

$$u = -(aH)^{-1}\psi_{\varphi} \quad , \quad v = (\cos\varphi a H)^{-1}\psi_{\lambda} \quad .$$

Hierbei sind u und v zonale und meridionale Geschwindigkeiten, λ und φ geographische Länge und Breite, sowie a und H Erdradius und Tiefe.

Das Jahresmittel der Stromfunktion des Referenzexperiments ST (Abb. 4.18) zeigt das typische Muster der windgetriebenen Zirkulationzellen im Nordatlantik. Eine antizyklonale Zelle befindet sich in den Subtropen, mit einem Maximum von 50 Sv bei 31°N am westlichen Rand. In der subpolaren Region werden 17 Sv durch eine zyklonale Zelle bewegt. Daneben existieren schwächere äquatoriale Zellen. Das subtropische Maximum

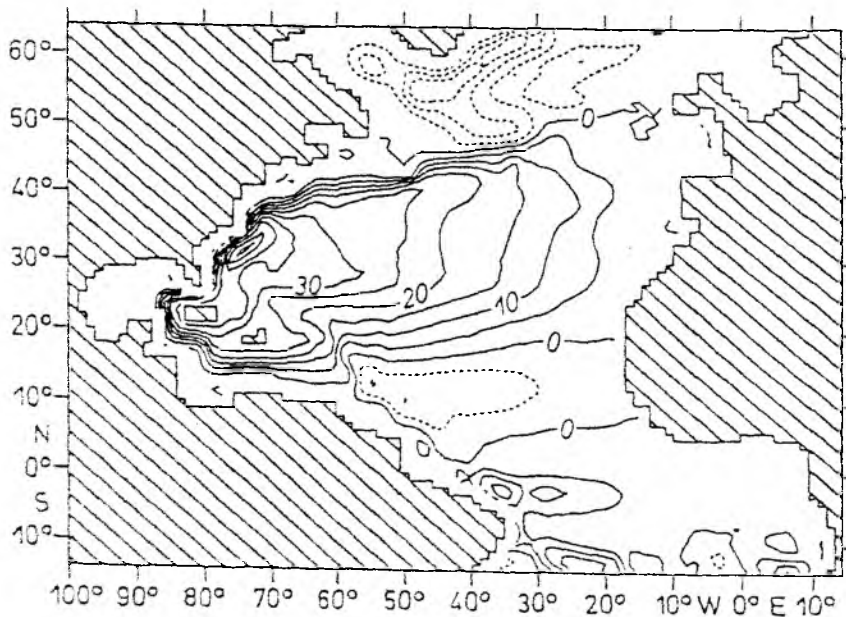


Abbildung 4.18: Stromfunktion des vertikal integrierten Volumentransports im Exp. ST, Linienabstand 5 Sv.

von 50 Sv resultiert aus dem Golfstrom im oberen Teil der Wassersäule (Abb. 4.20) und dem DWBC im unteren Bereich (Abb. 4.22). Die westlichen Randströme sind notwendigerweise etwas zu breit, da die Munk'sche Reibungsgrenzschicht mit Hilfe einer

hohen Viskosität soweit ausgedehnt wird, daß sie vom groben Modellgitter dargestellt werden kann.

Der barotrope Transport in den Subtropen wird nur im Osten durch die lineare Sverdrup-Dynamik bestimmt. Abb. 4.19 zeigt den barotropen Volumentransport in ST und den aus dem antreibenden Windschubspannungsfeld von ISEMER und HASSE (1987) berechneten Sverdrup-Transport bei 30°N. Östlich von 40°W, der geographischen Länge des Mittelatlantischen Rückens, liegen beide Transporte eng zusammen. Die Differenz ist dort geringer als 2 Sv. Westlich des topographischen Hindernisses ist der Transport des Modells bis zu 10 Sv größer als der Sverdrup-Transport. Der Prozeß der baroklinen Kompensation, wie sie von ANDERSON et al. (1979) beschrieben wird, kann hier keine Sverdrup-Balance herbeiführen, da sich die windgetriebene Zirkulation in Wechselwirkung mit der thermohalin getriebenen Zirkulation befindet. Wie in Kapitel 4.3 für das Modell gezeigt wird, betrifft der südwärtige untere Ast der thermohalinen Umwälzung in den Subtropen hauptsächlich das westliche Becken. HOLLAND (1973) weist auf den transportsteigernden Effekt von "bottom-torques" hin, die aus der Wechselwirkung zwischen dem baroklinen Dichtefeld und der Topographie in der barotropen Vorticitygleichung am westliche Rand entstehen. Die thermohaline Zirkulation bewirkt also eine Verstärkung der barotropen Stromfunktion. Der Effekt verschiedener Varianten des thermohalinen Antriebs wird in den Kapiteln 5 und 6 dieser Arbeit analysiert. Eine detaillierte Untersuchung des Gültigkeitsbereiches der Sverdrup-Dynamik im 1/3° CME-Modell wird von BRYAN et al. (1994) vorgelegt: im subpolaren Wirbel ist das horizontale Strömungssystem wegen der geschlossenen Ränder deformiert. Da außerdem starke thermohalin getriebene Ströme vorhanden sind, kann hier keine Sverdrup-Balance bestehen. (Der Einfluß der thermohalinen Strömungen auf die barotrope Stromfunktion wird auch durch einen Vergleich der Experimente NDS und ST, Abb. 6.6 in Kapitel 6 deutlich.)

Die subpolare Zyklone ist unrealistisch stark auf den nordwestlichen Nordatlantik konzentriert. Dies geht z. B. aus einem Vergleich des Geschwindigkeitsfeldes in 92 m Tiefe (Abb. 4.20) mit dem aus Oberflächendriftbahnen abgeleiteten Geschwindigkeitsfeld von BRÜGGE (1994) (Abb. 4.21) hervor. Der Nordatlantische Strom des Modells wendet sich bei 30°W nach Nordwesten, statt nach Nordosten.

Auch die von WENZEL (1986) aus dem klimatologischen Levitus-Dichtefeld abgeleiteten Geschwindigkeiten weisen trotz einer starken horizontalen Glättung stärkere nordwärtige und nordostwärtige Komponenten auf. Ein aus dem Nordatlantischen Strom hervorgehender Norwegenstrom ist im Modell nur sehr schwach ausgeprägt. Dieses gemeinsame Problem aller CME-Modelle ist eine Konsequenz des geschlossenen Nordrandes bei 65°N, der in drei Bereiche getrennt ist: die Davisstraße, die Dänemarkstraße und der Island-Schottland Rücken. Obwohl die beiden östlichen Teilbereiche der Randzone verbunden sind, kann wegen topographischer Erhebungen kein tiefer Austausch stattfinden. Aus Kontinuitätsgründen muß der örtliche vertikale Transport jeweils in demselben Bereich ausgeglichen werden. Dadurch entsteht ein Sog an der Oberfläche, dessen Effekt in der Dänemarkstraße besonders stark ist. Der nordatlantische Strom wird größtenteils direkt in die Dänemarkstraße geleitet. Ein Transport nördlich von Island kann aufgrund der Modellgeographie nicht stattfinden, so daß sich kein nordwärtiger Strom über

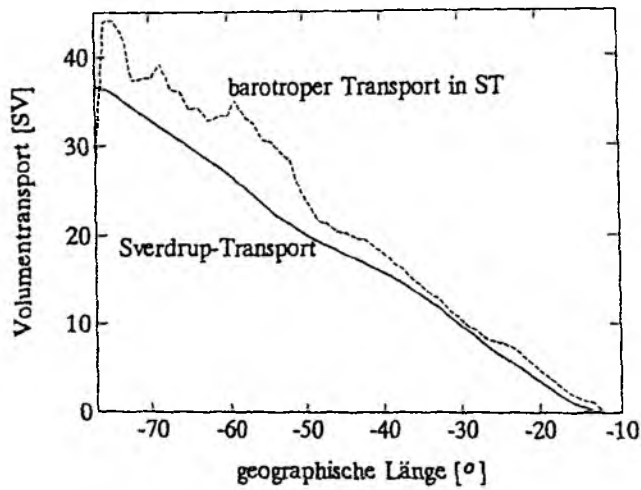


Abbildung 4.19: Barotroper Volumentransport im Exp. ST und Sverdrup-Transport aus dem antreibenden Windschubspannungsfeld von ISEMER und HASSE (1987) bei 30° N, in Sv.

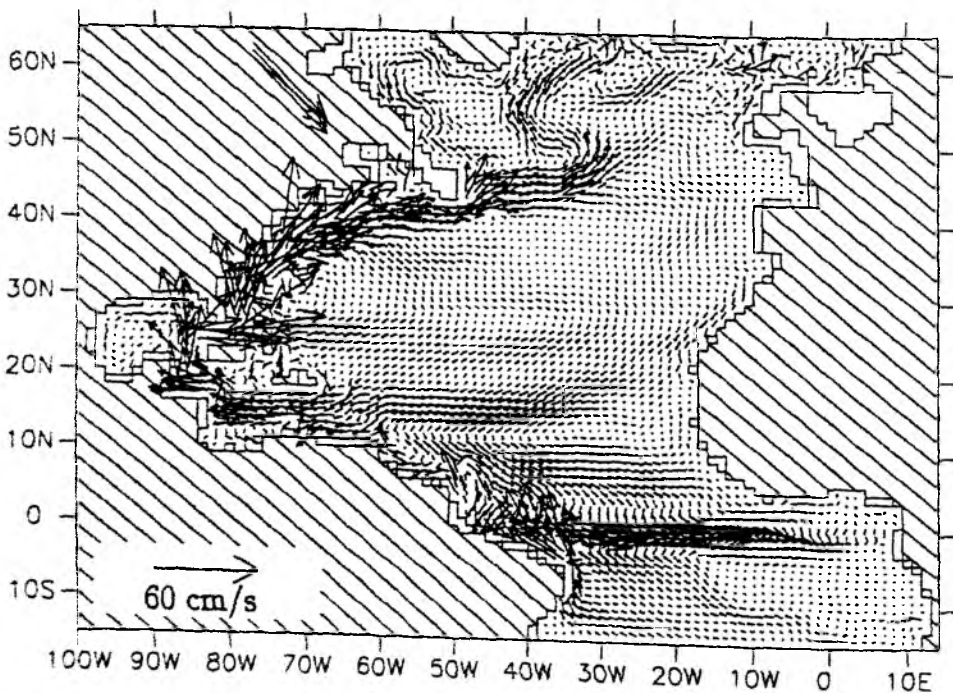


Abbildung 4.20: Jahresmittel der Geschwindigkeit in 92 m Tiefe im Standardexperiment ST (Jahr 50).

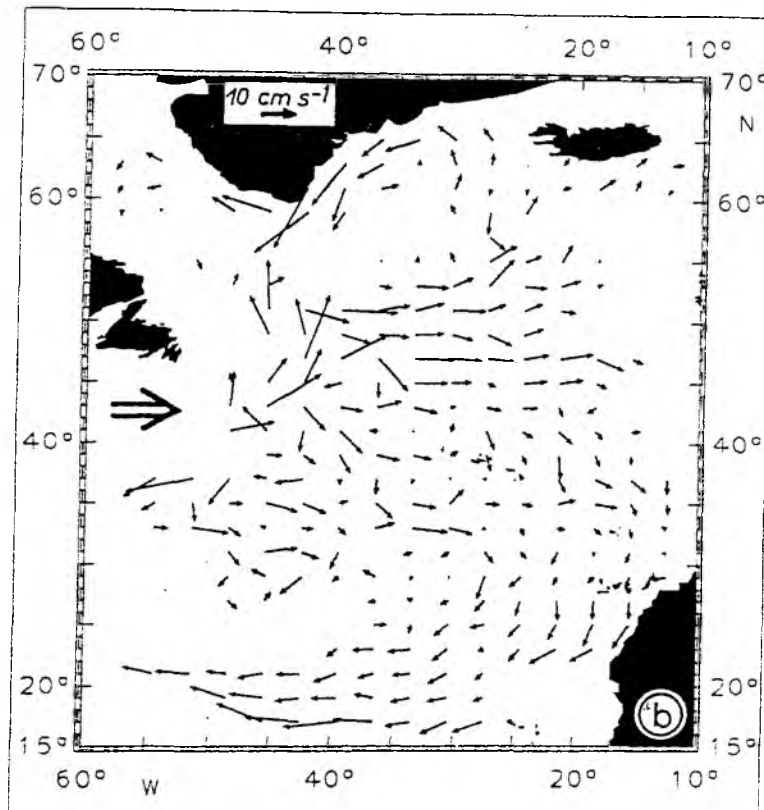


Abbildung 4.21: Aus Driftbojentrjektorien abgeleitete mittlere Zirkulation im 100 m-Niveau, von BRÜGGE (1993).

den Island-Schottland-Rücken ausbilden kann und der nordöstliche Nordatlantik unrealistisch bewegungsarm ist.

Die Einführung offener Randbedingungen mit vorgeschriebenem Stromfunktionswert und baroklinem Dichteprofil auf dem Rand bewirkt alleine noch keine Besserung. Der mangelnden Überströmung des Island-Schottland-Rückens im "Level"-Modell muß weiterhin durch Zwangsanpassung an einigen Gitterpunkten abgeholfen werden, um eine realistische Zirkulation zu erhalten (REDLER, 1994). Die Problematik der offenen Randbedingung im Norden ist Gegenstand laufender Untersuchungen.

Der Floridastrom des Modells ist mit 37 Sv im Jahresmittel zu stark. Messungen von SCHOTT et al. (1988) und MOLINARI et al. (1990) zeigen einen Transport von etwa 30 Sv zwischen Florida und den Bahamas. Da die Gitterweite des Modell mit $1^\circ \times 1.2^\circ$ zu grob ist, um die Floridastraße aufzulösen, wurde sie künstlich auf zwei aktive Geschwindigkeitspunkte verbreitert. Bei dieser Gitterweite bedeutet jede Manipulation an der Topographie von Engpässen erhebliche prozentuale Veränderungen des Querschnitts. Deshalb muß jede Wahl unrealistisch bleiben. Die exakte Aufteilung des Transports des westlichen Randstroms auf den Floridastrom und den Antillenstrom ist für die Untersuchungen in dieser Arbeit jedoch von geringer Bedeutung, denn der Einfluß verschiedene

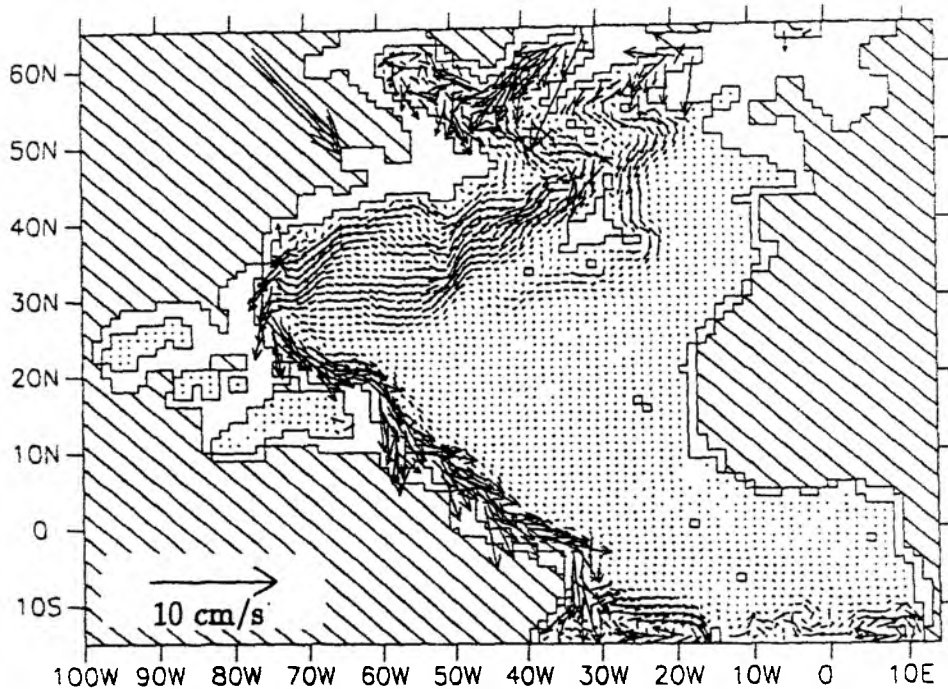


Abbildung 4.22: Jahresmittel der Geschwindigkeit in 2125 m Tiefe im Standardexperiment ST (Jahr 50).

Modellparameter ist ebenso groß wie der hier beschriebene Modellfehler. BÖNING et al. (1991) zeigen, dass allein die Wahl der antreibenden Windklimatologie (Hellerman-Rosenstein oder Isemer-Hasse) schon Unterschiede von bis zu 9 Sv im gesamten westlichen Randstrom und 6 Sv im Floridaström bewirkt.

Ein auffälliges Defizit in der horizontalen Zirkulation stellt die mangelnde Ablösung des Golfstroms bei Kap Hatteras dar. Wie auch im $1/3^\circ\text{CME}$ -Modell (BÖNING, 1992) folgt der Golfstrom dem Küstenverlauf um das Kap nach Norden (Abb. 4.20). Eine Ablösung findet erst bei Neufundland statt. Nach DENGK's (1993) Hypothese könnte eine zu schwache Dichtefront zwischen dem Golfstrom- und dem Schelfwasser in der Startklimatologie die Entwicklung eines realitätsnahen Ablösungsverhaltens während des "spin-up" verhindern. Dies wird gestützt durch ein Modellergebnis von GERDES und KÖBERLE (1994). Sie können eine realitätsnahe Ablösung nur erzeugen, wenn das kalte "slope"-Wasser an der küstenwärtigen Seite des Golfstromes permanent vorgeschrieben wird, so daß die Diffusion den Gradienten nicht abbauen kann.

4.6 Zusammenfassende Betrachtung

Bei diesem Vergleich des 1°CME -Modells in seiner Standardkonfiguration ST mit anderen Modellen und Beobachtungen wurden verschiedene Modelleigenschaften und Defizite aufgezeigt. Die großskalige Struktur des Dichtefeldes und der Zirkulation entspricht in

weiten Gebieten den vorhandenen Beobachtungen. Der Wärmetransport widerspricht nicht den verfügbaren Ergebnissen aus ozeanographischen und meteorologischen Messungen, liegt aber im unteren Beobachtungsbereich. Offensichtliche Probleme werden durch die nördlichen Randzone verursacht. Der geschlossene Nordrand in Kombination mit einer mangelnden Überströmung des Island-Schottland-Rückens ist für eine unrealistisch schwache Zirkulation im Nordosten des Modellgebietes verantwortlich. Die Dichte des "Overflow"-Wassers in der Dänemarkstraße ist zu gering, was möglicherweise mit einer zu flachen Ausbreitung des unteren Nordatlantischen Tiefenwassers in Beziehung steht. Das Modell ist in der Lage, auch außerhalb der nördlichen Randzone durch Konvektion Tiefenwasser zu bilden. Der zeitliche Ablauf der Konvektion kann mit Hilfe aktiver und passiver Tracer dokumentiert werden. Wie in Beobachtungen, findet in den Konvektionsgebieten eine vertikale Homogenisierung von Freon statt. Die Konzentration wird in diesen Gebieten durch vertikale Vermischung bestimmt, während der atmosphärische Eintrag nur eine untergeordnete Rolle spielt. Außerdem können die Resultate des Konvektionsprozesses durch die Beziehungen zwischen der Dichte und dem F12-Sättigungsgrad an der Oberfläche, sowie der Tiefe der durchmischten Schicht beschrieben werden. Die dadurch gegebene Charakterisierung des Konvektionsgebietes liegt im Bereich von Beobachtungen. Zwischen der Oberflächendichte und der Oberflächensättigung von Freon besteht eine klare Beziehung. Orte tiefreichender Konvektion sind ausnahmslos durch hohe Dichten und Sättigungen gekennzeichnet. Passive Tracer, die in den tiefen Ozean eindringen, werden im Rahmen der Möglichkeiten des nicht wirbelaflösenden Modells (Glättung der Tracerfelder durch starke Diffusivität) analog zu Beobachtungen ausgebreitet. Die vorgestellten Modelldaten (mit Ausnahme des passiven Tracers) beziehen sich auf das Jahr 50 nach dem Start. Die hydrographischen Veränderungen der nachfolgenden 20 Jahre in ST sind um 1-2 Größenordnungen geringer als die Differenzen zwischen ST und der Levitus-Hydrographie. Diese Stabilität und die weitgehende Nähe zur Realität ermöglichen Experimente zur Empfindlichkeit der beckenweiten thermohalinen Zirkulation auf dekadischer Zeitskala.

5 Der Einfluß von thermohalinen Randzonen und Oberflächenflüssen auf die Zirkulation und den Wärmetransport

In den beiden Anpassungs-Randzonen des Modells werden die aktiven Tracer (Θ, S) auf vorgegebene beobachtete Werte gezwungen. Da der Rand geschlossen ist, ergibt sich ein baroklines Geschwindigkeitsprofil aufgrund einer dynamischen Einstellung auf das Dichtefeld. Am nördlichen Rand bewirkt dies im zonalen Mittel einen oberen Einstrom vom inneren Modellgebiet in die Randzone und einen ausgleichenden tiefen Ausstrom als nordatlantisches Tiefenwasser (NADW). Am südlichen Rand liegen die Verhältnisse entsprechend umgekehrt. NADW strömt in die Randzone, wird konvertiert, und verläßt sie in geringen Tiefen als subantarktisches Zwischenwasser. Darunter wird eine Zelle antarktischen Bodenwassers (AABW) getrieben. Die Prozesse im Inneren der Randzone finden keine Entsprechung in der Natur. Lediglich deren Effekt auf die Zirkulation und die Hydrographie des inneren Modellgebietes soll die Auswirkungen natürlicher physikalischer Prozesse außerhalb des Modellgebiets widerspiegeln und damit die Existenz des atlantischen Anteils am globalen "conveyor belt" im Modell ermöglichen. Im Norden ist dies Tiefenwasserbildung im Europäischen Nordmeer, während im Süden der Kontakt zu den südatlantischen Wassermassen hergestellt wird.

Andere Komponenten des thermohalinen Antriebs sind die Oberflächenflüsse von Wärme und Frischwasser, sowie die beiden Anpassungszonen auf dem Labrador-Schelf und vor Gibraltar. Der Volumentransport durch die Labrador-Schelfzone im $1/3^\circ$ CME-Modell wird von KLINCK (1993) für realistisch befunden. Angesichts der geringen räumlichen Ausdehnung der Zone (siehe Abb. 2.1), erscheint eine solche Betrachtung im grobauflösenden 1° CME-Modell nicht sinnvoll. In diesem Kapitel soll die relative Bedeutung der Randzonen und der thermohalinen Oberflächenflüsse für den Antrieb der Umwälzbewegung geklärt werden. Dazu werden einzelne Komponenten des thermohalinen Antriebs abgeschaltet, was zu Abweichungen von der Standardzirkulation in ST führt, jedoch Erkenntnisse über den Zusammenhang zwischen den Anpassungszonen und Oberflächenflüssen einerseits und dem meridionalen Volumen- und Wärmetransport andererseits liefert.

Die hier neben ST verwendeten Experimente ST2, NR0, SR0, NRSR0, KOA, NR0KOA und SNOA sind in Kapitel 2 definiert und werden jeweils im Jahr 50 aufgesetzt. Die Modelle werden bis zu einem neuen quasistationären Zustand integriert und dann analysiert. Kenngrößen der thermohalinen Zirkulation sind in Tabelle 5.1 (Volumentransporte) und Tabelle 5.2 (Wärmetransport) zusammengefaßt.

5.1 Meridionale Umwälzung

Die NADW-Hauptumwälzelle des Standardexperiments ST wurde bereits in Kapitel 4.2 ausführlich erläutert. Sie hat ihr Zentrum zwischen 1000 und 2000 m Tiefe und erstreckt

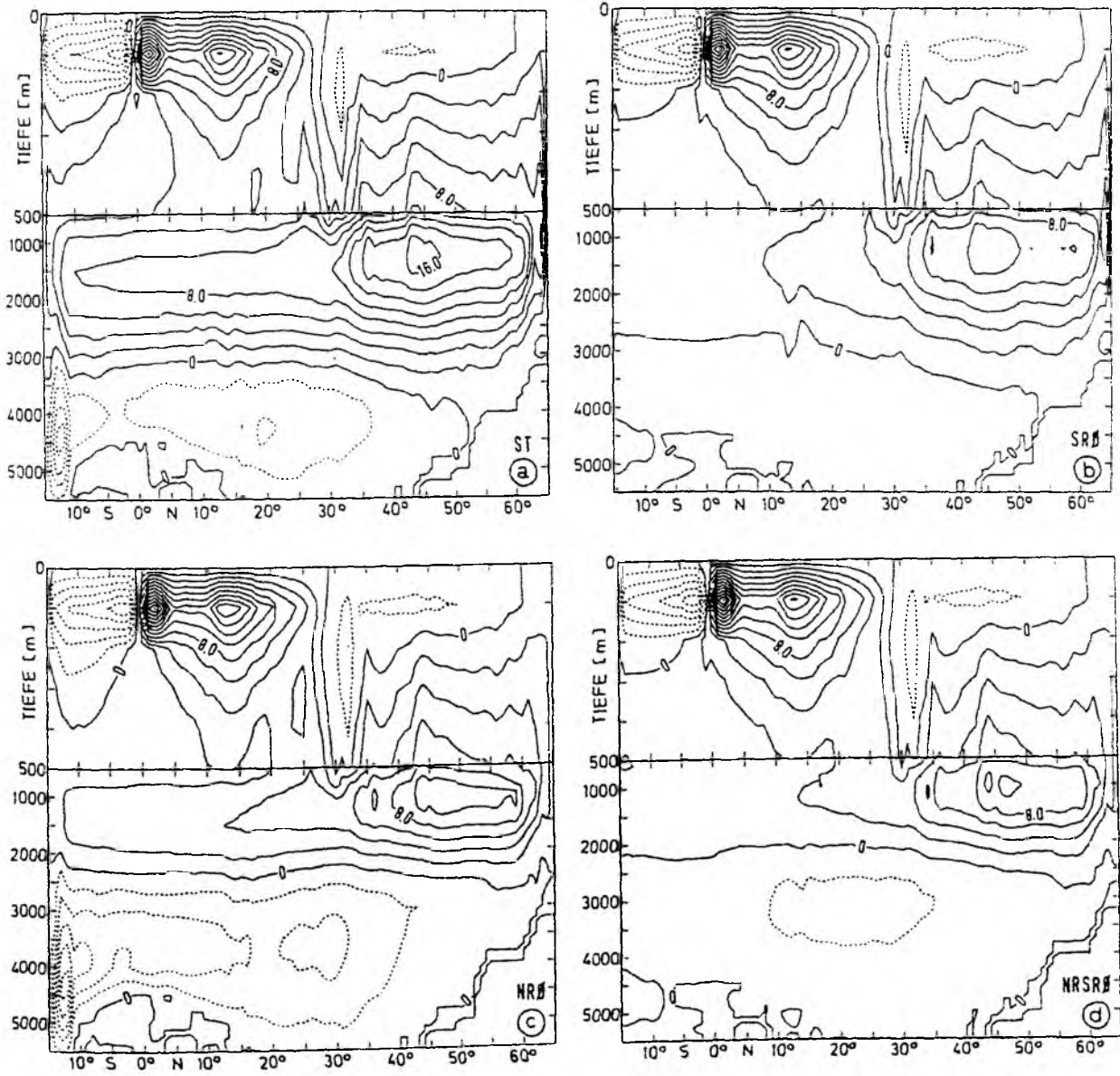


Abbildung 5.1: *Stromfunktion des zonal integrierten Volumentransports in der vertikal-meridionalen Ebene für die Experimente (a) ST, (b) SR0, (c) NR0, (d) NRSR0, in Sv; Jahresmittel des jeweils letzten Jahres.*

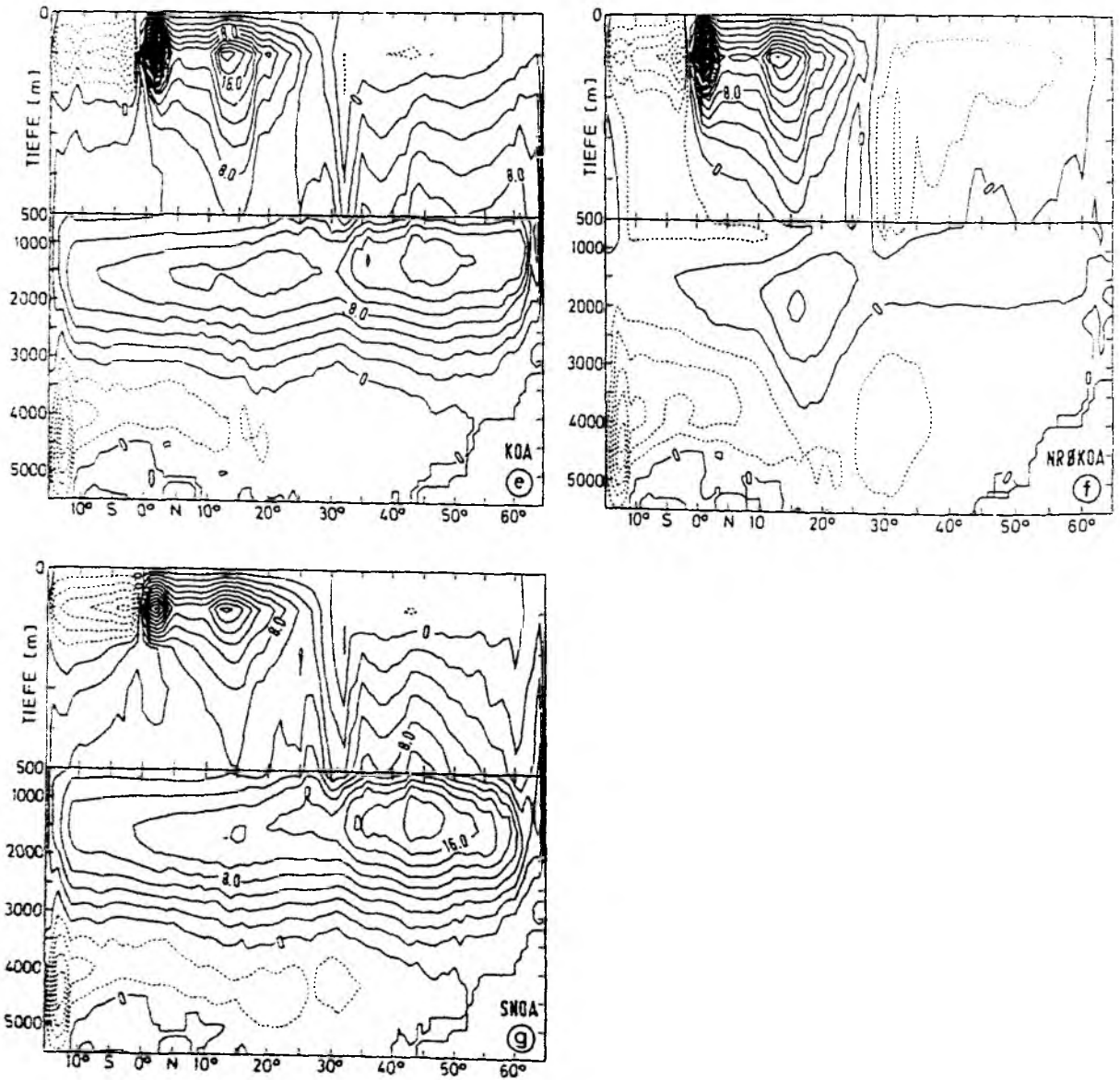


Abbildung 5.1: Stromfunktion des zonal integrierten Volumentransports in der vertikal-meridionalen Ebene für die Experimente (e) KOA, (f) NR0KOA, (g) SNOA, in Sv; Jahresmittel des jeweils letzten Jahres.

sich über den gesamten Breitenbereich des Modellgebietes (Abb. 5.1a). In mittleren Breiten reicht sie bis 3200 m Tiefe. Sie wird angetrieben durch Wassermassentransformation in den beiden Randzonen und durch konvektive Tiefenwasserbildung im subpolaren Nordatlantik. Unterhalb der Hauptzelle befindet sich eine AABW-Zirkulationszelle, welche in den unteren 2000 m der südlichen Randzone entspringt und sich nordwärts bis zu 50°N erstreckt. In den oberen Schichten (200 - 400 m) befinden sich drei flache, windgetriebene Zellen: Ekman-Divergenz am Äquator bewirkt einen Auftrieb von 36 Sv. Ekman-Konvergenz um 25°N resultiert in einem Absinken von etwa 20 Sv.

Die zeitliche Entwicklung der Abweichung von der oben beschriebenen Standardzirkulation (Exp. ST) wird in Abb. 5.2 anhand der Stärke der NADW-Zelle bei 44°N dokumentiert. Das Abschalten einzelner Antriebskomponenten führt mit Ausnahme von SR0 zu unterschiedlichen neuen quasidynamischen Gleichgewichtszuständen, die 10 - 20 Jahre nach dem Start erreicht werden. Im Experiment SR0 wird ein neues quasidynamisches Gleichgewicht auch 39 Jahre nach dem Abschalten der südlichen Randzone nicht erreicht. Zur detaillierten Interpretation der dazugehörigen Adaptationsprozesse sei hier auf Kapitel 3 verwiesen. Wie dort am Beispiel des Versuchs NDS gezeigt wird, ist der Adaptationsprozeß durch Randwellen, äquatoriale Kelvinwellen und Rossbywellen gekennzeichnet. Dieser Prozeß muss im Falle SR0 in dem kleinen Bereich zwischen der südlichen Modellberandung bei 15°S und dem Äquator im Uhrzeigersinn ablaufen. Möglicherweise kann die Energie des Störungssignals dabei nur langsam an die Nordhemisphäre abgegeben werden. Da hier nur Veränderlichkeit auf dekadischen Zeitskalen betrachtet wird, soll das 39. Jahr nach Abschalten der südlichen Randzone (Modelljahr 89) zum Vergleich mit den anderen Experimenten herangezogen werden. Obwohl ein quasidynamisches Gleichgewicht noch nicht erreicht ist, kann der prinzipielle Unterschied zur Umwälzung des Referenzexperiments ST erkannt werden.

In den meisten hier untersuchten Fällen (ST, ST2, NR0, SR0, NRSR0, KOA, NR0KOA, SNOA) bleibt die Struktur der 5 Zirkulationszellen aus ST qualitativ erhalten. Die Stärke der Hauptzelle der Umwälzung, sowie die vertikalen Transporte in den Randzonen sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

Nach dem Abschalten der südlichen Randzone (SR0) stellt sich eine auf die nördliche Hälfte des Modellgebietes konzentrierte Tiefenzirkulation ein (Abb. 5.1b). Der nördliche Teil der NADW-Zelle ist in seiner Gestalt und Lage nicht wesentlich gegenüber ST verändert, ist jedoch in der Umwälzstärke geringer. Das Absinken in der nördlichen Randzone beträgt nur noch 8.6 Sv gegenüber 12.1 Sv in ST. Das Maximum der NADW-Zelle ist von 17.0 Sv in ST auf 12.2 Sv in SR0 abgesunken. Die AABW-Zelle ist nahezu verschwunden, da deren gesamter Antrieb in der südlichen Randzone lokalisiert war.

Das Abschalten der nördlichen Randzone in NR0 bewirkt gegenüber ST eine Abschwächung der NADW-Zelle im gesamten Breitenbereich (Abb. 5.1c). Das Maximum bei 44°N beträgt jetzt 11.3 Sv im Vergleich zu 17 Sv in ST. In tropische Breiten ist die Umwälzung von 8.6 Sv (ST) auf etwa 3.5 Sv (NR0) zurückgegangen. Die beiden Experimente NR0 und SR0 zeigen also eine Fernwirkung auf den Transport auch in der jeweils anderen Randzone. Der Kern der nördlichen NADW-Teilzelle liegt in einer Tiefe von 1100 m, d. h. etwa 300 m höher als in ST. Die Null-Stromlinie, welche die Grenze

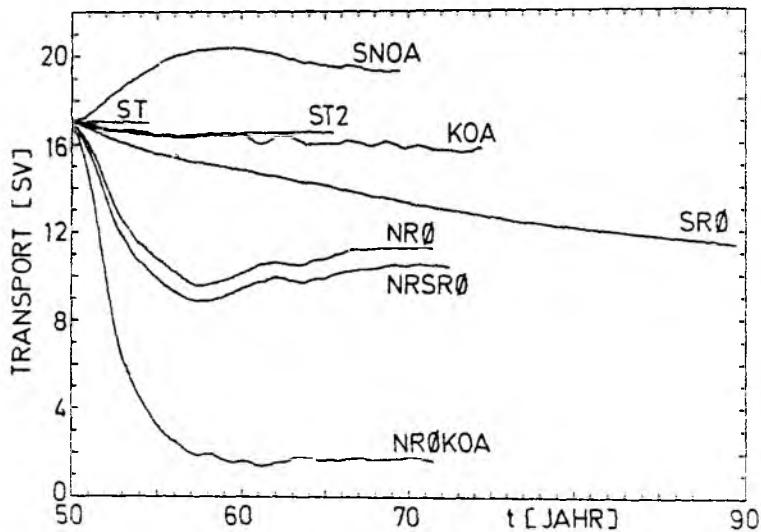


Abbildung 5.2: Maximum der zonal integrierten Volumentransport-Stromfunktion im Bereich der NADW-Zelle als Funktion der Zeit für die Experimente ST, ST2, NR0, SR0, NRSR0, KOA, NR0KOA, SNOA; der Jahresgang wird durch ein übergreifendes Mittel gedämpft.

zwischen den konkurrierenden Bewegungen der NADW-Zelle und AABW-Zelle markiert, ist um etwa 800 m angehoben und befindet sich in NR0 bei etwa 2400 m Tiefe. Dementsprechend hat sich die AABW-Zelle nach oben und nach Norden ausgedehnt. Die Zirkulationsstärke hat jedoch nicht nennenswert zugenommen.

Im Experiment NRSR0 werden die Randzonen im Norden und im Süden deaktiviert. Als wesentliche thermohaline Antriebskräfte bleiben die Oberflächenflüsse von Wärme und Salz. Das zeitliche Abklingverhalten der Meridionalzirkulation wird vom Fehlen der nördlichen Randzone dominiert. Die Transportkurven von NR0 und NRSR0 bei 44°N verlaufen parallel (Abb. 5.2), wobei in NRSR0 etwa 1 Sv weniger transportiert wird. Das meridionale Zirkulationsmuster (Abb. 5.1d) erinnert im südlichen Bereich stark an dasjenige von SR0. Die Stärke der Hauptzelle bei 10°N beträgt 1.7 Sv gegenüber 2.5 Sv in SR0 und 8.6 Sv in ST.

Das Modellexperiment ohne jeden thermohalinen Oberflächenantrieb (KOA) zeigt in der meridionalen Umwälzung (Abb. 5.1e) starke Ähnlichkeiten zu ST. Lediglich das Maximum der NADW-Zelle hat um 1.2 Sv abgenommen, wobei das Absinken innerhalb der nördlichen Randzone nur gering reduziert ist (von 12.1 auf 11.9 Sv, denn auch über den Randzonen wird der Oberflächenantrieb abgeschaltet). Der Transportverlust von 1.2 Sv ist also größtenteils auf die Unterbindung der oberflächengetriebenen konvektiven Tiefenwasserbildung zwischen 44°N und der Randzone zurückzuführen. Dieses Ergebnis überrascht, denn es widerspricht verbreiteten Vorstellungen von der Wirkungsweise der Tiefenkonvektion auf die Umwälzung: der Hypothese von CLARKE und GASCARD (1983) folgend, müßte das jährliche Volumen an neu formiertem Tiefenwasser direkt in

Exp.	Auftr. SR	10°N		25°N		44°N		Absi. NR
		min	max	min	max	min	max	
ST	8.2	-3.2	8.6	-3.7	9.3	-0.8	17.0	-12.1
			11.8		13.0		17.8	
ST2	7.6	-3.2	9.0	-3.4	9.3	-0.6	16.4	-11.6
			12.2		12.7		17.0	
NR0	2.8	-5.1	3.5	-4.7	4.8	-2.1	11.3	-4.5
			8.6		9.5		13.4	
SR0	0.3	-0.8	2.5	-0.9	4.3	-0.6	12.2	-8.6
			3.3		5.2		12.8	
NRSR0	0.2	-2.1	1.7	-2.5	3.4	-1.7	10.5	-4.1
			3.8		5.9		12.2	
KOA	7.7	-2.9	8.8	-2.1	10.8	-0.8	15.8	-11.9
			11.7		12.9		16.6	
NR0KOA	-0.8	-4.9	0.7	-4.6	1.8	-1.5	1.8	0.1
			5.6		6.4		3.3	
SNOA	9.5	-2.6	11.6	-1.7	12.1	-0.6	19.3	8.8
			14.2		13.8		19.9	

Tabelle 5.1: *Volumentransport der Umwälzung: Auftrieb innerhalb der südlichen Randzone in 1250 m Tiefe, Maximum und Minimum der Tiefenzirkulation bei 10°N, 25°N und 44°N unterhalb von 500 m mit der Differenz, Absinken innerhalb der nördlichen Randzone in 1250 m Tiefe. Alle Angaben in Sv.*

die Umwälzung eingehen. Ihre Volumenabschätzungen in der Labradorsee führen auf einen Transport von 4.4 Sv, einen Wert, der im Bereich der Angaben des aktuellen Zirkulationschemas von SCHMITZ und McCARTNEY (1993) liegt. Ein Unterbleiben der konvektiven Tiefenwasserbildung müßte demnach eine drastische Reduzierung der Umwälzung zur Folge haben. Gemessen an diesen Vorstellungen zeigt das Modell in subpolaren Breiten (zwischen 52°N und der Randzone) sowohl ein zu schwaches Absinken (2.2 Sv in ST), als auch einen erheblich zu geringen Effekt der fehlenden Tiefenwasserbildung (0.3 Sv, ST-KOA).

Diese Experimente zeigen eine starke Abhängigkeit der Umwälzung von den jeweiligen Randzonen. Dagegen ist die Abhängigkeit von der Anpassungszeit in den Randzonen τ eher gering: Das Experiment ST2 mit einer Verdopplung von τ zeigt lediglich ein um 0.5 Sv gegenüber ST abgeschwächtes Absinken in der nördlichen Randzone und einen um 0.6 Sv geringeren Auftrieb in der südlichen Randzone. Unterschiede von dieser Größenordnung werden auch im inneren Modellgebiet gefunden. Dieser geringe Effekt dokumentiert die angemessene Wahl der Zeitkonstanten τ . Da eine Verdopplung nur eine sehr schwache Änderung des Modellverhaltens bewirkt, ist τ hinreichend kurz gewählt, so daß die vorgeschriebene Dichte den Wassermassen aufgeprägt wird, ohne daß dabei unrealistisch starke meridionale Gradienten an der inneren Begrenzung der Randzone entstehen. Eine weitere Verkürzung der Zeitskala kann dann keinen Effekt mehr auf die Wassermasseneigenschaften haben.

Der Einfluß der beiden Randzonen nimmt mit der Entfernung ab. So hat z. B. in den Tropen bei 10°N das Abschalten der südlichen Randzone (SR0) einen wesentlich stärkeren Effekt (8.6 Sv geringerer südwärtiger Transport als in ST) als das Abschalten der nördlichen Randzone (NR0, 3.2 Sv geringerer Transport). Im Norden liegen die Verhält-

nisse anders: Sowohl das Fehlen der nördlichen als auch das der südlichen Randzone reduziert den südwardigen Tiefenwassertransport von 17.8 Sv in ST auf etwa 13 Sv in NR0 oder SR0. Dabei verringert sich die Stärke der NADW-Zelle von 17 Sv in ST auf 11.3 Sv in NR0 und 12.2 Sv in SR0. Diese geringen Unterschiede zwischen NR0 und SR0 in der Umwälzung in nördlichen Breiten resultieren aus einer erhöhten Bedeutung des Antriebs durch konvektive Tiefenwasserbildung außerhalb der Randzonen in NR0.

Die thermohaline Zirkulation als Funktion des gesamten thermohalinen Antriebs ist ein stark nichtlineares Phänomen. D. h. , die gesamte Zirkulation ist nicht gleich der Summe aus den Zirkulationen der einzelnen Antriebskomponenten, sondern vielmehr existiert eine Wechselwirkung zwischen der Zirkulation und den einzelnen Antriebsanteilen. Im Standardfall ST wird der vertikale Transport im Norden nahezu vollständig von der nördlichen Randzone bestimmt, denn ein Unterbinden der konvektiven Tiefenwasserbildung durch Abschalten thermohaliner Oberflächenflüsse, wie in Experiment KOA, verringert die Stärke der NADW-Zelle nur schwach (um 1.2 Sv). Im Falle der abgeschalteten nördlichen Randzone NR0 verschwindet der Vertikaltransport nördlich von 44°N nicht vollständig: Es werden weiterhin 11.3 Sv abwärts befördert, etwa 66% des Transports in ST. Der thermohaline Antrieb durch Oberflächenflüsse hat also wesentlich an Bedeutung gewonnen. Er hat den Hauptantrieb der NADW-Zelle übernommen. Die in NR0 aktive südliche Randzone spielt hierbei keine Rolle. Dies wird eindrucksvoll bestätigt, wenn neben der nördlichen Randzone auch noch der thermohaline Oberflächenantrieb abgeschaltet wird (Experiment NR0KOA). Die NADW-Zelle bricht dann nahezu vollständig zusammen. Bereits 10 Jahre nach dem Abschalten ist die Zellenstärke von 17 Sv in ST auf 1.8 Sv reduziert (Abb. 5.2). Die übrige NADW-Zirkulation ist in diesem Fall vermutlich auf die Labrador-Schelfzone zurückzuführen, denn die verbleibende Zelle hat keine Verbindung mehr zur südlichen Randzone (Abb. 5.1f).

Ohne die Verwendung der Anpassungs-Randzonen könnte eine Variation der Oberflächenantriebs also starken Einfluß auf die Umwälzung nehmen. Dies zeigen auch andere numerische Untersuchungen, die ebenfalls mit rückstellenden Randbedingungen an der Oberfläche, aber ohne Randzonen arbeiten: Sowohl BRYAN's (1987) idealisiertes Atlantik-Box-Modell, als auch das globale LSG-Modell von MAIER-REIMER et al. (1993) zeigen moderate Abhängigkeiten von der thermischen Oberflächenrandbedingung. Auf eine Vervierfachung der Rückstellzeit reagiert Bryans Modell mit einer 30-prozentigen Verringerung des Umwälztransports im thermischen Gleichgewicht, was mit einer Abnahme der Konvektionsaktivität einhergeht (COX und BRYAN, 1984). Neben einer solchen Abhängigkeit produziert das globale LSG Modell von MAIER-REIMER et al. (1993) stärkere Effekte durch die Variation des Oberflächentemperaturfeldes, das dem Modell aufgezwungen wird. Ein Wechsel von einem advektiv modifizierten, klimatologischen Lufttemperaturfeld auf ein klimatologisches Feld der Meeresoberflächentemperatur resultiert in einer drastischen Verringerung der nordatlantischen Tiefenwasserbildung und in einer Umkehr der atlantischen Umwälzzelle. Beide Parametrisierungen des Oberflächenwärmeflusses werden von den Autoren als akzeptable Darstellungen der gegenwärtigen klimatologischen Oberflächenrandbedingungen im Rahmen der Meßgenauigkeit angesehen.

Auch in den CME-Modellen mit lateralen Randzonen kann der Oberflächenantrieb Ein-

fluß auf die Umwälzung nehmen, wenn er nur hinreichend stark ist. Dies zeigt das Experiment SNOA, in dem die scheinbare atmosphärische Gleichgewichtstemperatur im Bereich zwischen 48°N und der nördlichen Randzone um 3.5°C erniedrigt wird. Dies bewirkt eine Erhöhung der maximalen Umwälzung auf 19.3 Sv im quasistationären Gleichgewicht (Abb. 5.1g).

Der Grad der dynamischen Bedeutung thermischer oder haliner Oberflächenanomalien für die Umwälzung, bei Verwendung von Randzonen auf den nordatlantischen Schwellen, hängt vom Dichteunterschied zwischen den oberen Bereichen der nördlichen Randzone und den übrigen subpolaren Gebieten ab. Dies kann durch eine Analyse der Verteilung der potentiellen Dichte und der Dichteflüsse in den verschiedenen Komponenten der thermohalinen Zwangsanpassung gezeigt werden: zu diesem Zweck wird zunächst die mittlere Dichte in einem 13° breiten Streifen südlich der Nordrandzone (zwischen 48°N und 61°N; oberhalb von 1500 m), und die mittlere Dichte im tieferen Teil der Randzone, im weiteren Bereich der Dänemarkstraße (zwischen 47°W und 17°W; unterhalb von 1250 m) mit der maximalen Umwälzung in Beziehung gesetzt. Das erste Gebiet deckt die Regionen tieferreichender freier Konvektion ab. Die dortige mittlere Dichte soll im Folgenden als "subpolare Dichte" bezeichnet werden. Die mittlere Dichte in dem zweiten Gebiet (die "Nordrand-Dichte") repräsentiert die dichteste "Overflow"-Wassermasse der nördlichen Randzone. Die Mittelungsbereiche der Dichte im Nordrand und in der subpolaren Region sind so gewählt, daß die wesentlichen Wassermassen, welche für den thermohalinen Antrieb in Frage kommen, darin repräsentiert sind ("Overflow"-Wasser aus der Dänemarkstraße, konvektiv erzeugtes Tiefenwasser aus dem nordwestlichen Atlantik.) Ergänzend wird auch der Zusammenhang zwischen den Dichteflüssen in beiden Gebieten (Dichtefluß durch Zwangsanpassung in der Randzone und Oberflächendichtefluß südlich davon) und der maximalen Umwälzung betrachtet.

Abb. 5.3 setzt die maximale Umwälzung in Beziehung zu der subpolaren Dichte (Abszisse) und der Nordrand-Dichte (Ordinate). Dies geschieht für verschiedene Experimente im quasistationären Gleichgewichtszustand, deren thermohaliner Antrieb in der nördlichen Randzone oder an der Oberfläche variiert wurde. Hierin sind nicht nur die in diesem Kapitel ausführlich behandelten Experimente ST, NR0, KOA, NR0KOA und SNOA enthalten, sondern auch NDS (sehr kaltes DSOW), NDS2 (kaltes DSOW), NDS2SNOA (kaltes DSOW und starker Oberflächenantrieb im Norden), GSA ("Große Salzgehaltsanomalie" in der Labradorsee), und KNOA (kein nördlicher Oberflächenantrieb), welche in Kapitel 6 und 7 näher beschrieben werden. Das Diagramm in Abb. 5.3 soll nicht den Eindruck erwecken, daß die Umwälzung nur von den beiden Dichten abhängig wäre. Trotz der geringen Anzahl von Experimenten gibt es aber einen zusammenfassenden Überblick der dynamischen Auswirkung verschiedener Antriebsänderungen unter ansonsten unveränderten Randbedingungen. Generell steigt die Umwälzung mit der Erhöhung der Nordrand-Dichte, während sie auf eine Erhöhung der subpolaren Dichte nur im rechten Teil des Diagramms, bei hohen subpolaren Dichten, eine deutliche Reaktion zeigt. Die Anordnung der Isolinien der Umwälzstärke darf in Anbetracht der geringen Datendichte nur als prinzipiell betrachtet werden.

Zur Verdeutlichung der Abhängigkeiten werden "Pfade" durch das Diagramm gelegt. Pfad 1 (der "Randzonen-Pfad") beschreibt die Auswirkung von aufgezwungenen

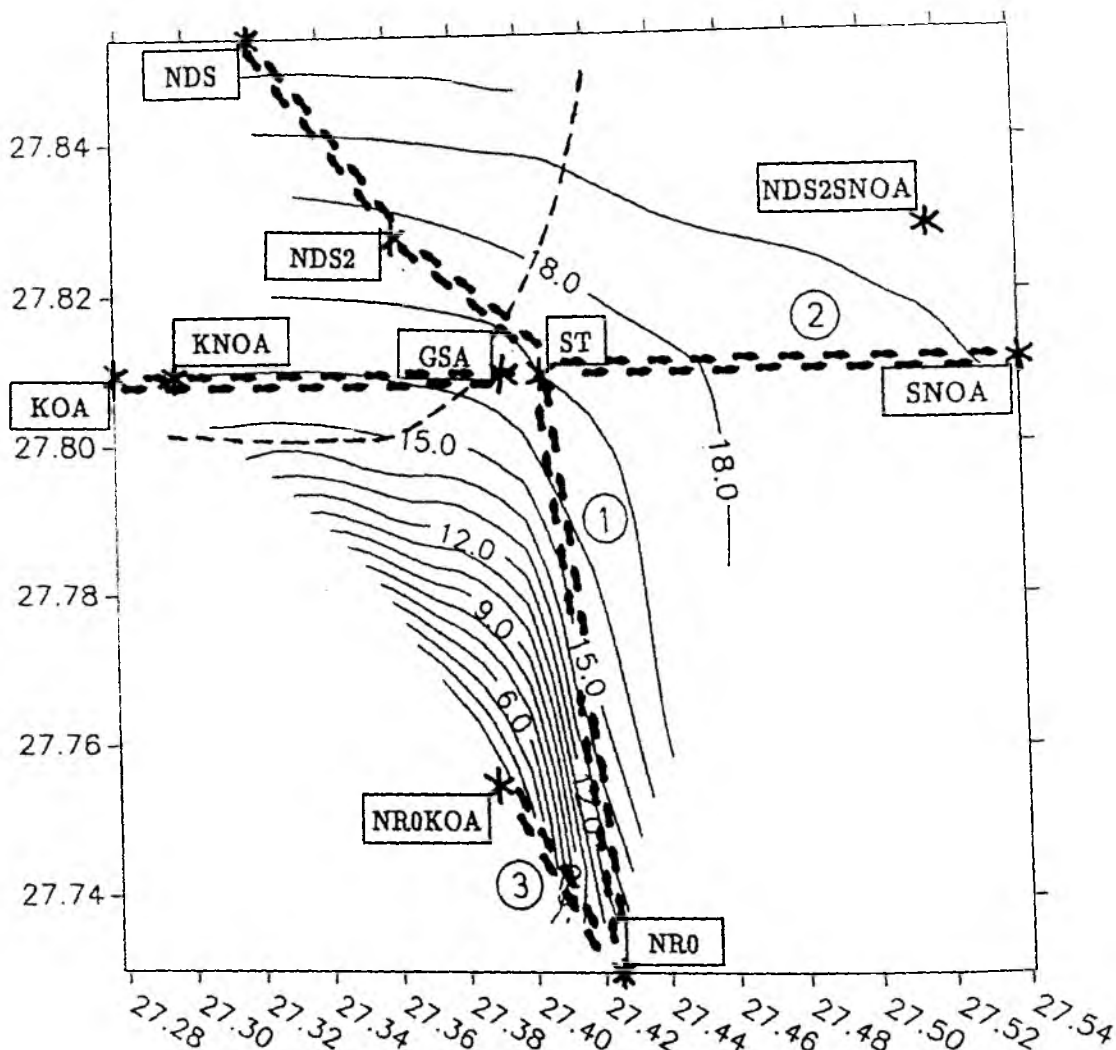


Abbildung 5.3: Umwälzung [Sv] in Abhängigkeit von der mittleren Dichte im tieferen Teil der Randzone im weiteren Bereich der Dänemarkstraße (zwischen 47° W und 17° W; unterhalb von 1250 m) (Ordinate) und von der mittleren Dichte in einem 13° breiten Streifen südlich der Nordrandzone (zwischen 48° N und 61° N; oberhalb von 1500 m) (Abszisse). Pfad 1 beschreibt die Verstärkung des Antriebs innerhalb der nördlichen Randzone bei konstantem Oberflächenantrieb: Experimente NR0 (ohne Nordrand), ST (Standard), NDS2 und NDS (beide mit realistischem DSOW). Pfad 2 zeigt die Zunahme des Oberflächenantriebs bei konstantem Antrieb in der Randzone: Experimente KOA (kein thermohaliner Oberflächenantrieb), KNOA (dito nur im Norden), GSA (negative Salzanomalie in der Labradorsee), ST, SNOA (starker nördlicher Oberflächenantrieb). Pfad 3 beschreibt die Zunahme des Oberflächenantriebs bei inaktiver nördlicher Randzone: Experiment NR0KOA (ohne Nordrand und Oberflächenantrieb). Zwei Regimes sind durch die gestrichelte Trennlinie angedeutet: bei hohen Dichten im Nordrand bleiben Veränderungen des Oberflächenantriebs ohne Einfluß auf die Umwälzung; mit abnehmender Dichte in der Randzone und zunehmender Dichte der subpolaren Oberfläche steigt der Einfluß auf die Umwälzung.

Dichteänderungen in der nördlichen Randzone. Beginnend bei NR0, über ST, NDS2 und NDS wird der Antrieb erhöht und mit großer Effektivität in eine Verstärkung des Meridionaltransports umgesetzt. Die Isolinien der Umwälzung werden deshalb häufig gekreuzt. Pfad 2 beschreibt die Erhöhung der subpolaren Dichte durch Verstärkung des Oberflächenantriebs. Er beginnt bei KOA am linken Rand des Diagramms und verläuft parallel zur Abszisse und zu den Isolinien des Transports über KNOA und GSA zu ST. Im Gegensatz zu dem ersten Pfad ist eine Verstärkung des Oberflächenantriebs in diesem Bereich des Diagramms nur mit geringen Transporterhöhungen verbunden. Erst zwischen ST und SNOA (im rechten Teil der Abbildung) schneidet auch Pfad 2 die Isolinien, wobei der Transport um 2.3 Sv steigt. Eine Verstärkung des Oberflächenantriebs hat dort also einen stärkeren Effekt auf die Umwälzung als bei geringeren subpolaren Dichten. Auch der Übergang von NDS2 auf NDS2SNOA ist mit einer deutlichen Transporterhöhung verbunden. Als dritter Pfad ist die Verbindung zwischen NR0KOA und NR0 im unteren Dichtebereich des Nordrandes zu nennen. Er dokumentiert die Erhöhung der subpolaren Dichte durch Verstärkung des Oberflächenantriebs bei abgeschalteter nördlicher Randzone. In diesem Bereich ist der Oberflächenantrieb sehr effektiv: die Umwälzung steigt auf dem Pfad 3 um 9.7 Sv.

Die aus den Antriebsänderungen resultierenden Dichteunterschiede sind im Modell mit Veränderungen der Flüsse verbunden. Abb. 5.4 zeigt, daß Flußveränderungen in einzelnen Antriebskomponenten keineswegs unabhängig voneinander sind. Generell steigt die Umwälzung mit beiden Flußkomponenten. Eine Änderung einzelner Antriebskomponenten bewirkt wegen der rückstellenden Randbedingungen eine Änderung beider Dichteflüsse. Die Zunahme der subpolaren Dichte entlang des Pfades 2 hat z. B. keinen Einfluß auf die Nordranddichte (Abb. 5.3), während sie jedoch eine Reduzierung des Dichteflusses in der nördlichen Randzone bewirkt, denn das dichtere Oberflächenwasser, welches in die Randzone eindringt, macht geringere Dichteflüsse im Nordrand zur Aufrechterhaltung der Nordrand-Dichte notwendig. Im Fall SNOA wird der Dichtefluß in den Nordrand sogar negativ, bleibt aber klein. Das bedeutet, daß die Zwanganpassung in der Randzone in diesem Fall ohne Bedeutung ist. Die Umwälzung wird von den subpolaren Dichteflüssen durch die Oberfläche getrieben. Im anderen Fall, bei einer Erhöhung der Nordrand-Dichte entlang des ersten Pfades, findet zwischen NR0 und ST nur eine geringe Abnahme der subpolaren Dichte statt. Eine weitere Verstärkung des Randzonenantriebs ist mit einer deutlichen Verringerung der subpolaren Dichte und einer Zunahme des subpolaren Dichteflusses verbunden. Dieses scheinbar widersprüchliche Resultat kann jedoch erklärt werden, da gleichzeitig eine Erhöhung der Umwälzung stattfindet. Dadurch wird die subpolare Oberfläche derart schnell durchströmt, daß die erhöhten Oberflächendichteflüsse entlang des Pfades 1 geringere statische Instabilitäten verursachen als in ST. Dies äußert sich in den flacheren Konvektionstiefen der Experimente NDS2 und NDS (siehe Abb. 5.8). Die subpolare Dichte in den oberen 1500 m wird dadurch geringer. Die Randzone arbeitet hier so, wie es ein globales Modell tun würde, dessen Wassermasseneigenschaften auf den nordatlantischen Schwellen nicht innerhalb zweier Dekaden vom subpolaren Oberflächenantrieb beeinflusst werden.

Die **Zusammenhänge** zwischen den Dichteflüssen und den mittleren Dichten einerseits, und der Umwälzung andererseits, sind Ausdruck der Existenz verschiedener Regimes, die durch unterschiedliche Auswirkungen der einzelnen Antriebskomponenten auf die

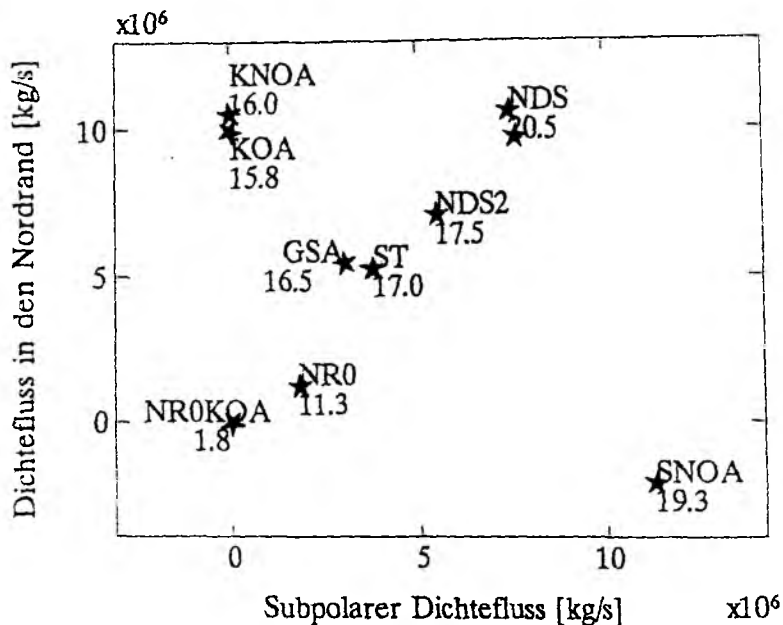


Abbildung 5.4: Dichtefluß durch die Zwangsanpassung in den Nordrand (Ordinate) gegen den Dichtefluß durch die subpolare Oberfläche (Abszisse) (ein 13° breiter Streifen südlich der Nordrandzone zwischen 48°N und 61°N ; oberhalb von 1500 m). Die Zahlenwerte an den Bezeichnungen der Experimente zeigen die maximale Stärke der Umwälzung.

Umwälzung gekennzeichnet sind. Diese Regimes sind durch die unterschiedlichen Schnittwinkel der Pfade mit den Isolinien der Umwälzung in Abb. 5.3 definiert. Da die Datendichte gering ist, sind die Grenzen zwischen den einzelnen Regimes nur grob festzulegen und als prinzipiell zu verstehen. Rechts der gestrichelten Grenzlinie befindet sich das Regime des dynamisch wirksamen Oberflächenantriebs. Je geringer die Nordrand-Dichte und je größer die subpolare Dichte, desto effektiver ist der subpolare Oberflächenantrieb. Links der gestrichelten Grenzlinie in Abb. 5.3 befindet sich das Regime, in dem jede Änderung des Oberflächenantriebs nahezu wirkungslos bleibt. Hier sind sowohl die Nordrand-Dichte, als auch der Dichtefluß in den Nordrand hoch.

Die Veränderung der Umwälzung zwischen ST und SNOA (starker nördlicher Oberflächenantrieb) betrifft vorwiegend den oberen Tiefenbereich bis 2500 m Tiefe (Abb. 5.1 und Abb. 5.11). Das bedeutet, daß hierbei der Oberflächenantrieb mit dem oberen Teil des Randzonenantriebs in Konkurrenz steht, nicht aber mit den unteren "Overflow"-Wassermassen, die südlich der Randzone in größere Tiefen absinken. Die oberen Wassermassen, die die Randzone in der Dänemarkstraße verlassen, durchströmen die Labradorsee und beeinflussen die Hydrographie der oberen Wassersäule. Ein Vergleich der subpolaren Dichte (zwischen 48°N und 61°N ; oberhalb von 1500 m) mit der mittleren Dichte der oberen Randzone (zwischen 47°W und 17°W ; oberhalb von 1250 m) kann weiteren Aufschluß geben: Abb. 5.5 zeigt die so definierten mittleren Dichten für verschiedene Modellexperimente. Die Werte aus der Randzone liegen aus-

nahmslos zwischen $\sigma_{\Theta} = 27.58$ und $\sigma_{\Theta} = 27.62$, während die subpolare Dichte zwischen $\sigma_{\Theta} = 27.27$ und $\sigma_{\Theta} = 27.54$ variiert. Wie oben dargelegt wurde, zeigen bei aktiver Randzone nur SNOA und NDS2SNOA eine nennenswerte Wirkung des Oberflächenantriebs auf die Umwälzung. SNOA ist das Experiment mit der größten subpolaren Dichte von $\sigma_{\Theta} = 27.54$. Diese mittlere Dichte liegt der mittleren Dichte der oberen Randzone am nächsten. Die Differenz beträgt nur etwa 0.1 kg m^{-3} . Die Fähigkeit zur Erzeugung der jeweils größten Dichte in der oberen Wassersäule ist also entscheidend für den Einfluß der beiden Antriebskomponenten auf die meridionale Umwälzung. Bei klimatologischen Randzonen erreicht das Experiment SNOA mit seiner starken Abkühlung an der subpolaren Oberfläche den größten Effekt der konvektiven Tiefenwasserbildung.

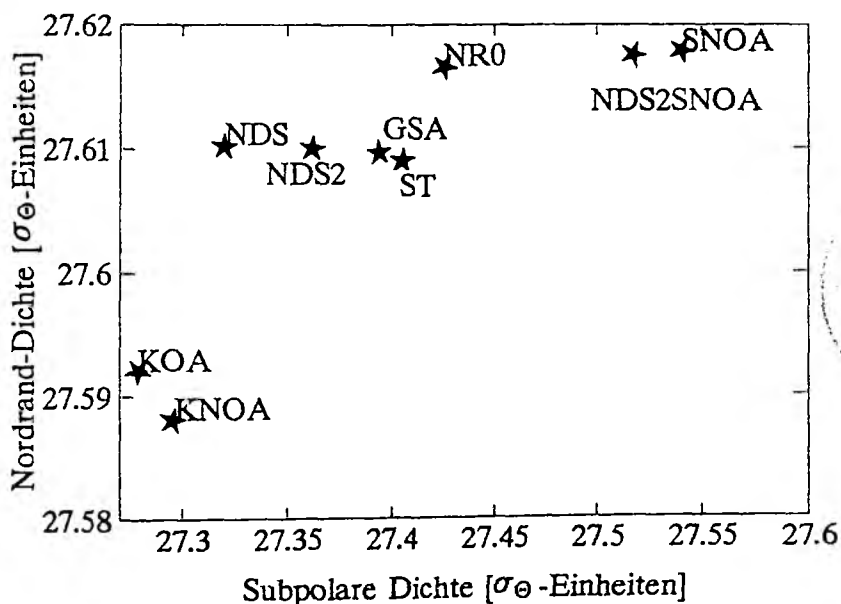


Abbildung 5.5: Mittlere Dichte der oberen nördlichen Randzone (zwischen 4° W und 17° W; unterhalb von 1250 m) gegen die mittlere subpolare Dichte (zwischen 48° N und 61° N; oberhalb von 1500 m) in σ_{Θ} -Einheiten

Die genaue Lage und Breite des Übergangsbereiches zwischen den Regimes läßt sich aus Abb. 5.3 nicht entnehmen. Wie der Vergleich der Umwälzungsraten von GSA ("Große" Salzgehaltsanomalie) und ST zeigt, ist der Standardfall ST relativ unempfindlich gegenüber kleinen Störungen des Oberflächenantriebs. Diese Ergebnisse unterstreichen die Dominanz von Randzonen auf den nordatlantischen Schwellen, und damit die Bedeutung der Tiefenwasserbildung im benachbarten Europäischen Nordmeer unter heutigen klimatischen Bedingungen. Subpolare Oberflächenanomalien, die die Dominanz des "Overflows" deutlich abschwächen (wie in SNOA), liegen im Bereich extremer klimatischer Veränderungen, wie sie nur in Zusammenhang mit paleogeologischen Ereignissen zu Beginn der heutigen Warmzeit vorgekommen sind (DANSGARD et al., 1989). Solche Veränderlichkeit der Oberflächenrandbedingung liegt außerhalb der heute beobachteten Realität. Bei dominanten nördlichen Randbedingungen, wie im Fall ST, bewirkt die kon-

vektive Wassermassenbildung im subpolaren Nordatlantik im wesentlichen eine Prägung von Wassermasseneigenschaften und eine Verstärkung der horizontalen zyklonalen Zirkulation, während die dynamischen Effekte auf die meridionale Umwälzung gering sind. Dieser Punkt wird in Kapitel 7 näher untersucht.

Angesichts der Dominanz der nördlichen Randzone und einer dekadischen Zeitskala beckenweiter Einstellungsprozesse (siehe Kapitel 3) muß eine zwischenjährliche Veränderlichkeit der "Overflow"-Wassermassen stärkere dynamische Folgen für die Umwälzung haben als eine Variabilität in den Oberflächenfeldern südlich der nordatlantischen Schwellen. Dies würde bedeuten, daß die ozeanische Dynamik kleine klimatische Schwankungen in subpolaren Breiten auf dekadischer Zeitskala hinsichtlich ihrer Wirkung auf die Umwälzung abpuffert, solange die Wassermassen auf den nordatlantischen Schwellen von der Störung unberührt sind.

5.2 Meridionaler Wärmetransport

Als Konsequenz der verringerten Umwälzung durch die NADW-Zelle ist auch der nordwärtige Wärmetransport für alle Abschaltexperimente im gesamten Breitenbereich deutlich zurückgegangen (Abb. 5.6 und Tab. 5.2). Die Verdopplung der Anpassungszeit in der Randzone im Experiment ST2 zeigt keine signifikante Wirkung auf den meridionalen Wärmetransport.

Exp.	10°N	25°N	32°N	44°N
ST	0.57	0.76	0.81	0.51
ST2	0.55	0.76	0.81	0.50
NR0	0.31	0.51	0.56	0.27
SR0	0.38	0.54	0.59	0.34
NRSR0	0.33	0.48	0.52	0.24
KOA	0.40	0.43	0.41	0.48
NR0KOA	0.00	0.03	0.02	0.07

Tabelle 5.2: Nordwärtiger Wärmetransport in PW (10^{15} W) an ausgewählten geographischen Breiten

Im jährlichen und meridionalen Mittel zeigt NR0 eine Reduktion um 0.22 PW, SR0 um 0.15 PW und NRSR0 um 0.22 PW gegenüber ST. Nur ein Zusammenwirken beider Randzonen ermöglicht einen Wärmetransport im unteren Bereich der Beobachtungen. Die Wärmetransportkurven von NRSR0 und SR0 verlaufen in den südlichen 20 Breitengraden des Modells nahezu deckungsgleich. Dies gilt ebenso in den nördlichen 25 Breitengraden für NRSR0 und NR0. Hier zeigt sich wieder eine mit der Entfernung abnehmende Bedeutung der jeweiligen Randzonen.

Die Veränderung des Wärmetransportes nach einer Deaktivierung der thermohalinen Oberflächenflüsse (KOA) fällt sehr viel deutlicher aus als in den übrigen Fällen: dieser Wärmetransport liegt zwischen der südlichen Randzone und 9°N nahezu konstant bei 0.38 PW (Abb. 5.6). Zwischen 10°N und 39°N sind schwache Abweichungen von

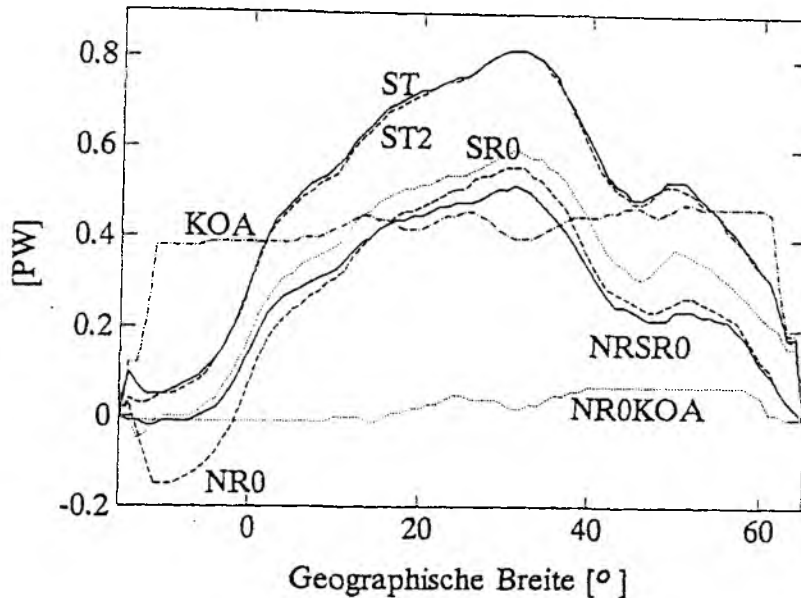


Abbildung 5.6: Nordwärtiger Wärmetransport als Funktion der Breite in PW, für die Experimente ST, ST2, NR0, SR0, NRSR0, KOA, NR0KOA.

der Konstanten festzustellen. Weiter nördlich bis zur nördlichen Randzone verläuft die Kurve auf einem erhöhten Niveau von 0.48 PW wieder etwa konstant.

Die Wärmetransportbilanz

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = q - \nabla_h \cdot \rho C_p \int_0^H [V\Theta - A\nabla\Theta] dz \quad (5.1)$$

bestimmt das Gleichgewicht zwischen der zeitlichen Veränderung des Wärmeinhalts ($\frac{\partial Q}{\partial t}$), des Oberflächenflusses (q) und der Divergenz des advektiven und diffusiven Wärmetransports (zweiter Term auf der rechten Seite). Ohne thermohaline Antriebsquellen zwischen den beiden Randzonen des Modells ist im stationären Fall ($\frac{\partial Q}{\partial t} = 0$) ein konstanter Verlauf des meridionalen Wärmetransports zu erwarten. Die geringen Abweichungen vom konstanten Wert werden durch die weiterhin aktive Anpassungszonen vor Gibraltar und auf dem Labrador-Schelf verursacht. Außerdem kommen kleine zeitliche Veränderungen des Wärmetransports vor, da der quasistationären Zustand des Experiments KOA nicht perfekt ist. Wegen der Nichtlinearität des Modells sind zwischenjährliche Fluktuationen überlagert.

Das Niveau des nahezu konstanten Wärmetransports in KOA wird durch Prozesse im Bereich der Randzonen festgelegt. Deshalb lohnt sich hier eine kurze Betrachtung. Die südliche Randzone erfährt im unteren Bereich einen südwärtigen Einstrom relativ kalten NADW's (Abb. 5.1a). Dieses wird innerhalb der Randzone in wärmeres Wasser transformiert und verläßt die obere Randzone in nördlicher Richtung. Hieraus resultiert ein

nordwärtiger Wärmetransport, dem jedoch die windgetriebene Oberflächenzelle entgegenwirkt: Sehr warmes Oberflächenwasser wird südwärts in die Randzone hinein transportiert. Da die Stärke der südliche Ekman-Zelle von 11 Sv in ST auf 7 Sv in KOA zurückgegangen ist, führt dies zu einer Erhöhung des nordwärtigen Wärmetransports aus der südlichen Randzone heraus. Da die südliche Randzone in KOA weiter aktiv ist, entsteht an ihrer Grenze ein von Ost nach West zunehmender, starker meridionaler Dichtegradient (Abb. 5.7). Ein daran angepaßter geostrophisch dominierter Strom transportiert Oberflächenwasser an der Randzone entlang nach Westen. Wenige Gitterpunkte vor dem südamerikanischen Kontinent wird dieser nach Norden abgelenkt. In der Oberflächenschicht des Modells schwächt dies den Ekman-bedingten südwärtigen Transport, was zu der Erhöhung des nordwärtigen Netto-Wärmetransports führt. Tatsächlich

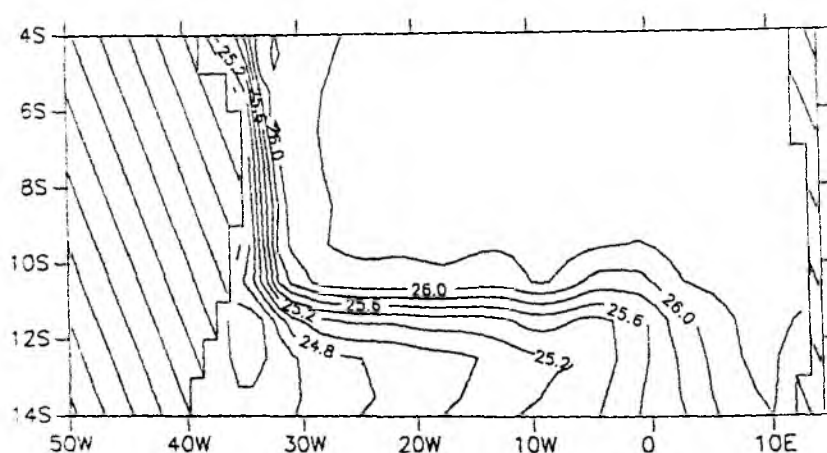


Abbildung 5.7: Potentielle Dichte in σ_θ -Einheiten in 15.50 m Tiefe; Jahresmittel.

hat sich der nordwärtigen Wärmetransport über die Grenze der südlichen Randzone von 0.05 PW (ST) auf 0.38 PW (KOA) erhöht (Abb. 5.6). Dieser Effekt könnte auch bei aktivem Oberflächenantrieb eine Rolle spielen, falls er nicht mit dem Antrieb in einer Randzone kompatibel ist.

Aus der Wärmetransportgleichung (Gl. 5.1) geht hervor, daß die Gestalt des meridionalen Wärmetransports (d. h. die Kurvenform in Abhängigkeit von der geographischen Breite) im stationären Zustand nur vom Oberflächenwärmefluß bestimmt ist, wenn die beckeninternen Anpassungszonen auf dem Labradorschelf und vor Gibraltar vernachlässigt werden. Wird eine rückstellende Randbedingung nach HANEY (1971) zur Bestimmung des Oberflächenwärmeflusses verwendet, wie in den CME-Modellen, dann kann eine veränderte Zirkulation zu veränderten Oberflächentemperaturen führen, deren Differenz zu den vorgeschriebenen scheinbaren atmosphärischen Gleichgewichtstemperaturen den Oberflächenwärmefluß bestimmt. Die Gestalt des meridionalen Wärmetransports hängt also unter rückstellenden Randbedingungen von der Zirkulation ab. Dieser Effekt ist in den CME-Modellen jedoch klein; selbst extreme Zirkulationsänderungen wie im Fall NRSR0 verändern den meridionalen Gradienten des nordwärtigen Wärmetransports nur gering im Vergleich zur direkten Wirkung des thermischen Oberflächenan-

triebs. Andererseits ist der Oberflächenwärmefluß von den Han-Koeffizienten Q_2 und der scheinbaren atmosphärischen Gleichgewichtstemperatur T^* (siehe Kapitel 2.2) abhängig. Deshalb erhebt sich die Frage nach der Zuverlässigkeit dieser beiden empirischen Größen. KLEIN (1993) hat den Fehler der linearen Haney-Formulierung des Oberflächenwärmeflusses, wie sie im Modell angewendet wird, gegenüber aufwendigeren Bestimmungen des Netto-Energieflusses gemessen: maximale Fehler von etwa 25 W m^{-2} im zonalen Mittel treten im Golfstrombereich und im äquatorialen Gebiet auf. Mit einem zusätzlichen maximalen Fehler von 30 W m^{-2} in der Bulk-Parametrisierung des Netto-Wärmeflusses (ISEMER, 1987) ergibt sich ein größtmöglicher Gesamtfehler von 55 W m^{-2} . Eine Auswertung der Wärmetransportgleichung (Gl.5.1) unter stationären Verhältnissen liefert eine Abschätzung der Auswirkung auf der meridionalen Wärmetransport: mit einer Beckenbreite von 4000 km ergibt sich über einem Breitenbereich von 5° ein Fehler von 0.12 PW für den nordwärtigen Wärmetransport. Dieser Fehler wird allein durch die Unsicherheit der Parametrisierung des Oberflächenwärmeflusses im Modell verursacht. Diese Abschätzung anhand eines extremen Beispiels liegt noch im Bereich des Effektes einzelner Randzonen (Abb. 5.6) (Die Differenz zwischen ST und SR0 bei 40°N beträgt 0.18 PW). Die Gestalt der meridionalen Wärmetransports kann hiervon also merklich berührt sein. Indirekte Effekte eines Fehlers im Oberflächenwärmefluß wie eine unrealistische Zirkulation, die ihrerseits den Oberflächenwärmefuß beeinflusst, sind von dieser Abschätzung unberührt.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die Vernachlässigung des thermohalinen Oberflächenantriebs unter Beibehaltung von Randzonen nur geringe Konsequenzen für die Hauptzelle der Umwälzbewegung hat. Für die Oberflächentemperatur und den meridionalen Wärmetransport stellen sich jedoch erhebliche Abweichungen vom Standardfall ein. Ohne Dichteflüsse an der Oberfläche ist der meridionale Wärmetransport nahezu konstant. Das Niveau wird durch die Randzonen bestimmt und unterliegt nur geringen Modulierungen durch die beiden beckeninternen thermohalinen Anpassungszonen (Labrador-Schelf-Zone, Mittelmeer-Zone), sowie durch Abweichungen vom quasistationären Zustand. Der aus der Haney-Randbedingung resultierende Fehler im Wärmetransport läßt Bemühungen zur Verbesserung sinnvoll erscheinen.

5.3 Konvektion und Vertikaltransport

Wie in Kap 5.1 dargelegt wird, gewinnt der thermohaline Oberflächenantrieb wesentlich an Einfluß, wenn die Dichteaufnahme der nördlichen Randzonen reduziert wird. Auch ohne beide Randzonen (Experiment NRSR0) kann eine NADW-Zelle von 10.5 Sv existieren. Diese ist verbunden mit einem gegenüber ST verstärkten Oberflächendichtefluß und einer Vertiefung der durchmischten Oberflächenschicht. Exemplarisch für den Zeitraum der tiefsten Durchmischung wird der Tag 64 im jeweils letzten Jahr eines Experiments in Abb. 5.8 dargestellt: Im Standardexperiment ST werden maximale Tiefen von 1800 m in der zentralen Labradorsee erreicht. Von hier aus erstreckt sich ein Streifen von mittleren Tiefen (600 – 1000 m) ostwärts entlang der nördlichen Berandung bis zu den britischen Inseln. In NRSR0 reicht die durchmischte Oberflächenschicht tiefer. Der vertikal homogenisierte Teil der Labradorsee reicht etwa 300 km weiter nach Nordwe-

sten. Maximale Tiefen im durchmischten Streifen am Nordrand sind 2800 m in der Labradorsee und 1400 m südwestlich von Island.

Ohne beide Randzonen mit ihrem Sog-Effekt ist die subpolare Oberflächenzirkulation schwächer als in ST. Dadurch wird im obersten Niveau die effektive Anpassungszeit eines fiktiven Wasserteilchens an vorgeschriebene Temperaturen und Salzgehalte verkürzt. Die zentrale Labradorsee erfährt deshalb in NRSR0 einen Oberflächendichtefluß von etwa $1.4 \cdot 10^{-6} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, der gegenüber $1.0 \cdot 10^{-6} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in ST deutlich verstärkt ist. Diese Dichtezunahme ermöglicht die Vertiefung der konvektiv durchmischten Oberflächenschicht in NRSR0 und auch in NR0 (Abb. 5.8d,c). Ähnliches geschieht im Fall des verstärkten nördlichen Oberflächenantriebs (SNOA): Der mittlere Oberflächendichtefluß zwischen 48°N und der nördlichen Randzone steigt von $0.7 \cdot 10^{-6} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in ST auf $2.3 \cdot 10^{-6} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in SNOA. Dies führt in dem genannten Gebiet zu einer Vertiefung der homogenisierten Wassersäulen (Abb. 5.8g). In der zentralen Labradorsee werden Konvektionstiefen von bis zu 3200 m erreicht. Deutliche Unterschiede zum Fall ST zeigen sich auch östlich des Reykjanes-Rückens. Die tiefreichende Konvektion nimmt dort eine wesentlich größere horizontale Fläche ein als in ST. Diese vertikal homogenisierten Gebiete reichen bis 1600 m Tiefe. Im Rockallgraben, westlich von Irland werden sogar 3000 m erreicht.

Konvektive Tiefenwasserbildung muß nicht notwendigerweise mit Absinken am gleichen Ort verbunden sein. Trotz der großen Konvektionstiefen in der Labradorsee zeigt Abb. 5.9 für ST nur ein schwaches Absinken von 1.2 Sv, welches vor den Küsten der Labradorsee konzentriert ist (Abb. 5.10a). Der Hauptanteil des Vertikaltransports von 12.1 Sv findet innerhalb der nördlichen Randzone zwischen Grönland und dem Süden Islands statt. Ohne thermohalinen Antrieb in den Randzonen (NRSR0) wird der abwärtige Transport in diesen Gebieten der nördlichen Randzone deutlich auf 4.1 Sv reduziert (Ein thermohaliner Oberflächenantrieb ist über der Randzone weiterhin aktiv). In der Labradorsee hingegen ist das Absinken mit 4.4 Sv gegenüber ST nahezu vervierfacht. Im Experiment SNOA (starker Oberflächenantrieb im Norden, aktive Randzonen) findet ebenfalls eine Verlagerung des Absinkens aus der nördlichen Randzone in den übrigen subpolaren Bereich statt. In der Randzone sinken nur noch 9.7 Sv ab, während südlich davon ein Absinken von 8.1 Sv gegenüber 2.2 Sv in ST stattfindet. Bei fehlenden Randzonen oder einem starken Oberflächenantrieb kann also ein vertikaler Transport nahe den Orten der Konvektion südlich der Randzone stattfinden. Für den Fall SNOA ist dies auch in einem Vergleich der meridionalen Stromfunktionen deutlich zu erkennen (Abb. 5.1a,g): Der abwärtige Transport zwischen dem Transportmaximum bei 44°N und dem nördlichen Rand ist in SNOA über einen größeren Breitenbereich verteilt als in ST.

Konvektive Tiefenwasserbildung führt zu einer Dichteerhöhung in der Tiefe und folglich zu einer Veränderung der horizontalen Dichtegradienten. Entsprechend der thermischen Wind Relation muß dies eine zyklonale Umströmung des Konvektionsgebietes zumindest in Oberflächennähe nach sich ziehen, wie sie in den Abb. 5.8a und 5.8g erkennbar ist. Die große räumliche Ausdehnung der Konvektionsgebiete in SNOA ist mit einer verstärkten horizontalen Zirkulation im Nordosten verbunden, die sich an den Gradienten der Mischungstiefen orientiert. (Abb. 5.8g).

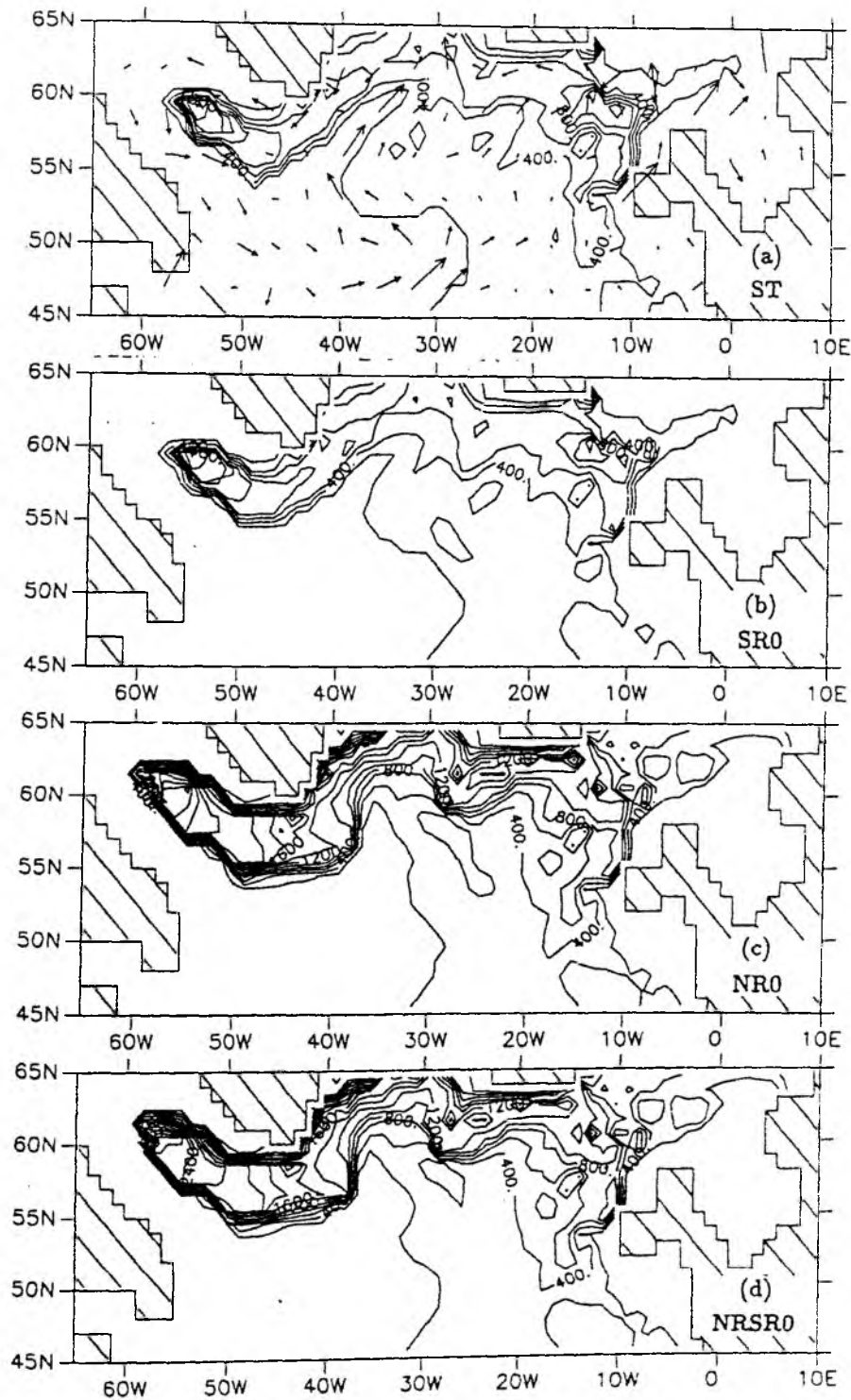


Abbildung 5.8: Tiefe der homogenisierten Oberflächenschicht ($\sigma_{\theta}(z) = \sigma_{\theta}(z = 0) + 0.01$) für (a) ST (maximale Tiefe: 1800 m), (b) SR0 (1800 m), (c) NR0 (2800 m), (d) NRSR0 (2800 m). Für den Fall ST sind zusätzlich vertikal gemittelte Geschwindigkeiten (91 m – 577 m) auf einem groben Gitter dargestellt: die Vektoren sind an den Gradienten der Konvektionsgebiete orientiert.

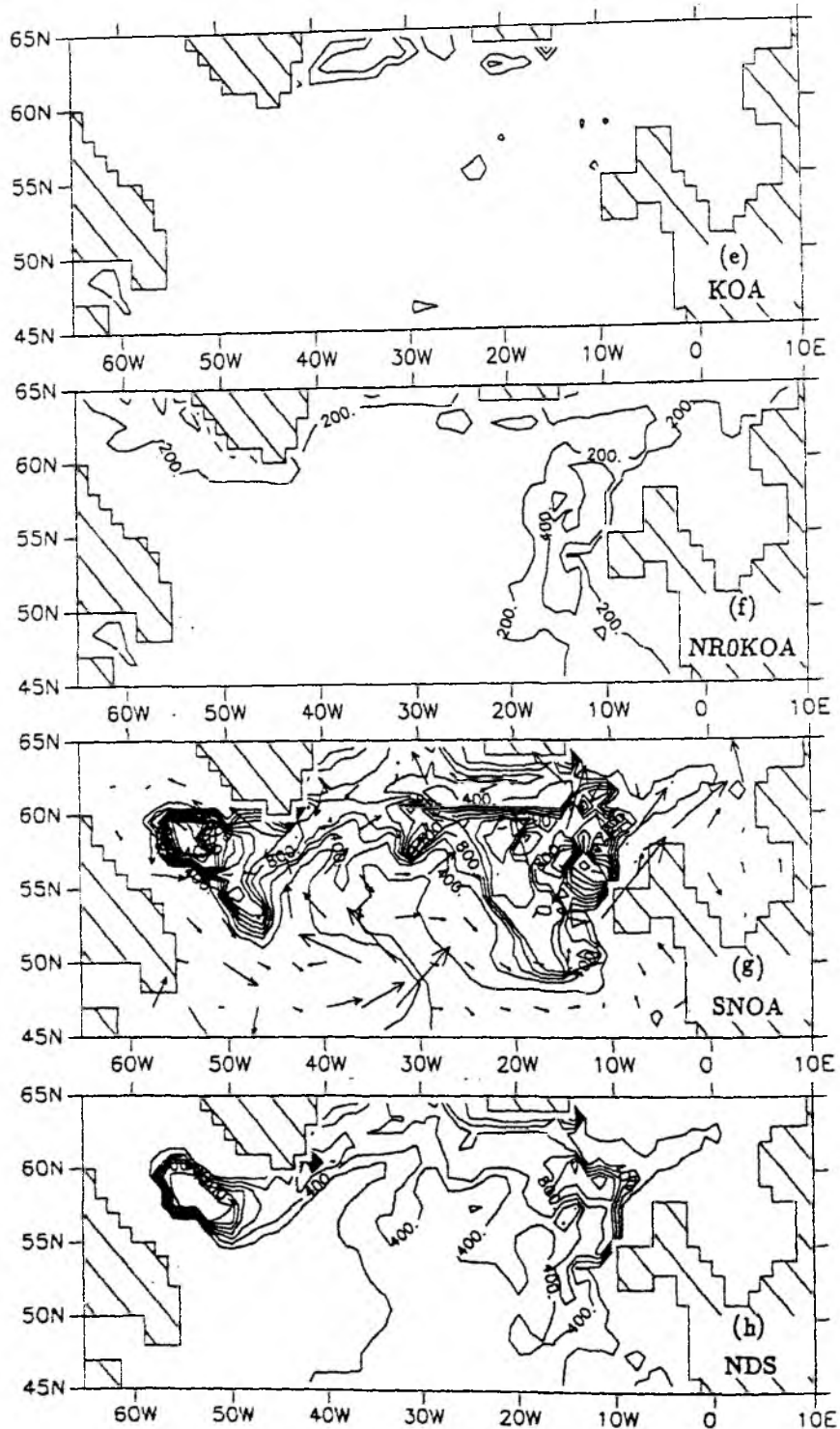


Abbildung 5.8: Tiefe der homogenisierten Oberflächenschicht ($\sigma_\theta(z) = \sigma_\theta(z = 0) + 0.01$) für (e) KOA (< 200 m), (f) NR0KOA (200 m), (g) SNOA (3200 m), (h) NDS (1400 m). Für den Fall SNOA sind zusätzlich vertikal gemittelte (91 m - 577 m) Geschwindigkeiten auf einem groben Gitter dargestellt: die Vektoren sind an den Gradienten der Konvektionsgebiete orientiert.

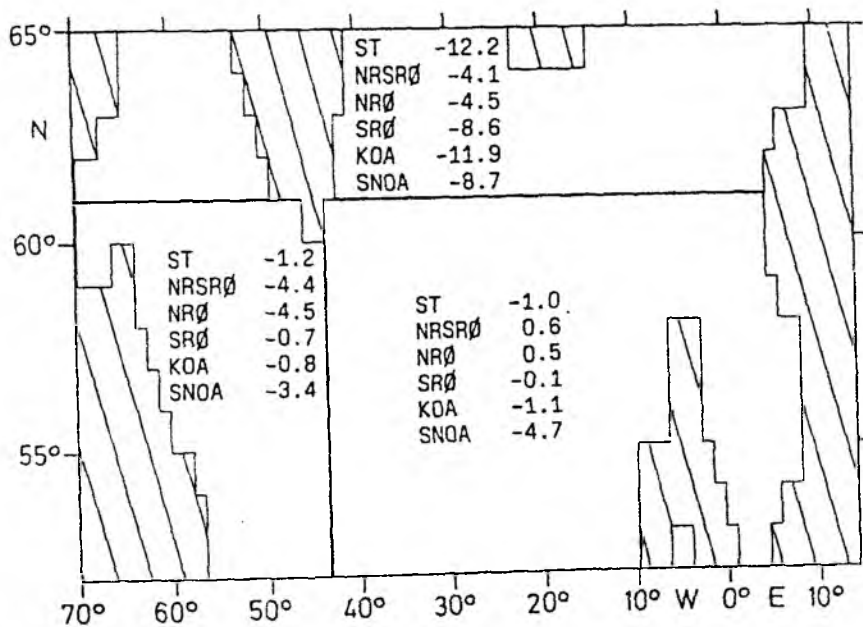


Abbildung 5.9: Vertikaltransporte in Teilbereichen des Nordatlantiks für verschiedene Modellexperimente in Sv.

Vertikalbewegungen werden im Modell nur aufgrund der Kontinuitätsgleichung erzeugt. Da die größten Konvergenzen an topographischen Hindernissen auftreten, tritt Absinken zumeist in Randnähe auf. Die Abbildungen 5.10a und 5.10b zeigen diesen Effekt anhand der Fälle ST und NRSRØ. Größte Vertikalgeschwindigkeiten treten in der Randzone und an den Küsten von Labrador und Grönland auf. Im Fall SNOA ist ein ähnlicher Effekt mit allerdings stärkeren abwärtigen Vertikalgeschwindigkeiten zu erkennen (Abb. 5.10c). An den zahlreichen topographischen Unebenheiten im inneren Modellgebiet und an den Küsten muß die durch die Konvektion verstärkte horizontale Zirkulation zu zusätzlichen Vertikaltransporten auch im Nordosten führen. Diese könnten prinzipiell aufwärts oder abwärts gerichtet sein. In allen Modellvarianten resultiert jedoch ein Nettotransport in abwärtiger Richtung, der nicht lokal, sondern in südlicheren Gebieten ausgeglichen wird (siehe Abb. 5.1g). Diese Steigerung des südwardigen Transports gegenüber ST bei 54°N ist in Abb. 5.11a deutlich zu erkennen. Über die thermische Wind Relation muß hiermit eine Verstärkung des mittleren zonalen Dichtegradienten im Tiefenwasserniveau verbunden sein. Anderenfalls wäre kein verstärkter meridionaler Tiefenwassertransport möglich. Dies wird durch Abb. 5.12 bestätigt: Der mittlere zonale Dichtegradient bei 54°N ist zwischen 1200 und 2000 m deutlich stärker negativ als in ST. Dieser größere Gradient ist durch die in SNOA ausgedehnte Konvektion, insbesondere in der Labradorsee bedingt.

In Fall ST verbleibt der obere Teil (etwa 1000 m) der in der Labradorsee konvektiv erzeugten Wassermasse in der zykonalen subpolaren Zirkulation (siehe Tracerverteilung

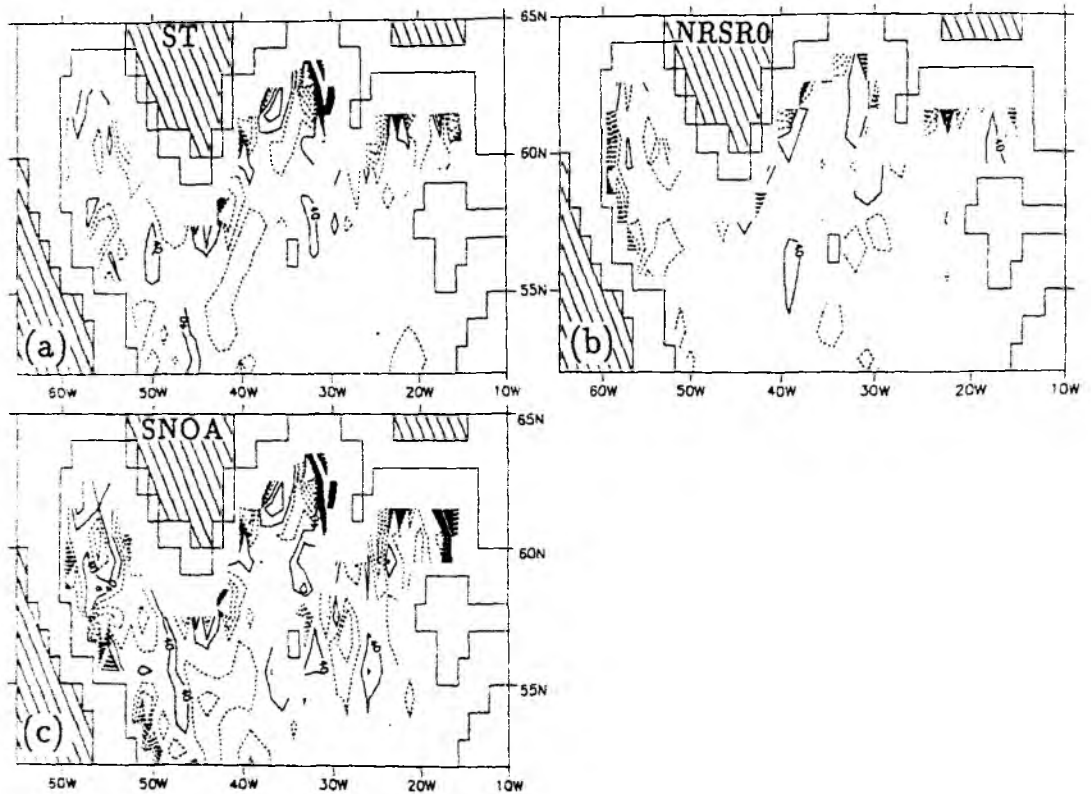


Abbildung 5.10: Vertikalgeschwindigkeiten in 1250 m Tiefe (a) in ST, (b) in NRSRO und (c) in SNOA.

in Kapitel 7, Abb. 7.7). Da die winterliche Homogenisierung in SNOA bis 3200 m reicht und räumlich gegenüber ST ausgedehnt ist, sind auch die tieferen und südlicheren Teile des Randstroms (bei 52°N, 50°W) von der Verstärkung horizontaler Dichtegradienten betroffen. Dies führt zu geostrophischen Transporten, die weniger in der inneren Zyklone gefangen sind als in ST. Stattdessen wird der DWBC entlang der Küste von Labrador gestärkt, wodurch der Transport von Volumen und Dichte in das nordamerikanische Becken erhöht wird (Abb. 5.13). Der in SNOA auftretende östliche Teil der Konvektion liegt außerhalb der engeren, im Westen konzentrierten subpolaren Zirkulation. Die tiefste Konvektion in diesem Gebiet findet im Rockallgraben, westlich von Irland statt (Abb. 5.8g). Die dabei entstehende positive Dichteanomalie wird über ein Stromband in das nordamerikanische Becken abgeführt (Abb. 5.13) und verstärkt somit auch dort den zonalen Dichtegradienten.

Die tiefreichende und ausgedehnte Konvektion in SNOA führt also zu Dichteänderungen gegenüber ST, die das örtliche Strömungsfeld modifizieren und auch eine Verstärkung des mittleren zonalen Dichtegradienten bewirken. Dies ist über die thermische Wind Beziehung mit einer Veränderung des zonal gemittelten Stromprofils in subpolaren Brei-

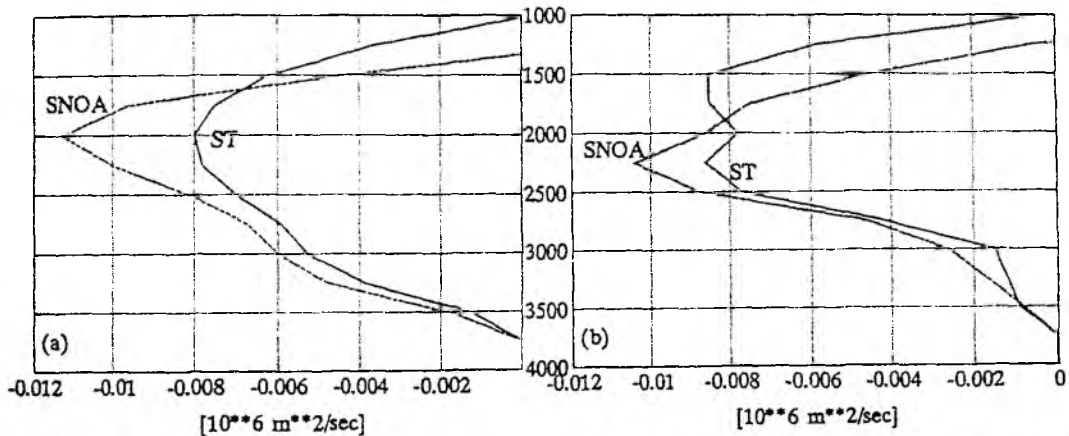


Abbildung 5.11: Profil des zonal integrierten Transports für die Fälle ST und SNOA (starker nördlicher Oberflächenantrieb) in m^2s^{-1} ; (a) bei $54^\circ N$ und (b) bei $60^\circ N$.

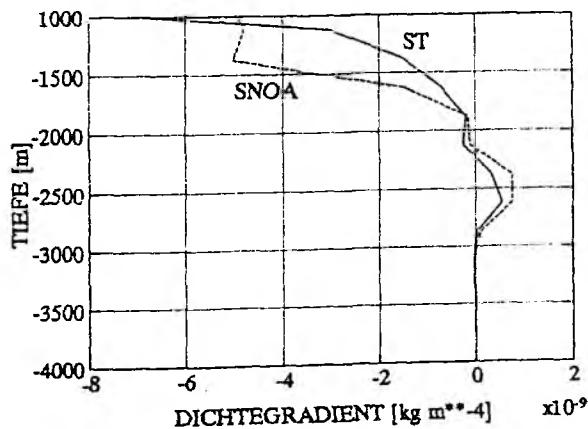


Abbildung 5.12: Profil des zonal gemittelten Dichtegradienten in $kg m^{-2}$; für die Fälle ST und SNOA, bei $54^\circ N$.

ten verbunden. Die Änderung des Stromprofils in der nördlichen Randzone ist dagegen deutlich schwächer ausgeprägt (Abb. 5.11b). Die Zunahme des südwardigen Transports zwischen der Randzone und $54^\circ N$ muß also lokal ausgeglichen werden. Der Zwang zur Kontinuität erfordert ein ausgleichendes Absinken, das am Ort des erhöhten Dichtegradienten und nicht erst in der nördlichen Randzone stattfindet. Deshalb findet im Fall SNOA ein deutliches Absinken südlich der nördlichen Randzone statt. Ähnliches gilt auch für die Experimente NRO und NRSRO, in denen die Konvektion tiefer reicht als in ST. Dies resultiert in einem verstärkten Absinken im nordwestlichen Nordatlantik. Im Gegensatz dazu führt eine Verflachung oder Unterbindung der Konvektion, wie in dem Experiment ohne Oberflächenantrieb (KOA), nur im oberen Teil der Wassersäule zu Verringerungen der Dichte. Die Dichteanomalie bleibt in der weitgehend durch Wind und Randzoneneffekte getriebenen horizontalen subpolaren Zirkulation gefangen. Die tiefe Konvektion im Standardfall ST ist nicht tief genug und horizontal zu beschränkt, als

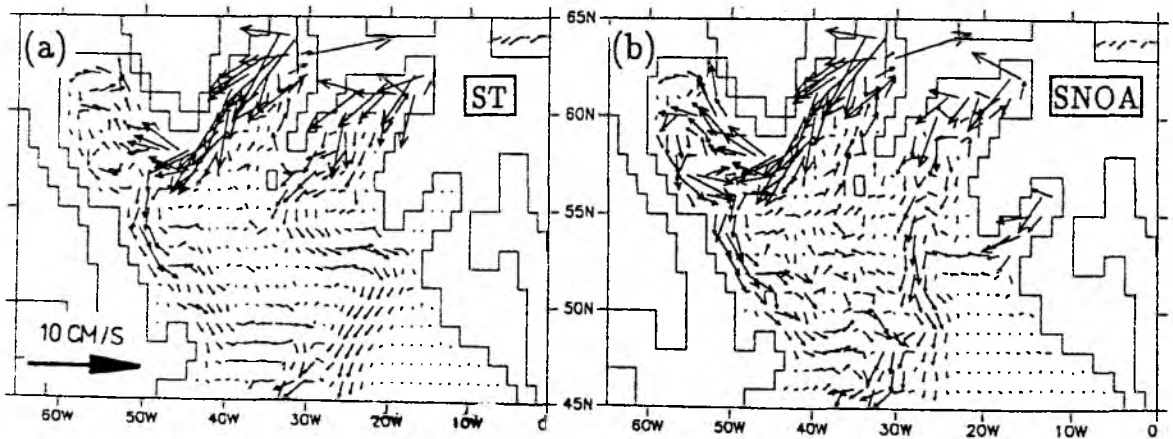


Abbildung 5.13: Horizontale Geschwindigkeit in 1625 m Tiefe für die Experimente (a) ST und (b) SNOA.

daß ihr Fehlen in KOA starke Änderungen im tiefen zonal gemittelten Dichtegradienten hervorrufen könnte.

Die Modifizierung der Dichtestruktur im Fall des starken nördlichen Oberflächenantriebs (SNOA) geschieht zunächst mit Hilfe eines wellenvermittelten beckenweiten Adjustierungsprozesses wie er in Kapitel 3.3 dokumentiert ist. Eine über die dynamische Anpassung hinausgehende Veränderung der Dichtestruktur im Tiefenwasser erfolgt beckenweit über längerfristige advective und diffusive Prozesse. Die Advektion könnte lokal auch auf kürzerer Zeitskala wirksam werden, indem die Tiefenkonvektion direkt in die tiefen Randströme hineinwirkt und dort die Dichte erhöht, wie RHINES (persönliche Mitteilung) es in der südwestlichen Labradorsee gefunden hat. Dies könnte zu einer weiteren Erhöhung des mittleren zonalen Dichtegradienten führen. Wenn ein Randstrom eine konvektive Dichteerhöhung erfährt, bleibt die Impulsverteilung im Modell zunächst unberührt. Dies entspricht einem sofortigen südwardigen Dichtetransport. GERDES und KÖBERLE (1994) weisen in Zusammenhang mit einer forcierten Konvektion in der Dänemarkstraße auf die Möglichkeit einer sich selbst advehierenden Dichtestörung hin. Dieser Terminus beschreibt die wiederholte Abfolge von Dichtestörung, Entstehung einer geostrophischen Strömung, Advektion der Dichte durch die neue Strömung, usw. Möglicherweise spielt dieser Mechanismus hier eine Rolle bei der lokalen Einstellung des Transports auf ein neues Konvektionsfeld, denn die Randströme im Bereich der Labradorsee sind so breit, daß die Konvektion in SNOA dort hineinreicht. Die beckenweite Zeitskala der dynamischen Adjustierung ist hiervon jedoch unberührt. Sie wird in den CME-Modellen durch Wellen herbeigeführt (siehe Kapitel 3.3). Als weitere Möglichkeit zur Erhöhung des südwardigen Dichtetransports nach tiefreichenden Konvektionsereignissen kommt die diffusive Einmischung in Randströme in Frage.

Die unterschiedlichen Vermischungstiefen und Vertikaltransporte in ST und NRSR0 un-

terstreichen und vertiefen die Erkenntnisse aus der Analyse der mittleren Dichten und der Dichteflüsse in Kapitel 5.1. Unter Standardverhältnissen mit klimatologischem Antrieb beherrschen die nordatlantischen "Overflow"-Wassermassen die meridionale Umwälzung. Die Tiefenwasserbildung im subpolaren Atlantik, südlich der Schwellen, hat hierauf nur einen geringen Einfluß. Wenn der Oberflächenantrieb jedoch imstande ist, hinreichend dichte Wassermassen in subpolaren Breiten zu erzeugen, wie im Fall SNOA, dann kann eine Ausdehnung der Konvektionsgebiete zu verstärkten mittleren zonalen Dichtegradi-enten in diesem Gebiet führen. Dies treibt den südwärtigen Transport im Tiefenwasser an. Aus Kontinuitätsgründen erfolgt ein lokales Absinken und entsprechendes "Kurz-schließen" der Umwälzung. Die nordwärtige Bewegung nahe der Oberfläche erreicht die nördliche Randzone in einem deutlich geringeren Ausmaß als in ST. Der nordwärtige Transport in der Randzone ist somit zugunsten eines Absinkens in subpolaren Gebieten reduziert.

6 Bedeutung des Dänemarkstraßen-“Overflow”-Wassers für die beckenweite Zirkulation

Ein typisches Problem numerischer Zirkulationsmodelle sind zu schwache Transporte von Wärme und Volumen. Der maximale Wärmetransport der Standardversion ST liegt mit 0.82 PW etwa 30% unter dem beobachteten Transport von 1.2 PW bei 24°N (HALL und BRYDEN, 1982; Abb. 6.5). SARMIENTO's (1986) Atlantikmodell liefert ein ähnliches Resultat wie das 1°CME-Modell. In beiden Modellen wird eine robust diagnostische Zwangsanpassung von potentieller Temperatur und Salzgehalt innerhalb von künstlichen Randzonen durchgeführt. Zu diesem Zweck wird der in der ozeanographischen Gemeinschaft vielfach verwendete hydrographische Datensatz von LEVITUS (1982) benutzt. Auch SEMTNER und CHERVIN (1992) verfahren in dieser Weise, um ihr nahezu erdumspannendes Modell mit “Overflow”-Wasser aus dem Europäischen Nordmeer zu versorgen. Wie in Kapitel 4 dargelegt wird, sind diese Levitus'schen Daten aufgrund der geringen Datendichte stark geglättet, und beinhalten kein kaltes DSOW. Angesichts des dominierenden Einflusses der Randzone auf Umwälzung und Wärmetransport, wie er in Kapitel 5 gezeigt wird, stellt sich hier die Frage nach dem Einfluß der fehlerhaften Daten in der nördlichen Randzone auf Wärme- und Volumentransport. Eine Untersuchung dieser Frage soll hier mit dem Testen von Verbesserungsmöglichkeiten kombiniert werden. Dies geschieht anhand der Modellvarianten ST, NDS, NDS2, ST1/3 und NDS1/3.

Die auffälligste Struktur in einem beobachteten Temperaturschnitt über die Dänemarkstraße von SMETHIE und SWIFT (1989) (Abb. 2.2) ist das kalte Dänemarkstraßen-Overflow-Wasser (DSOW) zwischen 1000 m Tiefe und dem Boden. Es ist räumlich begrenzt in einem schmalen Streifen am westlichen Hang und am Boden der ausgehenden Dänemarkstraße. Dagegen fehlt das DSOW als wesentliche nordatlantische Tiefenwasserquelle in den Levitus-Daten vollständig (Abb. 2.3). Da außerdem in dem Standardmodell ST der obere NADW-Transport deutlich überbetont wird (siehe Kapitel 4.2), besteht der Verdacht, daß beide Defizite des Modells miteinander in Beziehung stehen. Da das 1°Modell die Struktur des NADW's nur unzureichend auflösen kann, ist eine Verbesserung der Hydrographie in der nördlichen Randzone nur in idealisierter Form möglich. Analog zu dem Temperatur-Schnitt von SMETHIE und SWIFT (1989) wird eine idealisierte DSOW-Struktur mit einer minimalen Temperatur von 0°C in der Randzone eingeführt (Abb. 2.4). Die Eigenschaften des DSOW-Kerns unterliegen keinem Jahresgang; eine Festsetzung, die mit Beobachtungen von DICKSON et al. (1990) konsistent ist. Die Modellversionen NDS und NDS1/3 (1/3°CME-Modell) wurden mit dieser umgestalteten (DSOW-beinhaltenen) nördlichen Randzone im Bereich der Dänemarkstraße ausgestattet. Weitere technische Einzelheiten sind in der Modellbeschreibung (Kapitel 2.4) zu finden.

In Kapitel 3 wird gezeigt, daß sich die Experimente ST, NDS, und ST1/3 in einem quasi-stationären Gleichgewichtszustand mit den thermohalinen Flüssen an der Oberfläche und an den Modellrändern befinden. Für das hochauflösende Experiment NDS1/3 gilt dies nur bedingt im Mittel über mehrere Jahre, da hydrodynamische Instabilitäten in hochauflösenden, nichtlinearen Modell zwischenjährliche Variabilität verursachen können.

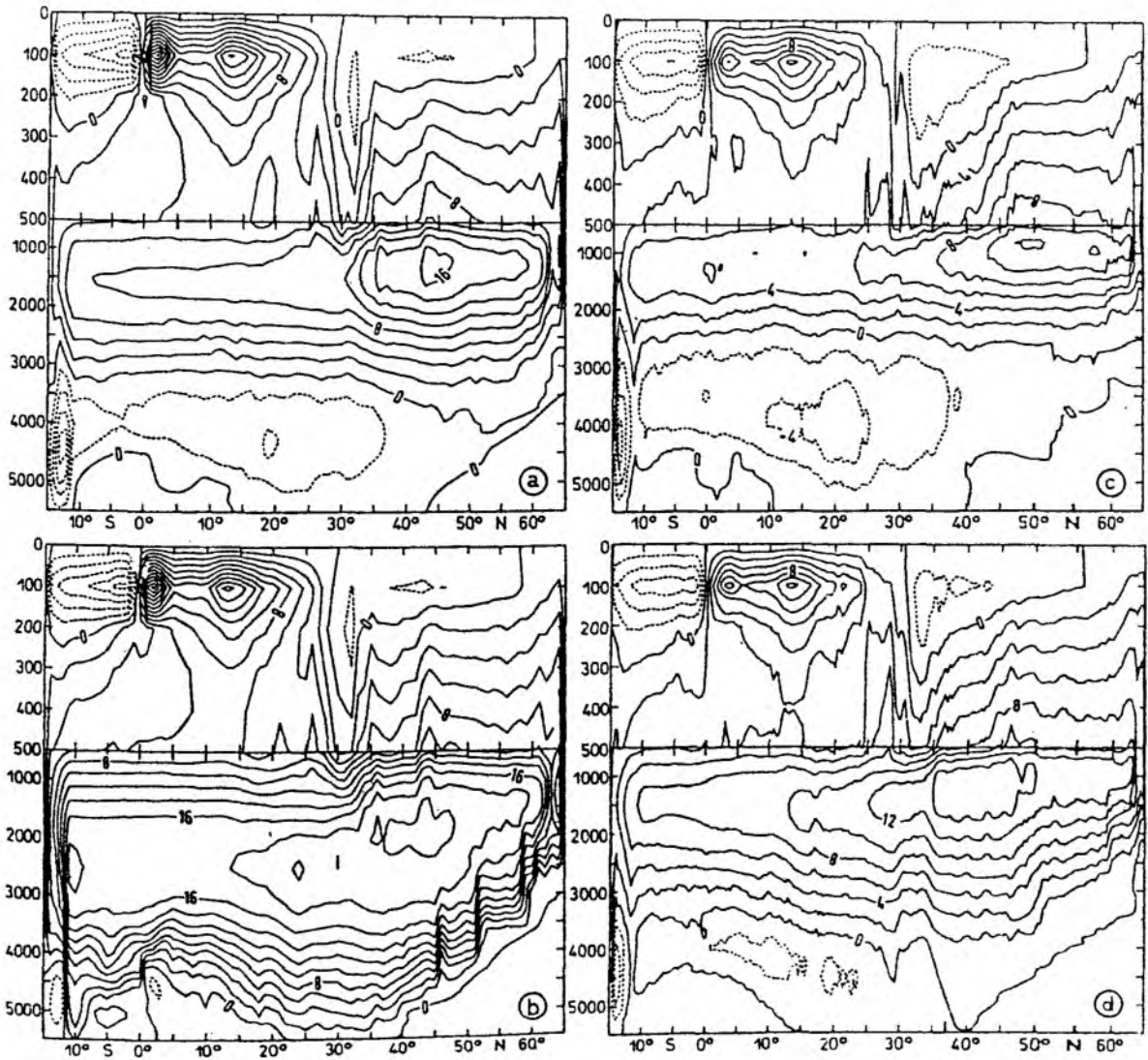


Abbildung 6.1: Stromfunktion des zonal integrierten Volumentransports in der vertikal-meridionalen Ebene; Jahresmittel des jeweils letzten Jahres; (a) ST (b) NDS (c) ST1/3 (d) NDS1/3.

6.1 Meridionale Umwälzung

Das im Experiment NDS kältere DSOW (etwa 0°C anstatt 3°C) verursacht im quasi-stationären Gleichgewichtszustand einen verstärkten südwardigen Strom in das innere Modellgebiet. Dieser muß aus Kontinuitätsgründen durch einen ebenfalls verstärkten, entgegengesetzten Strom in die Randzone kompensiert werden. Dies geschieht in den oberen Niveaus der Randzone. Die aus diesem Zwang resultierende Volumentransport-Stromfunktion der meridionalen Umwälzbewegung zeigt in NDS und NDS1/3 qualitativ ähnliche Strukturen wie in ST (Abb. 6.1) Die einzelnen Zirkulationszellen unterscheiden sich in der Umwälzstärke sowie in ihrer räumlichen Lage und Position. Der Haupteffekt des kälteren "Overflow"-Wassers in der Dänemarkstraße des Experimentes NDS ist eine vertikale Ausweitung und eine Vergrößerung des Transports der NADW-Zelle (Abb. 6.1b): das Zentrum ist gegenüber ST um etwa 1000 m abwärts, in den Bereich zwischen 2000 und 2500 m verschoben. Mit Ausnahme des Bereiches um 15°N reicht der zonal integrierte Transport der Zelle in NDS bis zum Boden. Ein um 3 Sv stärkerer Antrieb in der nördlichen Randzone bewirkt eine Erhöhung der maximalen Umwälzung von 17 auf 21 Sv. Der Auftrieb in mittleren Breiten beträgt nur noch 2 Sv im Vergleich zu 6 Sv in ST. Deshalb ist der tropische Teil der NADW-Zelle mit 16 Sv in NDS etwa doppelt so stark wie in ST.

Für das wirbelauffösende Experiment NDS1/3 können ähnliche Tendenzen festgestellt werden: wie die Abb. 6.1c,d zeigen, ist die NADW-Zelle stärker (14.5 Sv) und in der vertikalen Ausdehnung deutlich größer als in ST1/3 (12 Sv). Dagegen ist die AABW-Zelle schwächer und auf den Bereich südlich von 36°N beschränkt.

Eine quantitative Validierung der Umwälz-Struktur der Modelle anhand von Beobachtungen ist aufgrund der kleinen Datenbasis an kompletten transatlantischen Schnitten und aufgrund der ungenauen Bestimmung von Referenz-Niveaus nur eingeschränkt möglich. ROEMMICH und WUNSCH (1985) zeigen Profile des geostrophischen Transports bei 36°N , die durch den Zwang eines verschwindenden Gesamttransports adjustiert wurden (Abb. 6.2). Dabei ergeben sich zwei Maxima südwardigen Transports bei 1700 m und zwischen 2500 m und 4500 m. Wie in Kapitel 4 diskutiert, assoziieren die Autoren das obere Maximum mit dem LSW-Transport, und das untere mit "Overflow"-Wassermassen aus dem Europäischen Nordmeer. Diese Doppelstruktur wird durch Freon Messungen (FINE und MOLINARI, 1988; RHEIN et al., 1994) und direkte Strommessungen (SCHOTT et al., 1993) bestätigt.

Die Transportprofile der beiden Referenzexperimente ST und ST1/3 liefern lediglich ein südwardiges Transportmaximum bei etwa 1700 m im Bereich des oberen NADW's, welches im Vergleich zu den Beobachtungen zu stark ist (Abb. 6.3).

Der Transport des unteren NADW's ist in diesen Standardexperimenten unterrepräsentiert, was einen fehlenden thermohalinen Antrieb für diesem Bereich nahelegt. Die zu geringe Dichte in Teilen der Levitus'schen Nordrandzone, insbesondere der fehlende DSOW-Kern in der Dänemarkstraße, stellen möglicherweise einen zu schwachen thermohalinen Antrieb für das tiefe NADW und einen zu starken Antrieb des oberen NADW's dar. Wenn die revidierte nördliche Randzone verwendet wird (Exp. NDS, Abb. 6.2),

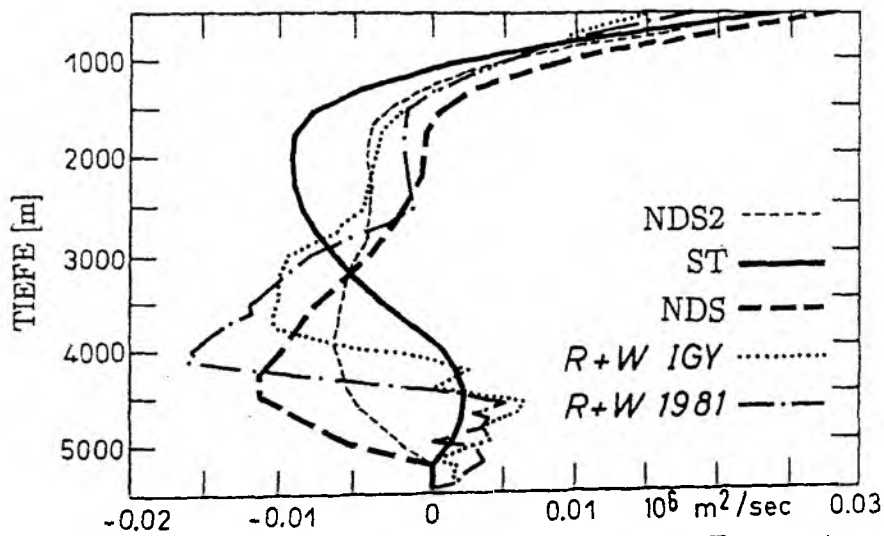


Abbildung 6.2: Beobachteter geostrophischer nordwärtiger Transport pro Tiefeneinheit bei 36°N von ROEMMICH und WUNSCH (1985) und das dazugehörige Jahresmittel des zonal integrierten nordwärtigen Modelltransports in m^2s^{-1} für ST und NDS.

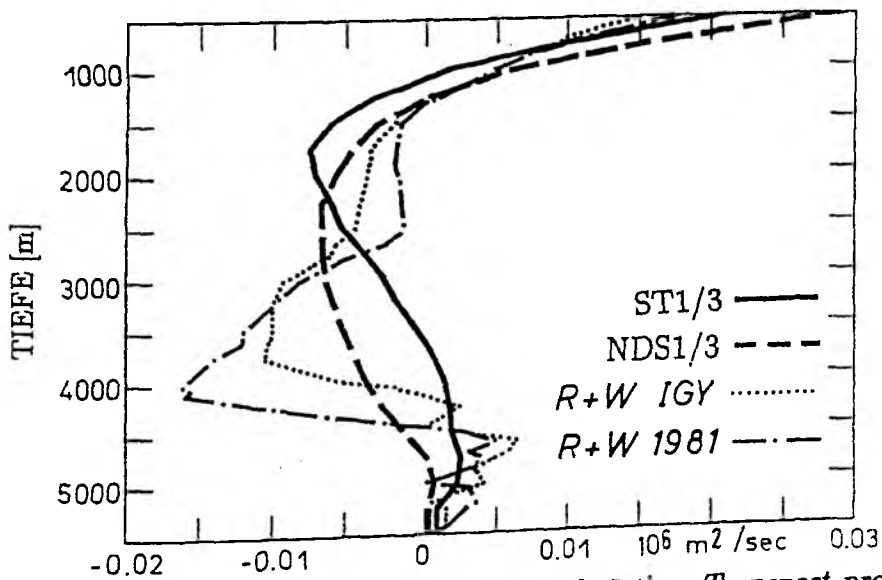


Abbildung 6.3: Beobachteter geostrophischer nordwärtiger Transport pro Tiefeneinheit bei 36°N von ROEMMICH und WUNSCH (1985) und das dazugehörige Jahresmittel des zonal integrierten nordwärtigen Modelltransports in m^2s^{-1} für ST1/3 und NDS1/3.

zeigt das Transportprofil bei 36°N tatsächlich deutliche Unterschiede zum Standardfall ST. Ein schwaches oberes südwärtsiges Maximum bleibt bei 1700 m erhalten, während ein neues, stärkeres Maximum bei 4500 m entstanden ist, wo in ST nordwärtiger Transport von AABW stattfindet. Diese Umkehr des zonal integrierten Transports in größeren Tiefen ist im wesentlichen auf das Nordamerikanische Becken beschränkt (Abb. 6.4). Nur dort ist der nordwärtige Fluß von AABW durch einen südwärtigen Transport ersetzt worden. Schwache nordwärtige Geschwindigkeiten sind nun im Kanarischen Becken zu finden. Eine solche Umkehr von Transportrichtungen innerhalb der dynamischen Adjustierungs-Zeitskala hat keine sofortige deutliche Veränderung von Wassermasseneigenschaften zur Folge. Die advektiven und diffusiven Prozesse, die ein neues thermisches Gleichgewicht herbeiführen könnten, wirken auf längeren Zeitskalen als den hier zu betrachtenden. Nichtsdestotrotz ist eine beginnende Abkühlung des tiefen westlichen Beckens nach 25 Jahren Integrationszeit erkennbar: im tiefen westliche Becken (zwischen 81°W und 45°W, 10°N und 45°N, unterhalb von 1000 m Tiefe) beträgt die mittlere potentielle Temperatur 3.28°C in ST und 3.10°C in NDS.

Der Austausch von klimatologischen, stark geglätteten Temperaturen gegen die an die Modelltopographie angepaßten Daten eines einzelnen idealisierten hydrographischen Schnittes in der nördlichen Randzone des Modells führt also zu einem drastischen Veränderung der Zirkulationsstruktur im Bereich des Tiefenwassers. Die Gewichtung zwischen dem oberen und dem unteren Transportmaximum ist eine Aufgabe der Feineinstellung der Randzonen-Daten. Aufgrund der im Vergleich zu der Größe des natürlichen DSOW-Kernes groben räumlichen Auflösung des 1°Modells kann diese jedoch nicht eindeutig durchgeführt werden. Ein weiterer Versuch mit einem stärker am westlichen Kontinentalabhang konzentrierten DSOW-Kern (Exp. NDS2) führt bei 36°N zu einer deutlicheren Doppelstruktur im südwärtigen Transport (Abb. 6.2), und damit zu einer höheren Korrelation mit den Beobachtungen als in NDS. Der Transport des oberen NADW's wird nicht mehr überbetont wie in ST. Er ist dort aber stärker als in NDS und liegt im Bereich der Beobachtungen. Ein lokales Minimum des Transports liegt bei 2200 m. Darunter findet südwärtiger Transport tiefen NADW's statt, der geringer ist, als in den Beobachtungen und in NDS. Dieses untere Transportmaximum von NDS2 liegt mit 3800 m in einem realistischen Bereich. Der thermohaline Oberflächenantrieb spielt bei dieser Feineinstellung nur eine untergeordnete Rolle, denn selbst extreme Oberflächenanomalien (Exp. KOA (Kapitel 5) und Exp. KNOA (Kapitel 7)) bewirken lediglich Veränderungen der Umwälzung von weniger als 1 Sv.

Die Unterschiede zwischen den Transportprofilen der wirbelauflösenden Experimente ST1/3 und NDS1/3 fallen aufgrund der unterschiedlichen Effektivität der Randzonen schwächer aus als im 1°Fall. Die prinzipiellen Differenzen zwischen ST und NDS spiegeln sich jedoch auch hier wider: eine Schwächung des oberen und eine Stärkung des unteren NADW-Transports. Die starke Abhängigkeit von der nördlichen Randbedingung erweist sich also als robust gegen die numerische Implementierung.

Eine Analogie zu den hier gefundenen Zirkulationszuständen kann in wiederholten Messungen von Hydrographie und Geschwindigkeiten im Atlantischen Ozean gesehen werden. ROEMMICH und WUNSCH (1985) dokumentieren die Existenz verschiedener Zirkulationszustände unter heutigen klimatischen Verhältnissen. Sie finden 1982 und

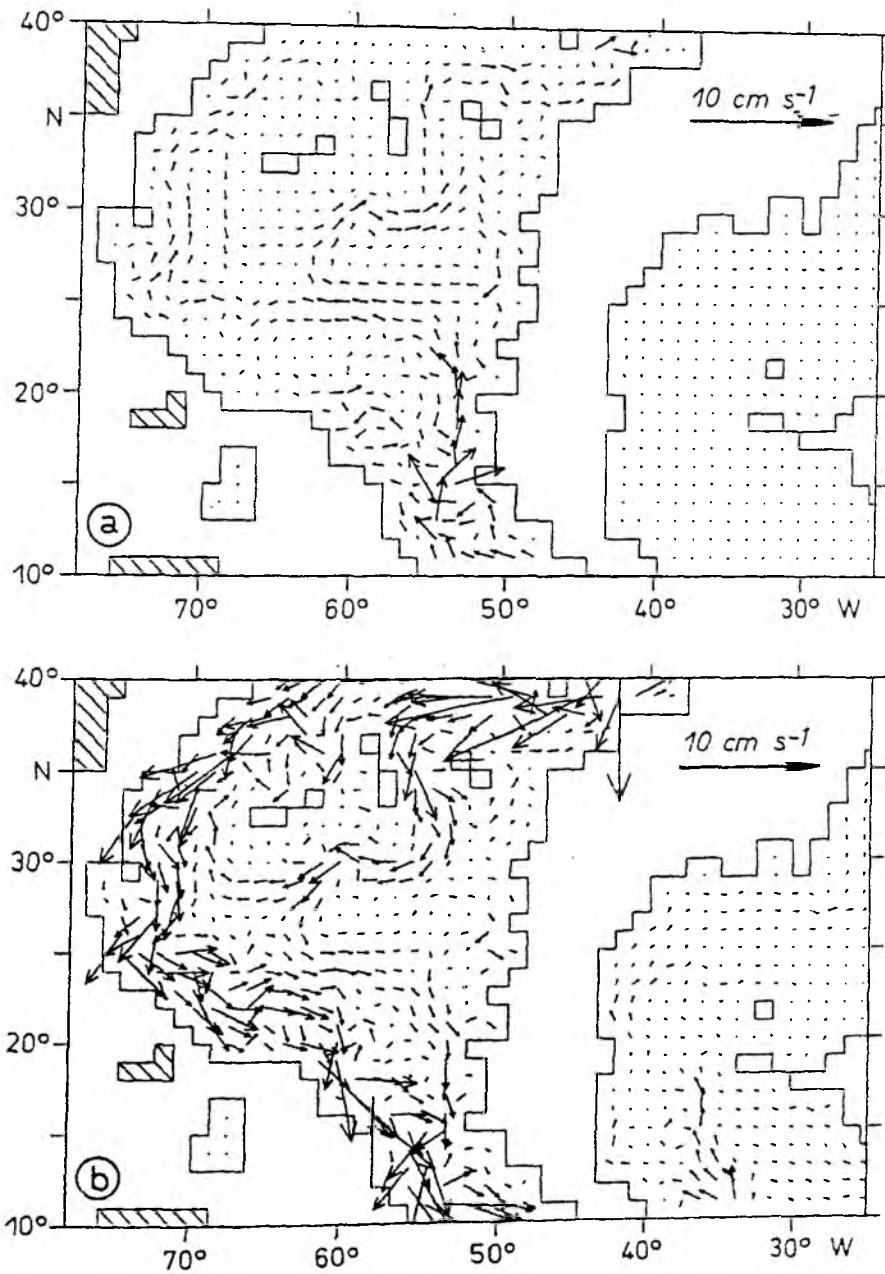


Abbildung 6.4: Jahresmittel der horizontalen Geschwindigkeit in 4375 m Tiefe in (a) ST und (b) NDS.

1957 im subtropischen Atlantik deutlich unterschiedliche Transportprofile im Tiefenwasser (Abb. 6.2). LIPPERT (1992) dokumentiert in den 1980er Jahren im Vergleich zu den 1970er Jahren entgegengesetzte Richtungen der mittleren Geschwindigkeit in der tiefen Sargassosee. Auch unterschiedliche hydrographische Zustände werden gefunden: LEVITUS (1989a,b) vergleicht die Pentaden 1955-59 und 1970-74. Er findet großskalige Unterschiede für Temperatur (bis zu 0.15°C) und Salzgehalt (0.025 psu) im Tiefenwasserbereich, bei 24°N , woraus GREATBATCH et al. (1991) in dem jüngeren Zeitraum einen um etwa 20 Sv geringeren barotropen Transport im westlichen Becken als in dem älteren Zeitraum diagnostizieren.

All diese Autoren vermuten eine veränderte Erneuerung des Tiefenwassers in der Labradorsee als Ursache für die unterschiedlichen Beobachtungen. Die hier vorgestellten Resultate der CME-Modellrechnungen zeigen eine alternative Möglichkeit auf: auch eine Veränderung der hydrographischen Eigenschaften der die nordatlantischen Schwellen überströmenden Wassermassen kann die Beobachtungen in prinzipieller Form erklären. Diese Möglichkeit drückt sich auch in dem Nordmeer-Atlantik-Zirkulationsmodell von GERDES und KÖBERLE (1994) aus. Es zeigt eine ähnliche Veränderung der Zirkulationsstruktur, wenn an der Oberfläche der Dänemarkstraße eine Zwanganpassungszone mit niedrigen Temperaturen für Konvektion sorgt. Ebenso reagiert das Nordatlantikmodell von ROBERTS (persönliche Mitteilung) bei einer Vergrößerung des Querschnitts der Dänemarkstraße (Dieser ist in den hier zu betrachtenden Zeiträumen durch die Natur festgelegt. In grobauflösenden Modellen muß der Modellierer sich jedoch häufig zwischen mehreren gleichberechtigten Varianten entscheiden). Diese Ergebnisse weisen auf eine starke Empfindlichkeit der großskaligen Zirkulation gegenüber der Spezifizierung der nördlichen Randbedingung hin.

Im Gegensatz zum starken Einfluß der nördlichen Randzone hat ein Unterbinden der konvektiven Tiefenwasserbildung südlich von 60°N in den CME-Modellen nur einen geringen Effekt auf die Transportstruktur im Tiefenwasser (siehe Kapitel 5). In Kapitel 7 wird jedoch nachgewiesen, daß auch unter solchen Verhältnissen eine Variation der freien Tiefenwasserbildung im Norden (außerhalb der Randzone) die T-S-Eigenschaften des Tiefenwassers beeinflussen kann. Die Einflüsse von Temperatur und Salzgehalt auf die Dichte kompensieren sich dabei weitgehend, so daß nur geringe Transportänderungen resultieren.

6.2 Meridionaler Wärmetransport

Die gegenüber ST deutlich veränderte meridionale Transport-Struktur im Tiefen- und Bodenwasser und, in diesem Zusammenhang weniger wichtig, die geringe Abnahme der mittleren potentiellen Temperatur im tiefen westliche Becken, verursachen eine drastische Erhöhung des nordwärtigen Wärmetransports im gesamten Breitenbereich des Modells (Abb. 6.5). Dabei wird das Maximum von 0.82 PW in ST auf 1.05 PW in NDS angehoben. In den wirbelaflösenden Experimenten mit den weniger effektiven Randzonen zeigt der nordwärtige Wärmetransport in NDS1/3 eine ähnliche Tendenz gegenüber ST1/3 wie im Falle NDS gegenüber ST: eine Verstärkung im gesamten Modellgebiet mit Maxima von 0.76 PW in ST1/3 und 0.93 PW in NDS1/3. Die Anhebung

des Wärmetransports in den einzelnen Experimenten liegt im Bereich des an Beobachtungen gemessenen Defizits der CME- und anderer Modelle mit nördlichen Randzonen (SARMIENTO, 1986, SEMTNER und CHERVIN, 1992). Eine genaue Kenntnis der hydrographischen Verhältnisse auf den nordatlantischen Schwellen muß deshalb als essentiell für die Fähigkeit zur Modellierung von Wärmetransport und Umwälzung angesehen werden. In Anbetracht der schnellen dynamischen Reaktion auf neue nördliche "Overflow"-Wassermassen (Kapitel 3) erscheint es wenig sinnvoll, Modellsimulationen durchzuführen, wenn klimatologische Mittelwerte für den "Overflow" verwendet werden müssen. Deshalb wäre ein Meßprogramm zur zwischenjährliche Variabilität des nordatlantischen Dichtefeldes wünschenswert.

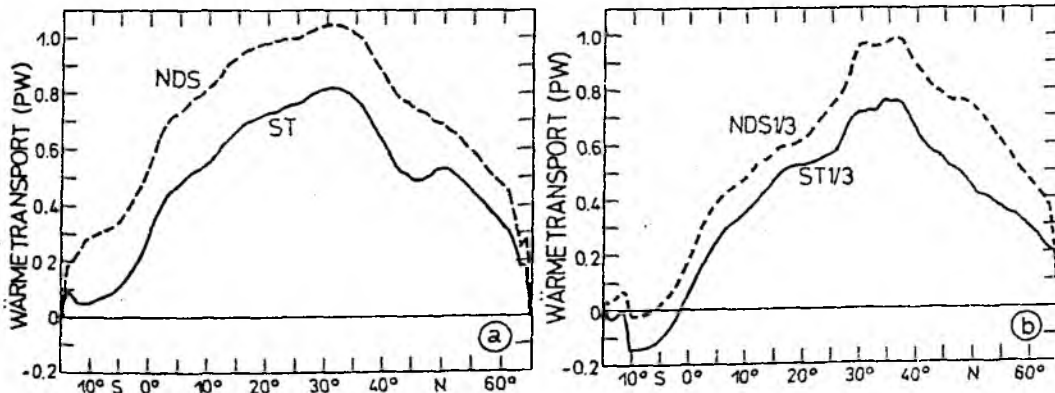


Abbildung 6.5: Nordwärtiger Wärmetransport (Jahresmittel) in Abhängigkeit von der Breite für (a) das 1° Modell und (b) das 1/3° Modell, in PW.

6.3 Barotrope Zirkulation

Die horizontale und meridionale Zirkulation sind nicht unabhängig voneinander. Wechselwirkungen zwischen der tiefen, thermohalin getriebenen Strömung und der Bodentopographie können zu signifikanten "bottom torques" in der Vorticity-Gleichung des tiefenintegrierten Transports führen. HOLLAND (1973) demonstriert den Effekt auf die tiefenintegrierte Zirkulation für ein rechteckiges Ozeanbecken: bei Einführung einer idealisierten Topographie am westlichen Rand wird der Transport der subtropischen Zirkulationszelle von 16 Sv auf 36 Sv erhöht.

In dem hier verwendeten Cox-Bryan-Modell wird die barotrope Zirkulation durch die Vorticity-Gleichung des tiefengemittelten Transports (Gl.2.3) beschrieben. In ausführlicher Form stellt sie sich folgendermaßen dar:

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot \frac{1}{H} \nabla \psi = \left(\nabla \frac{f}{H} \times \nabla \psi \right) \cdot \vec{e}_z - \left(\nabla \frac{1}{H} \times \nabla \Upsilon \right) \cdot \vec{e}_z + F^{turb} + F^{adv} \quad (6.1)$$

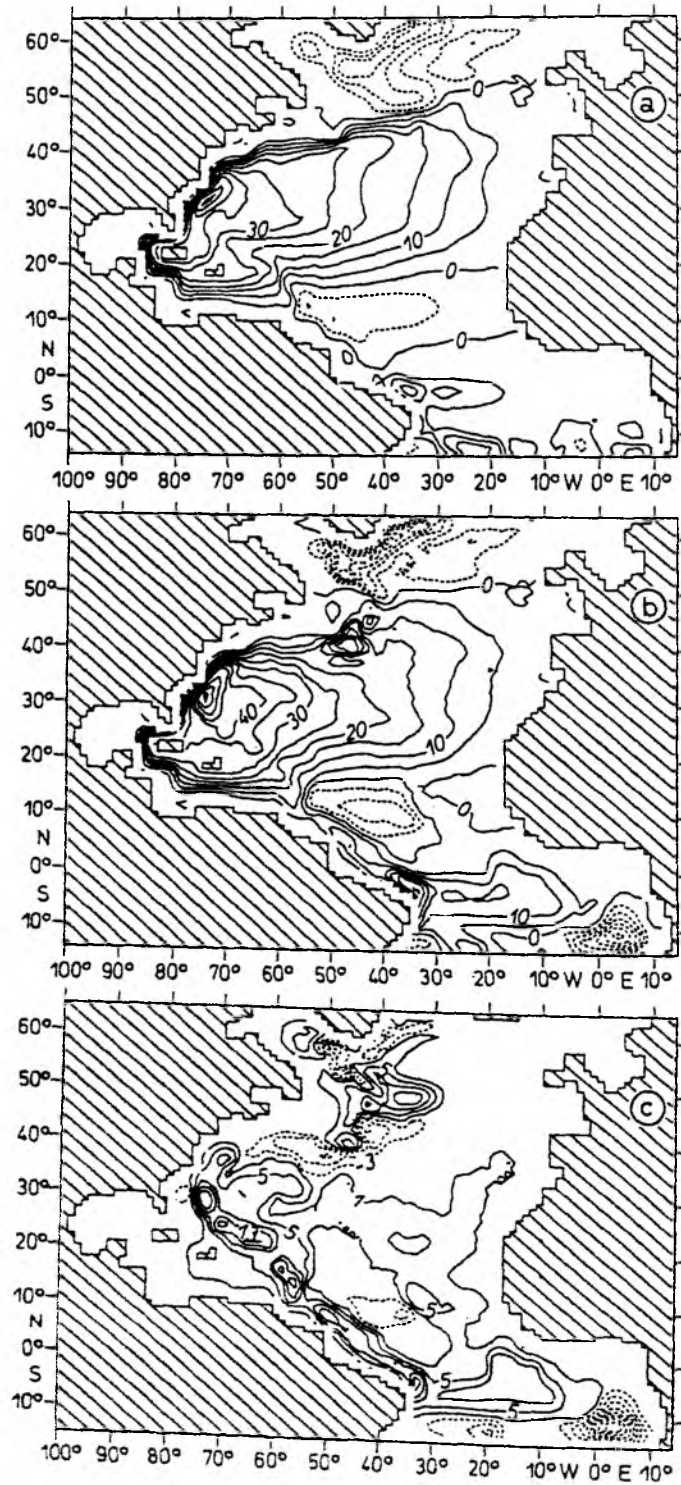


Abbildung 6.6: Barotrope Stromfunktion (Jahresmittel) für (a) ST, (b) NDS (Linienabstand 5 Sv), (c) NDS - ST (Linienabstand 3 Sv).

mit der vertikal integrierten potentiellen Energie

$$\Upsilon = \int_{-H}^0 \frac{\rho}{\rho_0} g z dz \quad .$$

Der zum "bottom torque" analoge Term in dieser Vorticity-Gleichung wird durch den "joint effect of baroclinicity and relief" (JEBAR) (zweiter Term auf der rechten Seite) repräsentiert. Der Term verschwindet, wenn der Gradient der Topographie parallel zum Gradienten der vertikal integrierten potentiellen Energie liegt. Geostrophische Strömungen kollidieren dann im vertikalen Mittel nicht mehr mit f/H -Linien. JEBAR wird balanciert durch die zeitliche Änderung der relativen Vorticity (linke Seite), die planetarische Vorticity-Advektion (erster Term auf der rechten Seite) und durch turbulenten (inklusive Windantrieb und Bodenreibung) und advektiven Transport von relativer Vorticity. JEBAR stellt einen Antriebsterm im barotropen Vorticity-Budget dar, welcher auf Veränderungen des Dichtefeldes reagiert und so die barokline Information auf das barotrope Stromfunktionsfeld überträgt. Im Vergleich zweier stationärer Zustände bei unverändertem Windantrieb, unter Vernachlässigung der Advektion von relativer Vorticity und der veränderten Bodenreibung (als Teil von F^{turb}), kann eine veränderte Stromfunktion nur durch veränderte Gradienten des Dichtefeldes bestimmt sein.

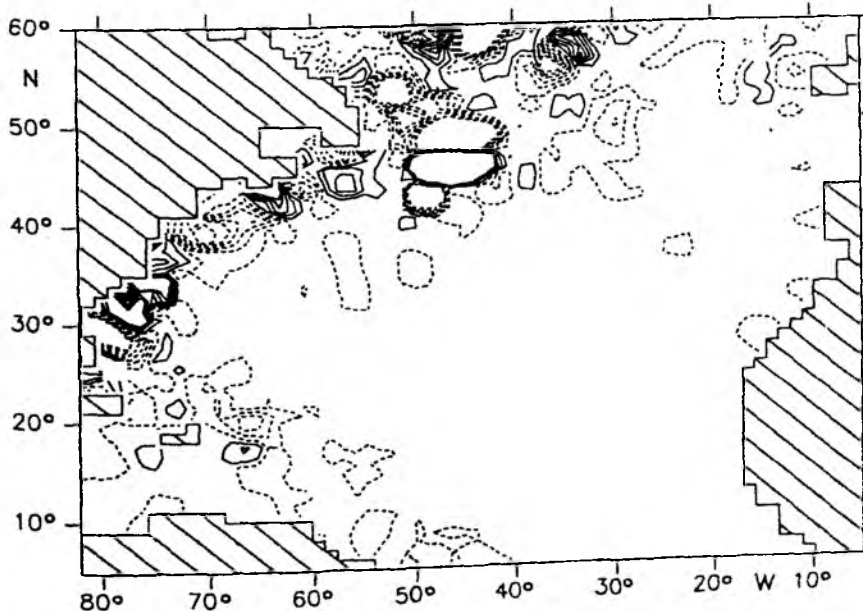


Abbildung 6.7: Jahresmittel von $JEBAR(NDS) - JEBAR(ST)$ in s^{-2} (Konturintervall $0.17 * 10^{-11} s^{-2}$). Der dargestellte Bereich ist zwischen $-0.869 * 10^{-11} s^{-2}$ und $0.831 * 10^{-11} s^{-2}$ eingegrenzt, damit die Information erkennbar bleibt.

Eine nähere Betrachtung des JEBAR-Terms soll dessen Verantwortung für die Differenz zwischen den vertikal integrierten Transporten in ST und NDS verdeutlichen. Die

barotrope Stromfunktion ψ zeigt das bekannte Muster mit dem subtropischen und subpolaren Wirbel sowie einigen schwächeren Zellen in den Tropen (Abb. 6.6a). Die entsprechende horizontale Zirkulation in NDS ist allgemein stärker als in ST. Die Differenz $\psi(NDS) - \psi(ST)$ (Abb. 6.6c) ist im wesentlichen auf das westliche Becken des subtropischen Atlantiks und auf die äquatoriale Region beschränkt. Maximale Differenzen von 20 Sv treten bei 30°N auf. Dies ist Ausdruck des verstärkten, tieferen und ostwärts verschobenen DWBC's und einer thermohalin getriebenen Verstärkung des oberen westlichen Randstromes. Aus den gleichen Gründen ist in NDS eine lokale antizyklonale Zelle bei 41°N, 46°W sichtbar und die Stromfunktion südlich von Neufundland, sowie entlang des Nordatlantischen Stromes schwächer als in ST. Abb 6.7 zeigt die Differenz zwischen den JEBAR-Termen in NDS und ST. Analog zur Differenz zwischen den Stromfunktionen werden maximale Werte am westlichen Rand und im westlichen Teil des subpolaren Wirbels gefunden, also genau in den Gebieten, wo die Veränderung des tiefen Transports am größten ist. Zu den Tropen hin wird die JEBAR-Differenz klein. Dies deutet auf ein zunehmendes Gewicht anderer Terme der barotropen Vorticity-Gleichung hin.

Die Übereinstimmung der Stromfunktions- und JEBAR-Differenzen im subtropischen Wirbel deutet auf Abweichungen von der linearen Sverdrup-Dynamik im westlichen Becken hin, wie sie in Kapitel 4.5 gefunden werden. Dieses Ergebnis korrespondiert mit Vorticity-Analysen des 1/3°CME-Modells von BRYAN et al. (1994): im Bereich des westlichen Randes bei 25°N werden starke "bottom torques" gefunden, welche Abweichungen von der Sverdrup-Dynamik darstellen. Im übrigen Gebiet des subtropischen Wirbels kann der barotrope Transport gut durch lineare Dynamik erklärt werden. Weitere Untersuchungen zur Rolle des JEBAR-Effektes nach verändertem Oberflächenantrieb sind in Kapitel 7 zu finden.

7 Lokale Oberflächenanomalien

Nordatlantisches Tiefenwasser (NADW) entsteht im Modell durch direkten Eintrag in der nördlichen Randzone und durch freie Konvektion im nördlichen Teil des subtropischen Wirbels (siehe Kapitel 4). Beobachtungen zeigen im Spätwinter konvektiv erzeugte, tiefreichende homogene Wassersäulen. Diese werden südlich der nordatlantischen Schwellen angetroffen. Das kälteste konvektiv erzeugte nordatlantische Modewasser stammt aus der Labradorsee (TALLEY und McCARTNEY, 1982). Abschätzungen des dort jährlich neu gebildeten Tiefenwasservolumens (Labradorseewasser, LSW) ergeben etwa $130.000 \text{ km}^3 \text{ a}^{-1}$ ($=4 \text{ Sv}$) (CLARKE und GASCARD, 1983). Zirkulationsschemen postulieren einen Vertikaltransport von 4-7 Sv in der Labradorsee (DIETRICH et al., 1975; SCHMITZ und McCARTNEY, 1993). Einerseits legen diese Beobachtungen die Vermutung nahe, daß die konvektive Tiefenwasserbildung in der Labradorsee, neben dem Überströmen der nordatlantischen Schwellen, einen wesentlichen Teil des Antriebs der atlantischen thermohalinen Zirkulation darstellt; andererseits ist ungeklärt, ob diese Transportangaben den dynamischen Effekt der Tiefenkonvektion auf die großskalige Zirkulation widerspiegeln. Die Ergebnisse des in Kapitel 5 vorgestellten Experiments KOA zeigen, daß der Einfluß der Tiefenkonvektion in subpolaren Gebieten auf die meridionale Umwälzung des Modells gering ist.

Die Ausbreitung der in der Labradorsee entstehenden Wassermassen kann anhand von Tracern beobachtet werden. TALLEY und McCARTNEY (1982) verwenden die potentielle Vorticity als Tracer für das klassische Labradorseewasser. Sie finden drei Hauptausbreitungsrichtungen des LSW's in mittleren Tiefen: nordostwärts in die Irmingersee, ostwärts über den Atlantik sowie unterhalb des Nordatlantischen Stroms und südwärts mit dem tiefen westlichen Randstrom (DWBC) entlang des westlichen Randes. Das LSW wird im gesamten Nordatlantik nördlich von 40°N , und im westlichen Teil der Subtropen angetroffen. Auch stoffliche Tracer zeigen die Ausbreitung von NADW im Bereich des gesamten westlichen Nordatlantiks. Das bei der Konvektion entstehende Sauerstoffmaximum sowie Freon zeigen eine Ausbreitung von LSW im oberen Tiefenwasser durch einen tiefen westlichen Randstrom bis in tropische Breiten (KAWASE und SARMIENTO, 1986; FINE und MOLINARI, 1988). Neuere Untersuchungen zeigen eine Zerteilung des oberen NADW's, die durch ein Maximum von Freon im "flachen oberen" NADW und durch geringeren Freongehalt im oberen NADW, dem klassischen LSW, gekennzeichnet ist (RHEIN et al., 1994; SMETHIE, 1993). Diese Unterschiede innerhalb des oberen NADW's sind möglicherweise auf anomal flache winterliche Konvektion in der Labradorsee während der 1960er und 70er Jahre zurückzuführen (TALLEY und McCARTNEY, 1982; GASCARD und CLARKE, 1983), welche von LAZIER (1988) nachgewiesen wurde. Alternative Erklärungen von PICKART (1992) und RHEIN et al. (1994) deuten das flache obere Maximum des Freons als konvektiv erzeugtes Wasser aus der südlichen Labradorsee (Konvektionstiefe: ca. 600 m), während das Minimum des Freons durch die tiefreichende (bis zu 2000 m) und stark verdünnende Konvektion in der zentralen Labradorsee entsteht.

Während der Jahre der flachen Konvektion in der zentralen Labradorsee wurde im subpolaren Nordatlantik eine negative Salzgehaltsanomalie an der Oberfläche beobachtet,

die innerhalb von 14 Jahren (1968-1982) einmal um den subpolaren Wirbel advehiert wurde. DICKSON et al. (1988) beschreiben ihre Ausbreitung und nennen eine starke Anomalie des Luftdruckfeldes über Grönland als Ursache: anomale nördliche Winde trieben nachweisbar salzarmes Wasser aus dem Polargebiet in die Islandsee. Alternativ interpretieren WEISSE et al. (1993) die Salzgehaltsanomalie in der Labradorsee als dekadische Schwingung, die aus der Integration eines stochastischen lokalen Frischwasserflusses resultiert. Diese "Große Salzgehaltsanomalie" wird zur Erklärung der von LAZIER (1988) beobachteten schwachen Tiefenwasserbildung, nicht nur in der Labradorsee, herangezogen. Die Untersuchungen zur Bedeutung der Randzonen in Kapitel 5 zeigen, daß negative Oberflächendichteanomalien, welche die Konvektion reduzieren, nur einen sehr geringen Einfluß auf die Umwälzung des 1°CME-Modells haben, wenn gleichzeitig kalte "Overflow"-Wassermassen auf den nordatlantischen Schwellen vorhanden sind. Deshalb kann auch der Effekt der Tiefenwasserbildung in der Labradorsee auf die Stärke der Umwälzung nur klein sein. Dies sagt jedoch nichts über die Ausbreitung der Wassermassenanomalien im Tiefenwasser aus.

Im Experiment KNOA werden die Oberflächenflüsse von Wärme und Salz nördlich von 48°N abgeschaltet, um die Bedeutung der freien Konvektion südlich der nordatlantischen Schwellen für die Tiefenwasserstruktur zu untersuchen. In dem spezielleren Experiment GSA wird eine idealisierte, stationäre negative Salzgehaltsanomalie auf die Oberfläche der Labradorsee gegeben. Dadurch kommt die dortige Tiefenkonvektion zum Erliegen. Die Folgen für Hydrographie und Zirkulation des Nordatlantiks werden hier analysiert. Genauere Definitionen der Experimente finden sich in Kapitel 2.4.

7.1 Tiefenwasserbildung und Ausbreitung

Die Salzgehaltsanomalie wird im Modell als kreisförmige Abweichung vom antreibenden Salzgehaltfeld realisiert (siehe Kapitel 2.4). Als Folge wird der äquivalente Frischwasserfluß in der Labradorsee (das in Abb. 7.1 dargestellte Gebiet) von $2.69 \cdot 10^{12} \text{m}^3 \text{a}^{-1}$ in ST auf $3.15 \cdot 10^{12} \text{m}^3 \text{a}^{-1}$ in GSA erhöht. Die dadurch verringerte Konvektionsaktivität führt in GSA zu einer geringeren Wärmeabgabe an die Atmosphäre (0.041 PW) als in ST (0.057 PW). Die hiermit verbundenen Dichteflüsse (Abb. 7.1) sind in beiden Experimenten im Mittel über die Labradorsee negativ, d. h. die Dichte des Ozeans nimmt durch Oberflächenflüsse ab. In der zentralen Labradorsee erfährt der Ozean jedoch einen Dichtegewinn, der im Fall GSA jedoch verschwindend klein ist (maximal $1.10 \cdot 10^{-6} \text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ in ST und etwa $0.02 \cdot 10^{-6} \text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ in GSA). In KNOA verschwinden die Oberflächenflüsse von Wärme und Frischwasser in der Labradorsee per Definition.

Als Maß für die Konvektionsaktivität wird die Tiefe der durchmischten Oberflächenschicht herangezogen. Diese ist hier definiert als die Tiefe, in der die potentielle Dichte σ_θ um 0.01 größer ist als die Oberflächendichte. Im Standardfall ST findet Konvektion in einem etwa 5° breiten Streifen im nördlichen Nordatlantik statt (Abb. 7.2a). Dieser beginnt in der zentralen Labradorsee (1800 m tief reichend), setzt sich fort um die Südspitze Grönlands (700 m) und verläuft weiter innerhalb der Randzone zwischen Grönland und Island (600 m), dann südlich von Island (700 m) und südwestlich des

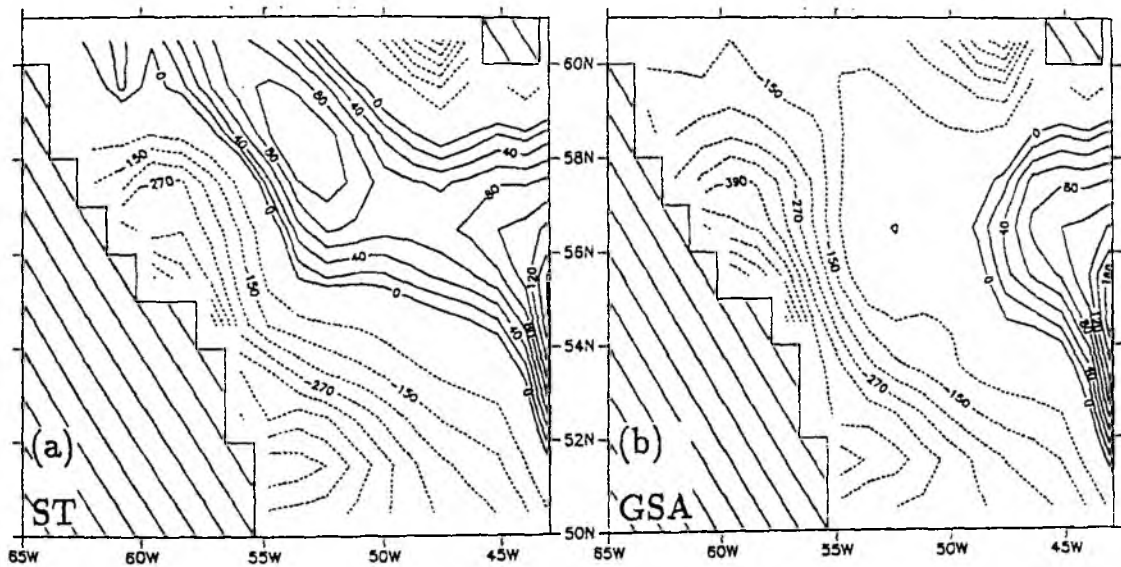


Abbildung 7.1: Dichtefluß durch die Oberfläche in den Experimenten (a) ST und (b) GSA; (Jahresmittel) Linienabstände: $2 \cdot 10^{-7} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ für den positiven Bereich und $6 \cdot 10^{-7} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ für den negativen (gestrichelten) Bereich. Für die Linienbeschriftung sind die Werte mit 10^8 multipliziert. In GSA ist die Dichteaufnahme nahezu verschwunden.

Island-Schottland-Rückens (1200 m) (Angaben für den 4. März). Im Falle der Salzgehaltsanomalie in der Labardorsee (GSA) entfällt die tiefreichende Konvektion in der zentralen Labardorsee (Abb. 7.2b). Das Konvektionszentrum verlagert sich an den östlichen Rand der Labardorsee (57N,47W) und ist dort nur noch 900 m tief. Im Fall des abgeschalteten nördlichen Oberflächenantriebs (KNOA) gibt es im gesamten subpolaren Wirbel außerhalb der Randzonen keine homogenisierten Wassersäulen, die tiefer als 200 m reichen.

Die räumliche Verschiebung und die Verflachung der konvektiven Tiefenwasserbildung tritt in der Hydrographie der Labardorsee (Abb. 7.3) deutlich zutage: entlang des in Abb. 7.2 mit Kreuzen gekennzeichneten Schnittes ist in ST tiefreichende Homogenisierung bei 59°N erkennbar. Auch bei 56°N zeigen sich homogene Wassersäulen bis zu 900 m Tiefe. Die Letzteren sind auch im Fall GSA erhalten geblieben (Abb. 7.3b), während die tiefe Vermischung bei 59°N völlig zusammengebrochen ist. In etwa 100 m Tiefe hat sich eine Deckschicht ausgebildet. Das beobachtete LSW wird definiert als eine Wassermasse mit Temperaturen zwischen 2.9 und 3.4°C und Salzgehalten zwischen 34.84 und 34.9 psu (TALLEY und McCARTNEY, 1982; CLARKE und GASCARD, 1983). Die hydrographischen Eigenschaften der tiefen homogenisierten Wassersäule im Referenzexperiment ST liegen mit etwa 3.4°C und 34.9 psu knapp innerhalb dieses Bereiches. Maximale Veränderungen der LSW-Charakteristik in dem Gebiet um 59°N, 55°W unterhalb der Deckschicht betragen +0.6°C, +0.04 psu und -0.06 σ_θ -Einheiten.

Die Gebiete der konvektiven Tiefenwasserbildung müssen nicht notwendigerweise iden-

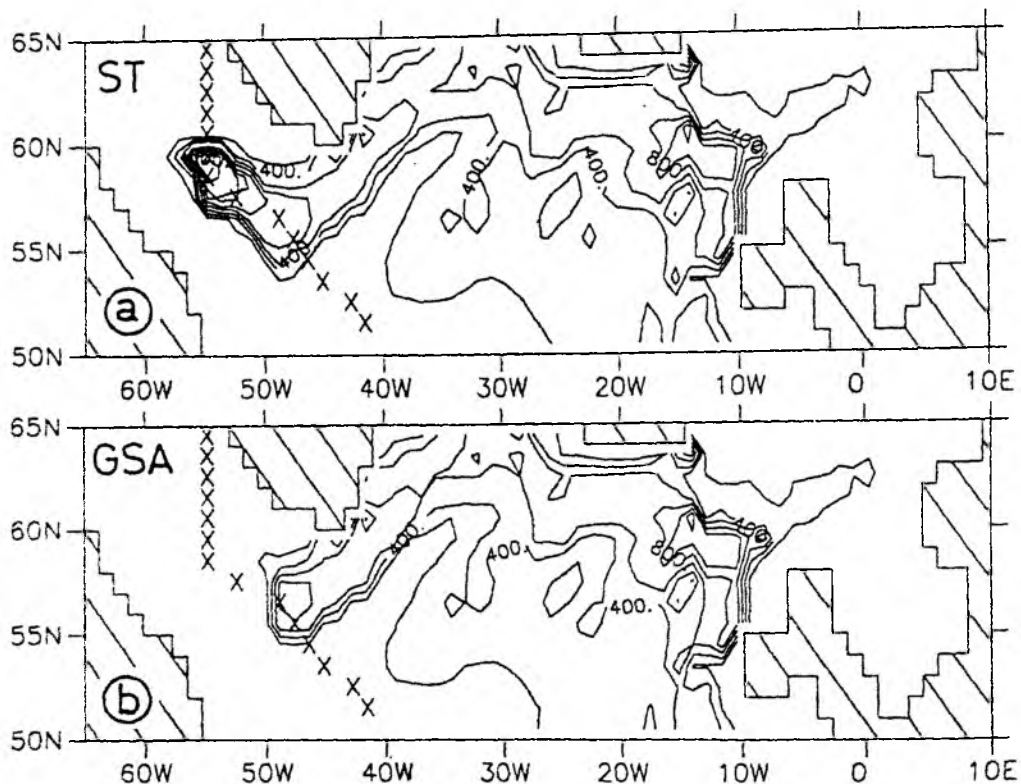


Abbildung 7.2: Tiefe der homogenisierten Oberflächenschicht ($\sigma_{\theta}(z) = \sigma_{\theta}(z=0) + 0.01$) für (a) ST (maximale Tiefe: 1800 m) und (b) GSA (900 m), Linieabstand 200 m.

tisch mit den Absinkgebieten sein. Sowohl im Standardfall ST, als auch im Falle der Salzgehaltsanomalie in der Labradorsee (GSA) und in KNOA findet starke Abwärtsbewegung fast ausschließlich am Nordrand statt. Abb. 7.4 zeigt den flächenintegrierten Abtrieb in 1250 m: in allen drei Experimenten treten die größten Werte innerhalb der Randzone auf. Im Bereich der Dänemarkstraße werden 8.7 Sv abwärts befördert; östlich von Island sind es 3.0 – 3.4 Sv. In den übrigen Gebieten liegen die Transporte unterhalb von 1.22 Sv. Große Konvektionstiefen sind also auch in diesen Experimenten nicht mit starkem Absinken korreliert. Die größten Unterschiede zwischen den Experimenten sind in der Labradorsee zu finden: dort ist der Abtrieb von 0.96 Sv in ST auf 0.44 in GSA und 0.36 in KNOA reduziert. Im Vergleich zum gesamten abwärtigen Transport im Nordatlantik (17 Sv) sind diese Transporte klein. Gleiches gilt für die Differenz der vertikalen Transporte zwischen GSA und ST. Die Konvektion in der Labradorsee prägt also die Wassermasseneigenschaften des LSW, während der Abtrieb anderenorts stattfindet und weitgehend unabhängig von der Konvektion ist. In Zirkulationsschemen wird häufig ein Vertikaltransport von 4 – 7 Sv in der Labradorsee gefordert (z.B. SCHMITZ und McCARTNEY, 1993). Diese Transportangaben basieren größtenteils auf hydrographischen Schnitten mit unsicheren Annahmen des Referenzniveaus oder auf Volumenabschätzungen des neu formierten Tiefenwassers. Solche Beobachtungen werden unter Kontinuitätsbetrachtungen zusammengefasst. Diese Methoden erlauben

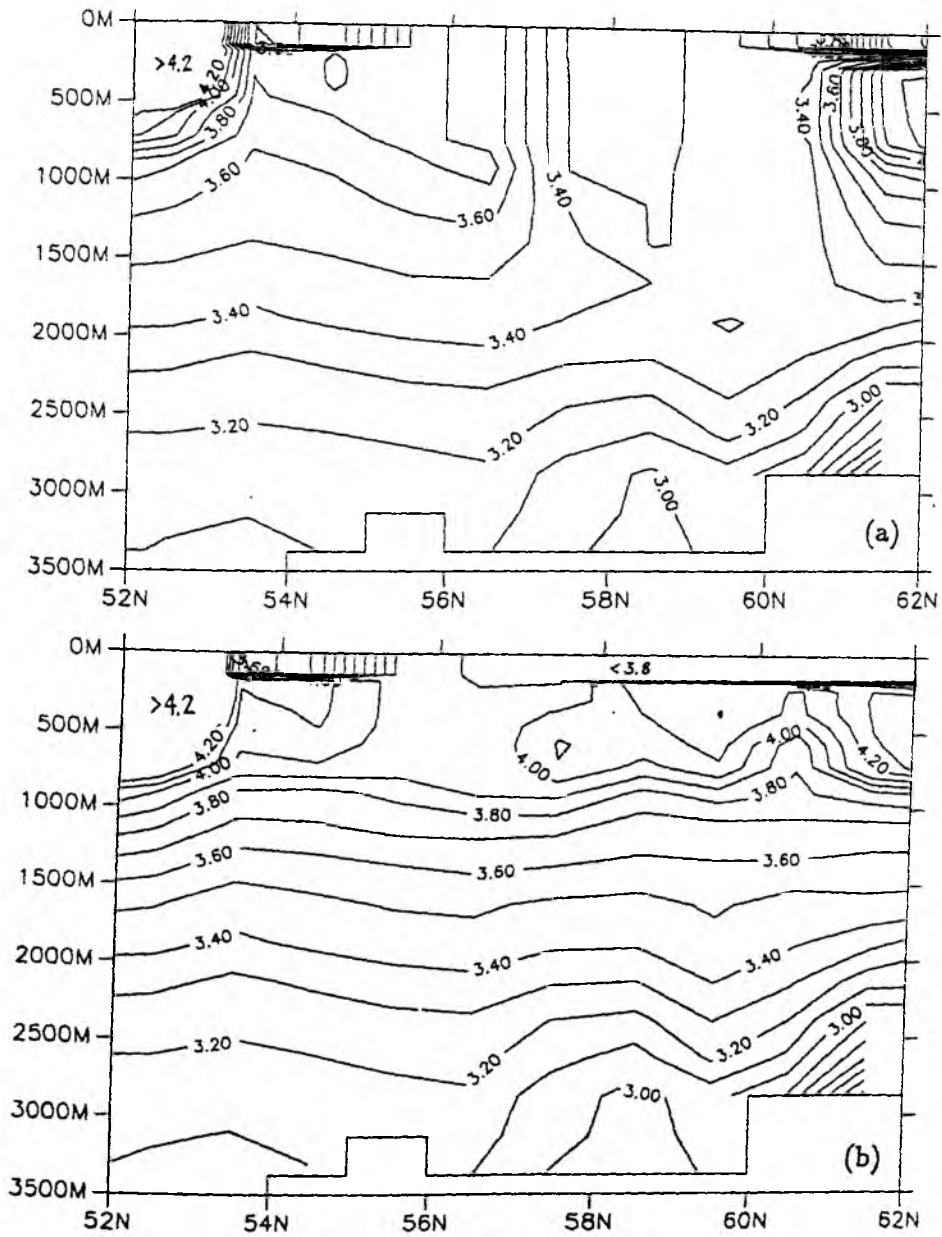


Abbildung 7.3: Ein krummliniger Schnitt der potentiellen Temperatur für die Experimente (a) ST und (b) GSA, Linienabstand 0.1°C. Der Verlauf des Schnittes ist durch Kreuze in Abb. 7.2 markiert.

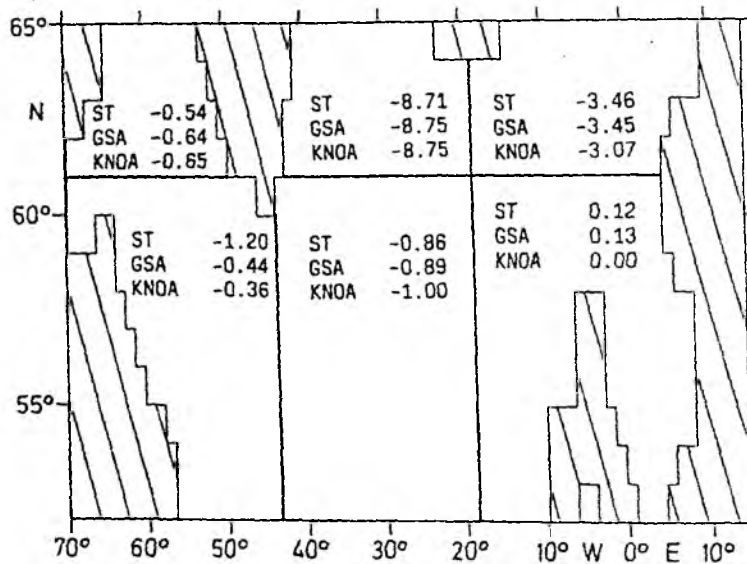


Abbildung 7.4: Vertikaltransporte in Teilbereichen des Nordatlantiks für verschiedene Modellexperimente in Sv.

jedoch keine genaue Lokalisierung der Absinkgebiete. Neuere Untersuchungen mit Hilfe von ADCP's (VISBECK, 1993) und der akustischen Tomographie (SEND und MARSHALL, 1993; SCHOTT et al., 1993) ergeben ebenfalls keine zwingende Notwendigkeit für abwärtige Nettotransporte am Ort der Tiefenkonvektion. Das Volumen des neu gebildeten Tiefenwassers (180.000 km^3 entsprechend 5.7 Sv) kann also nicht jährlich dem Transport des Tiefenwassers zugeordnet werden, wie es CLARKE und GASCARD (1983) tun.

Das Abschalten des gesamten thermohalinen Antriebs an der Oberfläche in KOA (Kapitel 5) bewirkt nur eine geringe Abschwächung der Umwälzung. Deshalb ist auch in den Experimenten GSA und KNOA nur ein schwacher Effekt zu erwarten: die Meridionalzirkulation zeigt nur sehr geringe Abweichungen vom Standardfall ST. Die maximale Umwälzung verringert sich von 17 Sv in ST auf 16.5 Sv in GSA (Abb. 7.5). Auch bei Abschaltung des thermohalinen Oberflächenantriebs im Norden (KNOA) zeigt sich nur eine geringe Reduzierung auf 16.0 Sv. Freie Tiefenwasserbildung im inneren Modellgebiet hat also nur einen geringen dynamischen Effekt auf die Umwälzung. Die Dichte in der nördliche Randzone und die Dichte der oberen subpolaren Wassersäule liegen für die Experimente GSA und KNOA in einem Bereich, der keine nennenswerte Wirkung des Oberflächenantriebs auf die Umwälzung ermöglicht (siehe Kapitel 5). Stattdessen bestimmen die Wassermassen der Randzone die Umwälzrate.

Der schwache Effekt der Oberflächenanomalien steht im scheinbaren Gegensatz zu einem ähnlichen Experiment von MAIER-REIMER und MIKOLAJEWICZ (1989) unter gemischten Randbedingungen an der Oberfläche. Ein Zufluß von 0.011 Sv Frischwasser durch den St.Lorenz-Strom führt zu einem Zusammenbruch der thermohalinen Zirkulation. Die gesamte Tiefenwasserbildung für den Nordatlantik findet in dem Modell

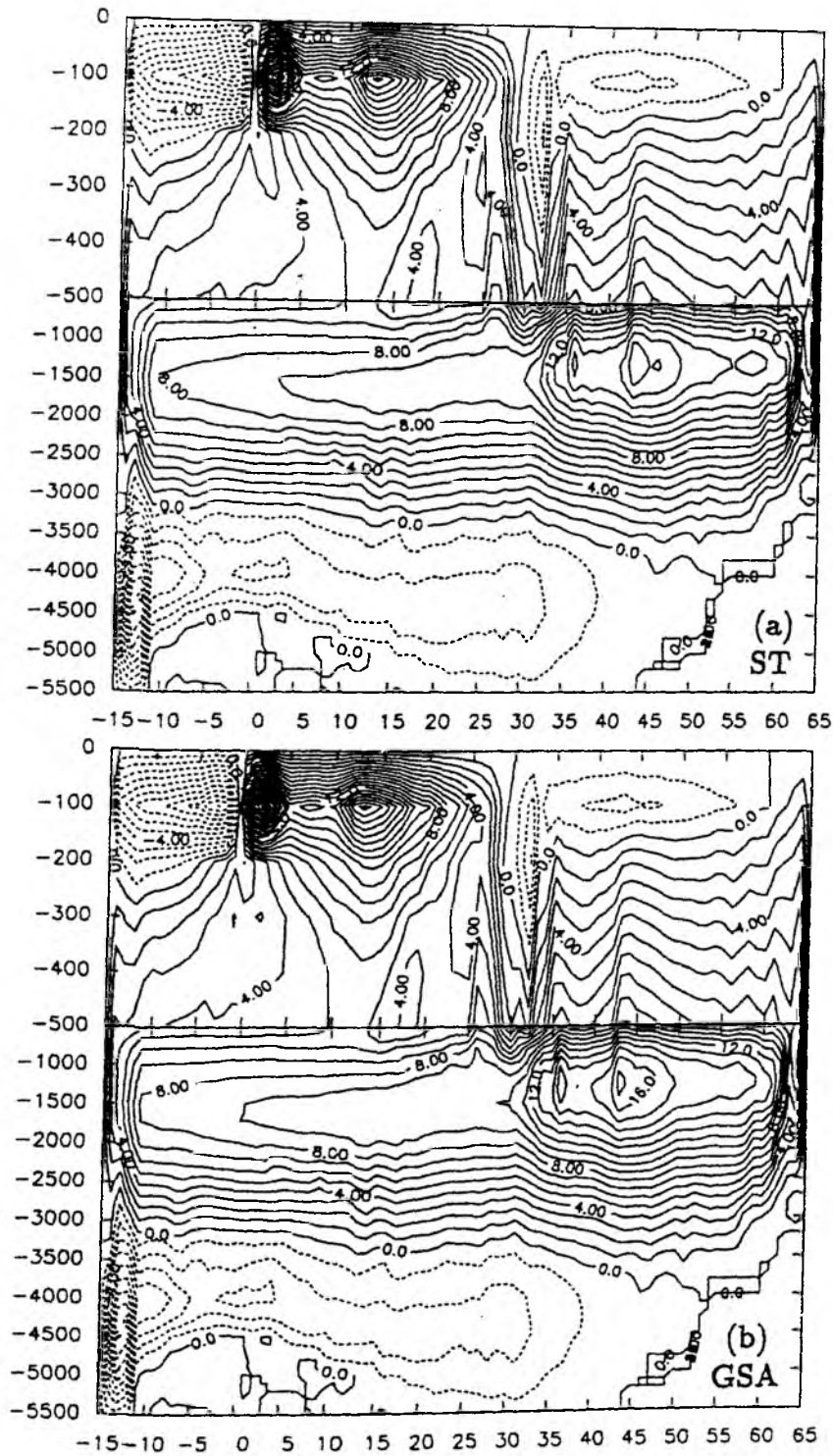


Abbildung 7.5: Stromfunktion des zonal integrierten Volumentransports in der vertikal-meridionalen Ebene in Sv, für die Experimente (a) ST und (b) GSA, Jahresmittel im quasistationären Zustand.

südlich der nordatlantischen Schwellen statt, was nicht als realistisch angesehen werden kann. Die Frischwasseranomalie kann deshalb direkt auf die Gesamtheit der Tiefenwasserquellen einwirken. Möglicherweise ist dies auch die Ursache für die von WEISSE et al. (1993) beschriebenen Schwankungen der Umwälzung von bis zu 3.5 Sv. Ihr Modell reagiert damit auf dekadische Salzgehaltsschwankungen, die durch Integration von stochastischen Frischwasserflüssen erzeugt werden. Im 1°CME-Modell treten keine so starken Effekte auf, da nur Teile der Tiefenwasserquellen von der Salzgehaltsanomalie betroffen sind. Wenn die gesamte nördliche Tiefenwasserbildung durch Abschalten des Antriebs in der nördlichen Randzone und an der Oberfläche verhindert wird, wie im Fall NR0KOA in Kapitel 5, dann bricht auch die thermohaline Zirkulation des CME-Modells zusammen.

Entsprechend der schwachen Reaktion der Umwälzung zeigt auch der meridionale Wärmetransport nur eine geringe Abhängigkeit von der Existenz der Salzgehaltsanomalie. Die Abweichungen von ST sind geringer als 0.02 PW.

Zur Analyse der unterschiedlichen Zirkulation in den Experimenten ST und GSA werden vier sogenannte Anteilstracer verwendet. Hierbei handelt es sich um künstliche passive Spurenstoffe, die der Advektion und Diffusion in gleichem Maße unterliegen wie die aktiven Tracer. Die Quellen der Anteilstracer befinden sich nur in vier bestimmten Tiefenwasserbildungsgebieten des Modells, wo jeweils ein Tracer mit dem Wert 100 versehen wird. Die Ausbreitungswege der gekennzeichneten Wassermassen können damit sichtbar gemacht werden. Die Konzentration der Tracer stellt den Anteil der jeweiligen Ursprungswassermasse am aktuellen Ort in % dar. Die Herkunftsgebiete sind in Abb. 7.6 dargestellt. Im einzelnen werden die vier Anteilstracer folgendermaßen definiert:

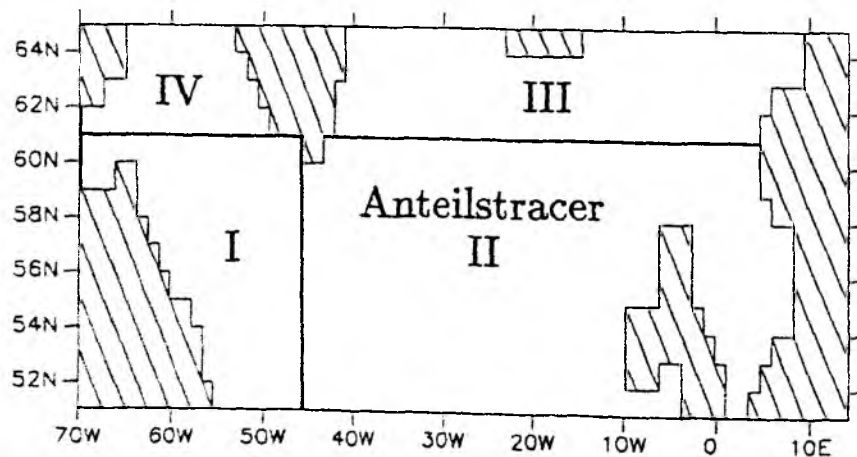


Abbildung 7.6: Herkunftsgebiete der vier Anteilstracer.

Anteilstracer I wird konvektiv in der Labradorsee (zwischen 51°N und 61°N, sowie zwischen dem Westrand und 45.8°W) erzeugt: Nur wenn Konvektion unter Einbeziehung der Oberfläche stattfindet, wird der Anteil innerhalb der vermischten Wassersäule auf 100 gesetzt. Wenn eine so bedingte Konvektion außerhalb der

Labradorsee stattfindet, wird der Anteil auf 0 gesetzt. Innerhalb der nördlichen und südlichen Randzone erhält der Tracer ebenfalls der Wert 0. Auf diese Weise ist sichergestellt, daß dieser Anteilstracer nur konvektiv erzeugtes Wasser aus der Labradorsee kennzeichnet und kein anderes Tiefenwasser.

Anteilstracer II wird analog zum Anteilstracer I in dem Gebiet östlich der Labradorsee (zwischen 51°N und 61°N , sowie zwischen 45.8°W und dem Ostrand) erzeugt. Er kennzeichnet konvektiv erzeugte Wassermassen im nordöstlichen Nordatlantik.

Anteilstracer III wird innerhalb der nördlichen Randzone, östlich von Grönland, auf den Wert 100 gesetzt. Er kennzeichnet damit im wesentlichen unteres nordatlantisches Tiefenwasser, das die Dänemarkstraße und den Island-Schottland-Rücken überströmt.

Anteilstracer IV wird innerhalb der nördlichen Randzone westlich von Grönland, also im Bereich der Davisstraße, auf den Wert 100 gesetzt. Er markiert die Teile der zyklonal in der Labradorsee zirkulierenden Wassermassen, welche nicht in den Bereich des Anteils I fallen.

Diese Tracer werden in den Experimenten ST und GSA zur Analyse der Wassermassenausbreitung und Zusammensetzung verwendet.

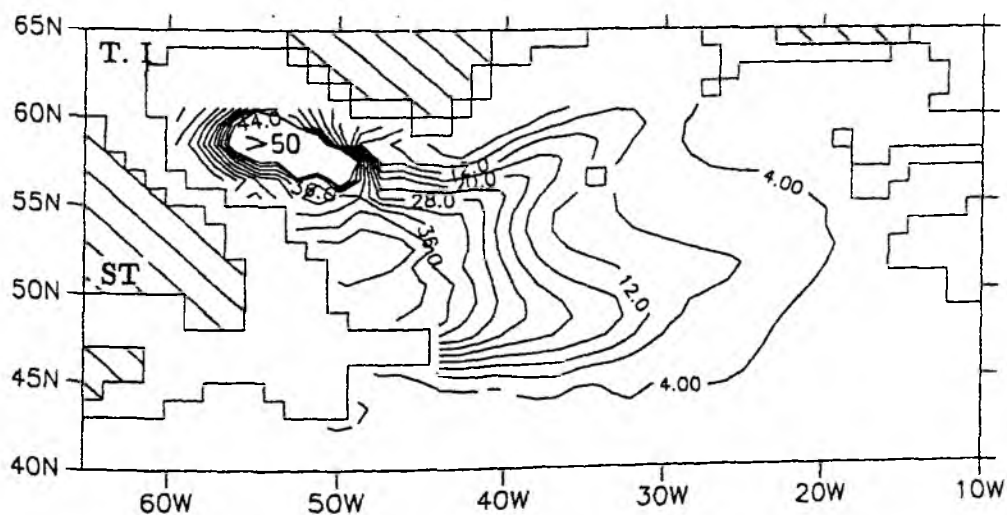


Abbildung 7.7: Konzentration des Tracers I aus der Labradorsee in 900 m Tiefe für das Standardexperiment ST, Linienabstand 4% .

Die horizontale Verteilung des Tracers I in ST in 900 m Tiefe zeigt maximale Werte im Zentrum des Konvektionsgebietes (Abb. 7.7). In ST und auch in GSA (ohne Abbildung) verbleibt ein Großteil des Anteilstracers I in den oberen 1000 m der nordwestlichen Rezirkulationszelle, so daß der nach Süden transportierte Anteil am konvektiv gebildeten Tiefenwasser begrenzt ist. In größeren Tiefen kann der Tracer jedoch nach Süden vordringen.

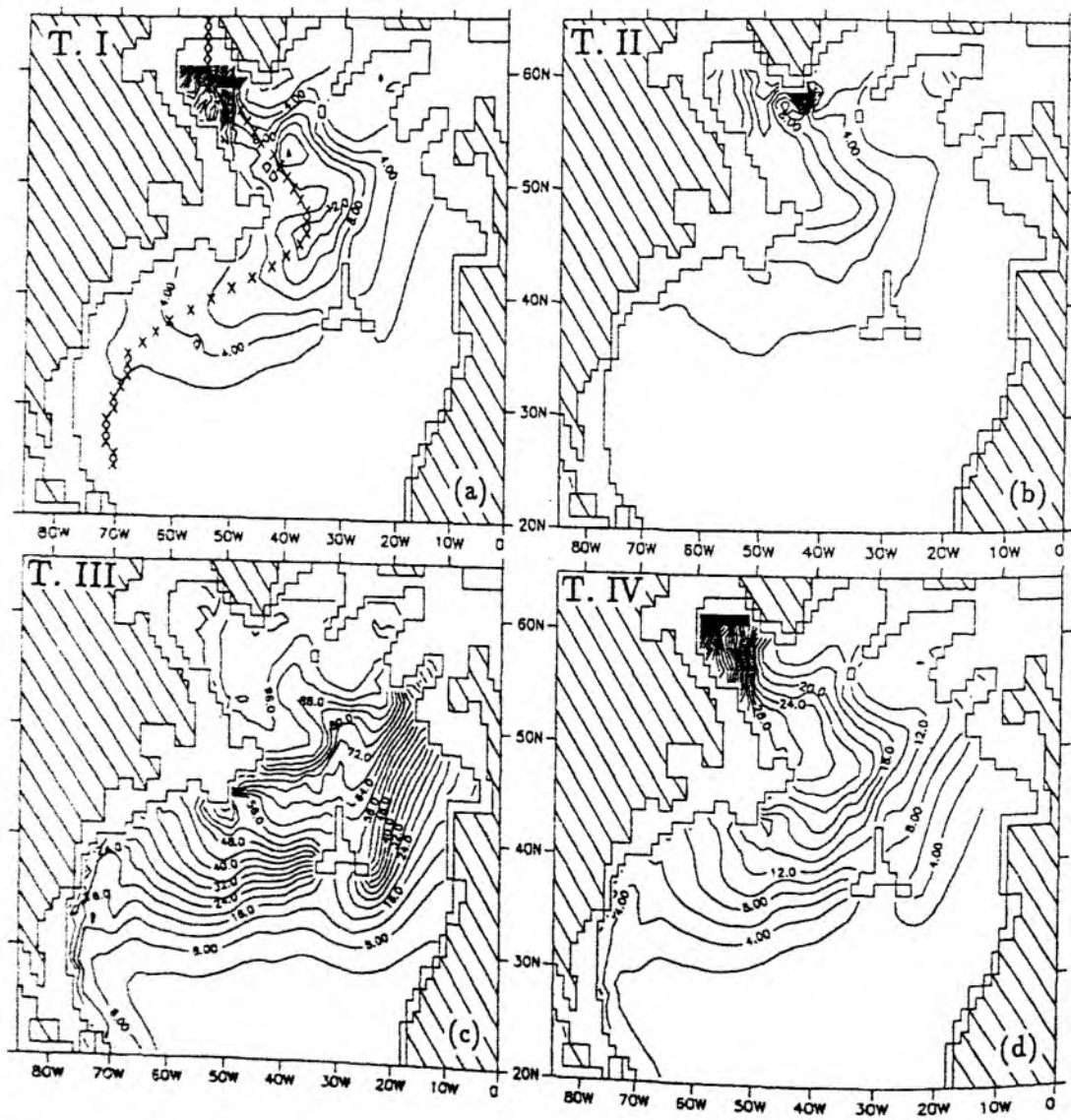


Abbildung 7.8: Konzentration von Anteilstracern auf der Isopyknen $\sigma_{1375} = 34.63$ für das Experiment ST, (a) Anteilstracer I (Labradorsee, Linienabstand: 2%), (b) II (Nordosten, einen Schnitt. Der Verlauf der Isopyknen ist durch die gestrichelte Linie in Abb. 7.9 angedeutet.

Abb. 7.8 zeigt den Anteil der jeweiligen markierten Quellwassermasse am aktuellen Ort; 26 Jahre nach dem Start des Experiments ST auf der Isopyknen $\sigma_{1375} = 34.63$. Alle Tracer haben sich schneller im westlichen Teil des Nordatlantiks ausgebreitet als im östlichen. Der Tracer I mit Ursprung in den Konvektionsgebieten der Labradorsee zeigt drei bevorzugte Ausbreitungsrichtungen: in Richtung Osten und Nordosten, zunächst im flachen Teil des westlichen Randstromes an der Küste von Labrador und dann über die verschiedenen Komponenten des subpolaren Wirbels. Wenn der Tracer I in die nördliche Randzone eindringt, muß er dort absinken. Da diese starke abwärtige Bewegung ein Artefakt der Randbedingung ist, wäre er bei anschließender Ausbreitung im unteren Tiefenwasser überrepräsentiert. Deshalb wird der Tracer I innerhalb der nördlichen Randzone auf Null gesetzt. Dadurch entstehen die geringen Konzentrationen in der nordwestlichen Irmingersee. Eine bessere Darstellung dieses Ausbreitungsastes ist nur mit einem Modell möglich, welches auch das Europäische Nordmeer umfaßt. Eine dritte bevorzugte Ausbreitung ist durch ein starkes Vordringen in das Nordamerikanische Becken und ein schwächeres Eindringen in das Kanarenbecken gekennzeichnet. Obwohl der dynamische Einfluß der konvektiven Tiefenwasserbildung in der Labradorsee auf die Umwälzung sehr gering ist, kann das LSW weit nach Süden vordringen. Die durch Konvektion in ihren Θ -S-Eigenschaften geprägten Wassermassen stellen einen Anteil des oberen NADW's dar. Für einen Vergleich des süd- und abwärtigen Vordringens der Tracer wird hier die 2% -Linie verwendet. Deren südlichstes Auftreten in ST ist bei 32°N am westlichen Rand zu finden. Maximale Tiefen von 3500 m werden erreicht. Im Fall GSA dagegen ist der Anteilstracer I auf der Isopyknen $\sigma_{1375} = 34.63$ nahezu verschwunden, weshalb hier auf eine Abbildung verzichtet wird.

Das Bild wird deutlicher bei Betrachtung eines krummlinigen Schnittes in Abb. 7.9, der durch die Kreuze in Abb. 7.8 markiert ist: die schnellste Ausbreitung des Tracers I (Labradorsee) in subtropische Breiten findet in ST in etwa 1700 m statt. Langsamere Ausbreitung ist auch in Tiefen bis zu 3500 m festzustellen. Dieser tiefe LSW-Anteil resultiert aus einem Vertikaltransport im Norden der Labradorsee. Die Unterbindung von Tiefenwasserbildung durch eine Salzgehaltsanomalie in der Labradorsee muß eine reduzierte Ausbreitung von frisch erneuertem Tiefenwasser bewirken. Dies ist im Fall GSA deutlich zu erkennen: Im Gegensatz zu ST zeigt der Tracer I in GSA eine flache Ausbreitung mit einem Maximum bei 1400 m in den Subtropen (Abb. 7.10). Die 2% -Linie reicht nicht tiefer als 1700 m (3500 m in ST). Darunter fehlt der Tracer I völlig, da die tiefreichende Konvektion entfällt und das Absinken in der Labradorsee reduziert ist. Die flache, auch im Experiment GSA existente Ausbreitung des Tracers I hat ihre Quelle in der flachen Konvektion am östlichen Rand der Salzanomalie. Südlich von 45°N ist der Anteil am örtlichen Wasser bis zu 10%-Punkte geringer als in ST. Tracer I überwindet in ST deutlich größere Distanzen als in GSA. Die übrigen Anteilstracer zeigen ebenfalls eine südwärtige Ausbreitung entlang des krummlinigen Schnittes (Abb. 7.9b-d). Ihre subtropischen Kerne liegen zwischen 2000 und 2500 m und damit etwas tiefer als der Kern des Tracers I aus der Labradorsee.

Die Anteilstracer sind teilweise nicht unabhängig voneinander: Teile des mit dem Tracer III aus der nordöstlichen Randzone gekennzeichneten Wassers durchqueren auch die nordwestliche Randzone in der Davisstraße, wo der Tracer IV initialisiert wird. Außer dem berührt Tracer III auch die Bildungsgebiete von I (Labrador) und II (Nordostat-

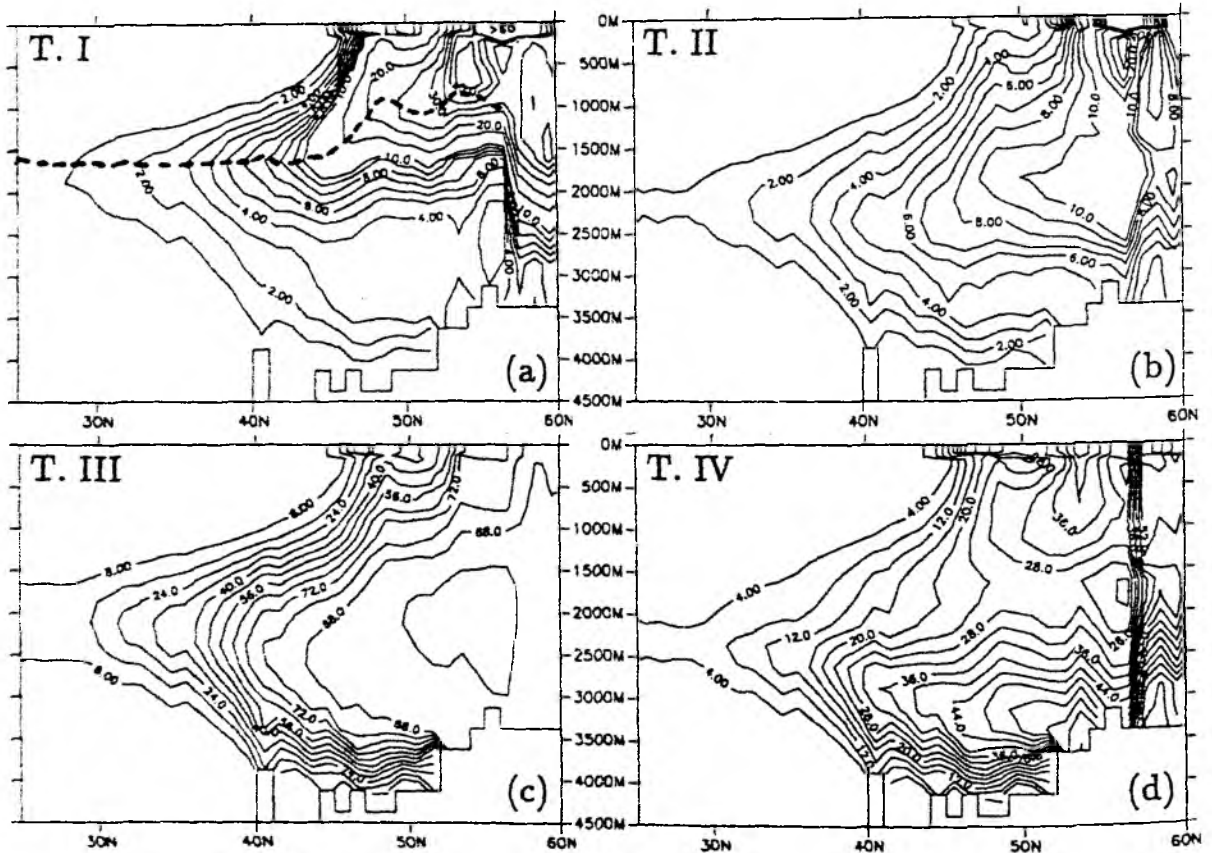


Abbildung 7.9: Konzentration von Anteilstracern auf einem krummlinigen Schnitt für das Experiment ST, (a) Anteilstracer I (Labradorsee, Linienabstand: 1%), (b) II (Nordosten, 1%) (c) III (Dänemarkstraße, 8%) (d) IV (Davisstraße, 4%). Die gestrichelte Linie markiert die Isopykne $\sigma_{1375} = 34.63$. Der Verlauf des Schnittes ist durch Kreuze in Abb. 7.8 markiert.

lantik). Eine Addition der einzelnen Anteile würde also nicht die Summe der einzelnen Quellwassermassen ergeben. Im Verhältnis zur Gesamtheit der Tracerkonzentrationen zeigt sich jedoch die Gewichtung der Wassermassen aus den einzelnen Herkunftsgebieten. Zur Bestimmung der veränderten Beiträge (in GSA verglichen mit ST) verschiedener Quellwassermassen an der Wassermassenzusammensetzung bei 36°N müssen hier keine klassischen Wassermassenanalysen durchgeführt werden. Die Konzentrationsdifferenz der vier Anteilstracer gibt direkte Auskunft über die veränderte Beteiligung.

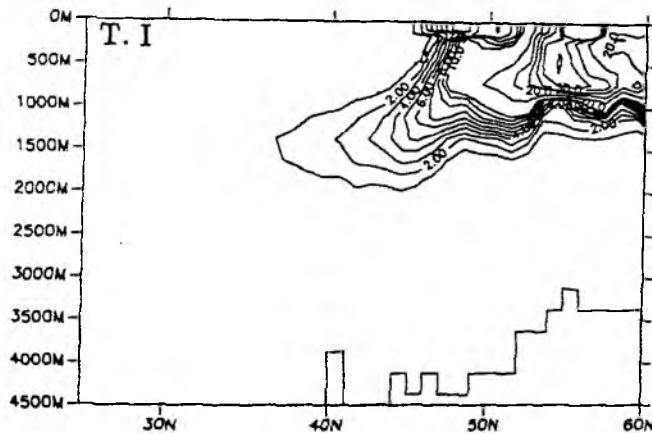


Abbildung 7.10: Konzentration des Anteilstracers I (Labradorsee) auf einem krummlinigen Schnitt für das Experiment GSA, Linienabstand: 1%. Der Verlauf des Schnittes ist durch Kreuze in Abb. 7.8 markiert.

Die Veränderungen aller Tracer bei Unterbindung der Konvektion in der Labradorsee (GSA-ST) entlang des krummlinigen Schnittes konzentrieren sich auf die oberen 1500 m, nördlich von 40°N (Abb. 7.11):

Anteilstracer I (aus der Labradorsee) zeigt Abnahme im gesamten Ausbreitungsgebiet, wobei er unterhalb von 1000 m komplett verschwindet.

Anteilstracer II (aus dem nordöstlichen Atlantik) wird teilweise aus der Irmingersee in die Labradorsee transportiert. Da er dort wegen der fehlenden Konvektion in GSA nicht mehr auf Null gesetzt wird, zeigt er oberhalb von 1500 m eine Zunahme.

Anteilstracer III (aus der Dänemarkstraße) zeigt eine schwache Abnahme oberhalb von 1000 m, da er in GSA in geringerem Maße durch den inneren zyklonalen Wirbel advehiert wird. Darunter ist eine leichte Zunahme erkennbar, da er nicht mehr konvektiv bis an die Oberfläche vermischt wird.

Anteilstracer IV (aus der Davisstraße) zeigt die größte Reduzierung in den oberen 2000 m. Auch er ist von der fehlenden Konvektion betroffen, nachdem er die Randzone verlassen hat.

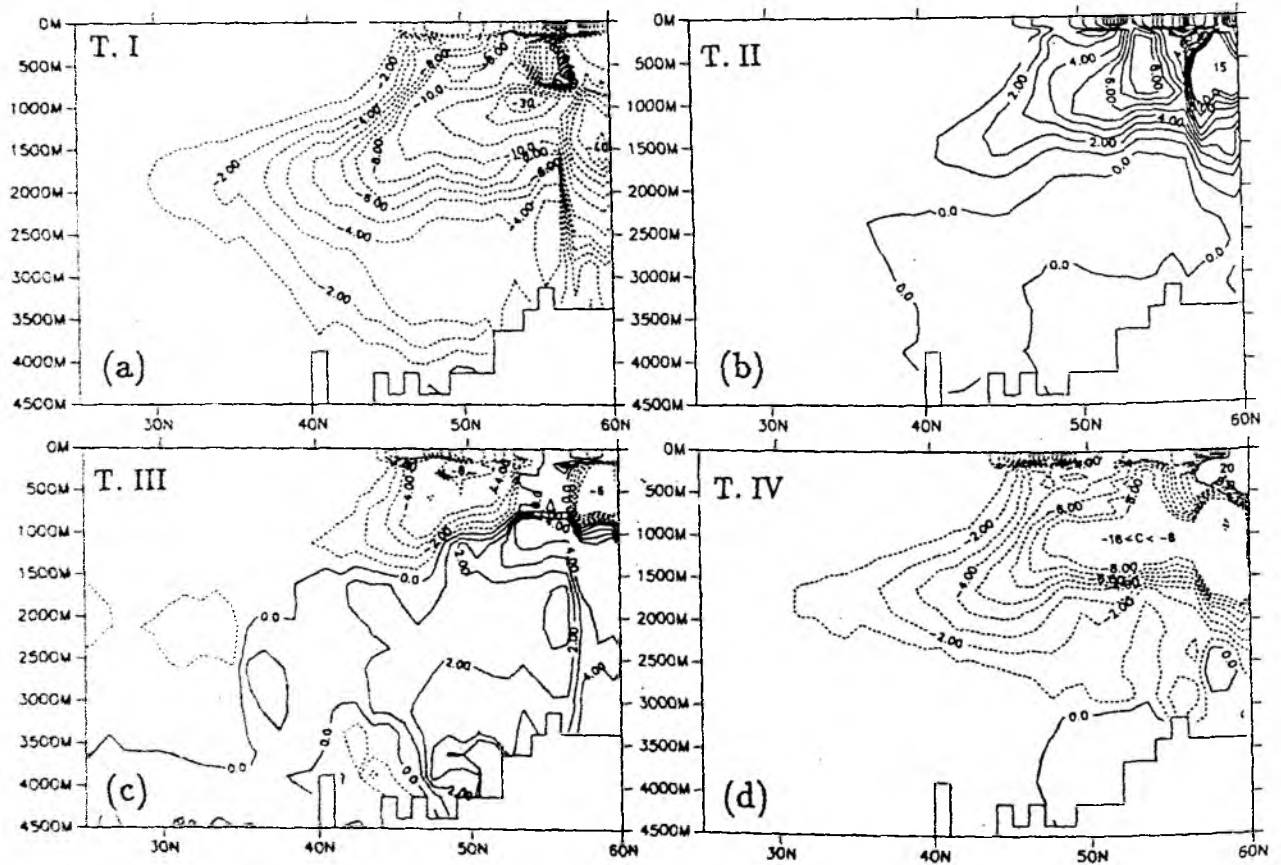


Abbildung 7.11: Konzentrationsdifferenz der Anteilstracer (GSA - ST) auf einem krummlinigen Schnitt, (a) Anteilstracer I (Labradorsee), (b) II (Nordosten) (c) III (Dänemarkstraße) (d) IV (Davisstraße); Linienabstand: 1%. Der Verlauf des Schnittes ist durch Kreuze in Abb. 7.8 markiert.

Diese Anteilsdifferenzen geben nun Auskunft darüber, welche hydrographischen Veränderungen zwischen GSA und ST durch Advektion und Diffusion zu erklären sind und welche Veränderungen andere Ursachen haben müssen. Südlich von 40°N zeigen besonders I (Labrador) und IV (Dänemarkstraße) stärkere Abnahmen im oberen Tiefenwasserbereich zwischen 1500 und 2000 m. Die größten Temperaturdifferenzen treten dagegen entlang des gesamten krummlinigen Schnittes oberhalb von 800 – 1000 m auf, nördlich von 40°N auch bis 2000 m (Abb. 7.12). Die nördlichen, tiefreichenden Temperaturveränderungen sind mit Veränderungen der Anteilstracer verbunden. Dies ist nicht der Fall für die starken hydrographischen Unterschiede in der oberen Wassersäule der Subtropen. Alle vier Differenzen der Anteilstracer in Oberflächennähe sind klein

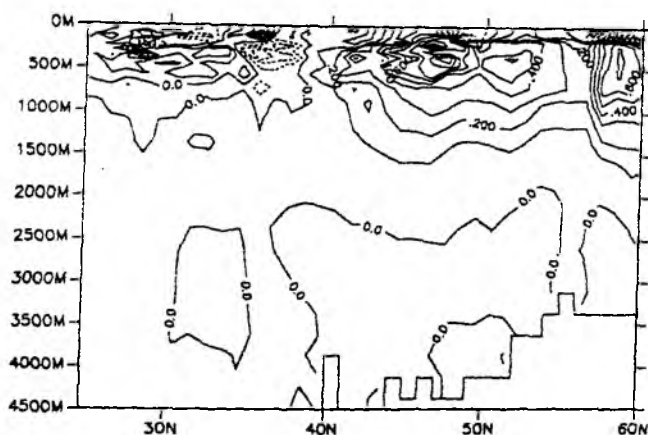


Abbildung 7.12: Temperaturdifferenz zwischen den Experimenten GSA und ST auf einem krummlinigen Schnitt, Linienabstand: 0.1°C. Der Verlauf des Schnittes ist durch Kreuze in Abb. 7.6 markiert.

gegen (I, IV) oder ebenso groß (II, III) wie die entsprechenden Werte im Tiefenwasser. Da alle Tracer im Oberflächenwasser der nördlichen Regionen mindestens genauso stark vertreten sind wie im Tiefenwasser, können die großen Temperatur- und Salzgehaltsdifferenzen an der subtropischen Oberfläche nicht durch Advektion von Anomalien aus dem Norden verursacht werden. Keines der vier Quellgebiete kommt hierfür in Frage. Vielmehr müssen lokale Prozesse als Folgen einer Dynamik von beckenweiter Skala eine Rolle spielen: wie am Beispiel des Experimentes NDS in Kapitel 3 gezeigt wird, erfolgt nach Umstellungen des thermohalinen Antriebs im Nordatlantik ein wellenvermittelter Adjustierungsprozeß, der in einer veränderten baroklinen Struktur des Geschwindigkeits- und Dichtefeldes resultiert. Dabei kann eine Veränderung der an der Oberfläche intensivierte baroklinen Eigenfunktionen zu lokal veränderten hydrographischen Strukturen führen. Diese Prozesse sind dynamische Folgen einer unterbrochenen Tiefenkonvektion in der Labradorsee und können nicht durch Advektion erklärt werden.

Die Dichteveränderungen im Tiefenwasser werden anhand von Zonalschnitten untersucht. Wie schon aus dem krummlinigen Schnitt (Abb. 7.9a) hervorgeht, ist der Anteilstracer I auch nach 26-jähriger Integration noch schwach bei 24°N vertreten. Er ist am tiefen westlichen Rand konzentriert (Abb. 7.13), wie es auch bei Tracern wie Freon oder

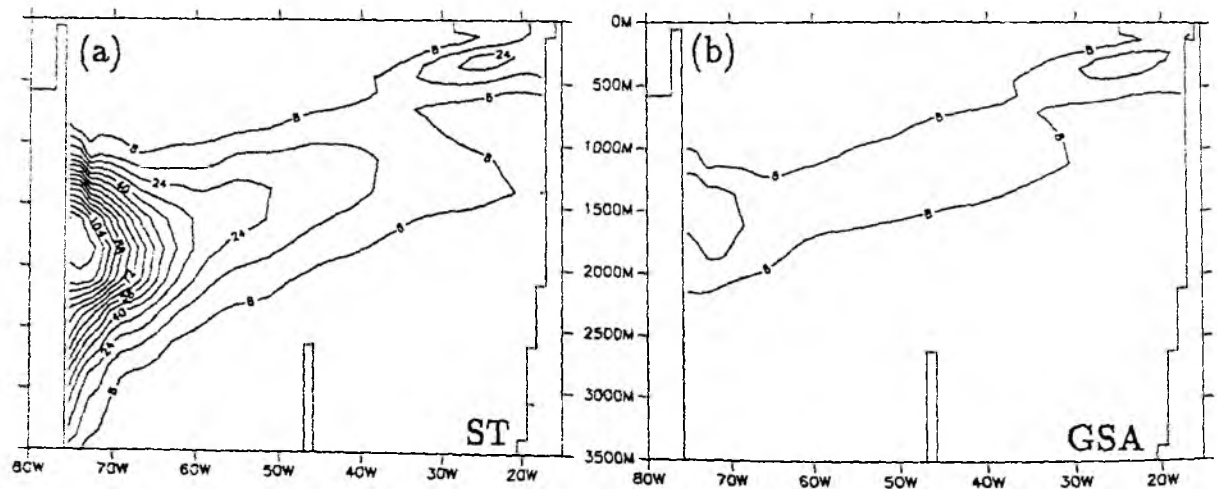


Abbildung 7.13: Konzentration des Anteilstracers I auf einem Zonalschnitt bei $24^{\circ}N$ für die Experimente (a) ST und (b) GSA, Linienabstand: 0.08% . Für die Linienbeschriftung sind die Werte mit 100 multipliziert.

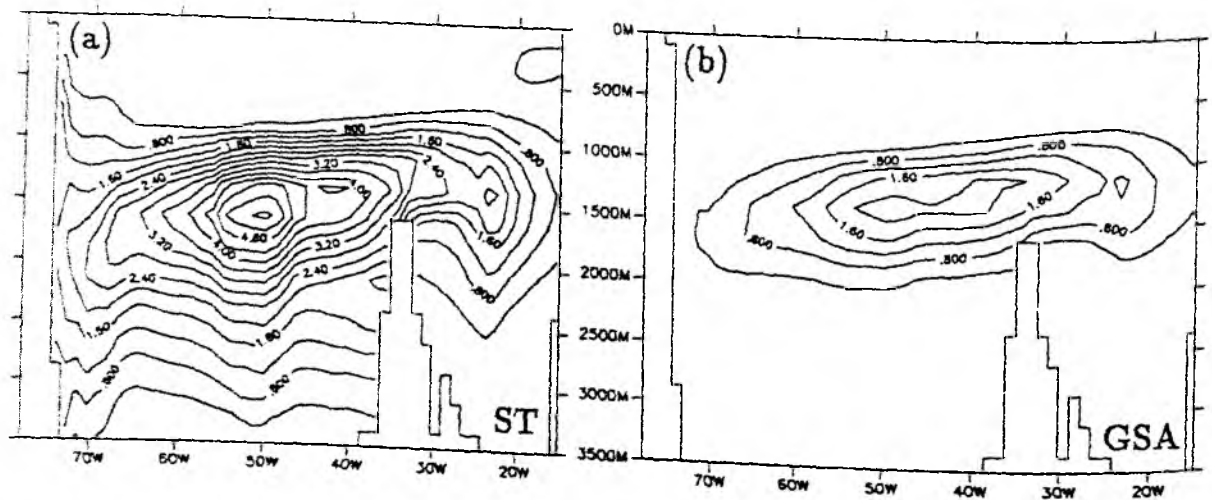


Abbildung 7.14: Konzentration des Anteilstracers I auf einem Zonalschnitt bei $36^{\circ}N$ für die Experimente (a) ST und (b) GSA, Linienabstand: 0.4% .

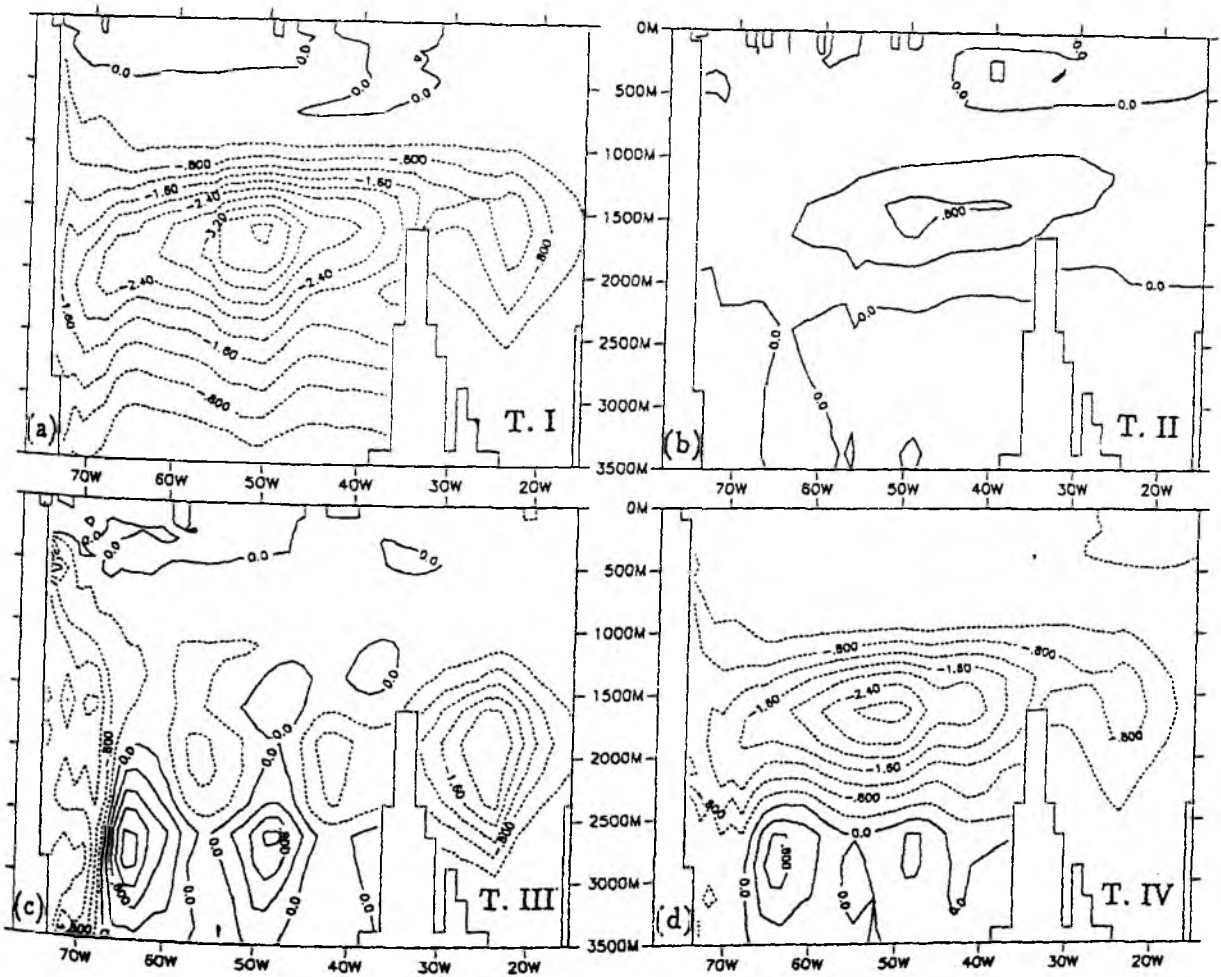


Abbildung 7.15: Konzentrationsdifferenz der Anteilstracer (GSA - ST) auf einem Zonalschnitt bei $36^{\circ}N$, (a) Anteilstracer I (Labradorsee), (b) II (Nordosten) (c) III (Dänemarkstraße) (d) IV (Davisstraße); Linienabstand: 0.4% .

Tritium beobachtet wird. Die Konzentration in GSA ist erheblich geringer als in ST. Bei 36°N fallen die Anteile und die Differenzen stärker aus (Abb. 7.14 und 7.15). Deshalb werden die Auswirkungen der Salzgehaltsanomalie auf die hydrographische Struktur des Tiefenwassers auf dieser geographischen Breite untersucht. In beiden Experimenten befindet sich ein zonal über das gesamte Becken ausgestreckter Kern des Tracers I nahe bei 1500 m. In ST liegt er 200 m tiefer, in GSA 100 m höher. Der maximale Anteil des konvektiv in der Labradorsee erzeugten Wassers beträgt in ST 5.5%. Relativ zur Gesamtheit der vier Tracer entspricht dies einem Anteil von 17/100. In GSA ist er auf 2% reduziert (entsprechend 6/100 zur Gesamtheit der Tracer). Die übrigen in der nördlichen Randzone erzeugten Anteilstracer II, III und IV haben in beiden Experimenten ihr Maximum bei 36°N in etwa 2500 m Tiefe (ohne Abbildung). Im östlichen Becken existiert jeweils ein schwächeres lokales Maximum, das wie bei dem Tracer I wenige hundert Meter höher liegt.

Die Unterschiede der Tracerverteilung bei 36°N liefern Informationen über die veränderte Beteiligung von Wassermassen am hydrographischen Aufbau des Tiefenwassers. Abb. 7.15 zeigt diese Differenzen zwischen den beiden Modellexperimenten (GSA-ST): Die Tracer I (Labrador) und IV (Davisstraße) zeigen eine generelle Abnahme unterhalb von 1000 m mit großer zentraler Erstreckung und mit Schwerpunkt im oberen Tiefenwasserbereich zwischen 1400 m und 1700 m. Tracer II (nordöstlicher Atlantik) zeigt in dem gleichen Tiefenbereich eine Zunahme, denn er wird im Experiment GSA beim Durchqueren der Labradorsee nicht mehr auf Null gesetzt und kann ungestört ausgebreitet werden. Lediglich die Differenz des Tracers III (Dänemarkstraße) zeigt keinen eindeutigen Kern im Zonalschnitt, sondern eine ausgeprägte Zellenstruktur.

Die Differenzen von Temperatur und Salzgehalt zwischen GSA und ST auf dem Zonalschnitt bei 36°N (Abb. 7.16a,b) lassen folgende generelle Struktur erkennen:

Oberfläche – 1000 m Größte positive und negative Extrema (bis zu 0.9 K und 0.05 psu).

1000 m - 2300 m Generelle Erwärmung und Salzgehaltserhöhung von bis zu 0.1 K und 0.002 psu am westlichen Rand, und 0.03 K bzw. 0.005 psu im Zentrum des Nordamerikanischen Beckens; maximale Differenzen um 1500 m.

2500 m - Boden Geringe Abkühlung in einigen Regionen.

Die Struktur der Differenz KNOA-ST (7.16c,d) zeigt ein ähnliches, aber deutlich verstärktes Muster, dessen Zentrum der Veränderung einige hundert Meter höher liegt. Im Vergleich zwischen GSA und ST stimmen die Niveaus der tiefen hydrographischen Veränderungen und der Tracerdifferenzen etwa überein. Im zonalen Mittel liegen die Maxima der Tracer bei 36°N im Fall ST bei 1600 m (I), 2300 m (II), 2200 m (III) und 2600 m (IV) (Abb. 7.17a,b). Die größte Differenz zwischen GSA und ST zeigt auch hier der Labradortracer I (Abb. 7.17c). Der Anteil des Wassers aus der Labradorsee, der in seinem Ursprungsgebiet in ST von Konvektionseignissen betroffen ist, wird bei 36°N von 2.4% auf weniger als 1% reduziert. Die entsprechenden Differenzen (GSA-ST) der

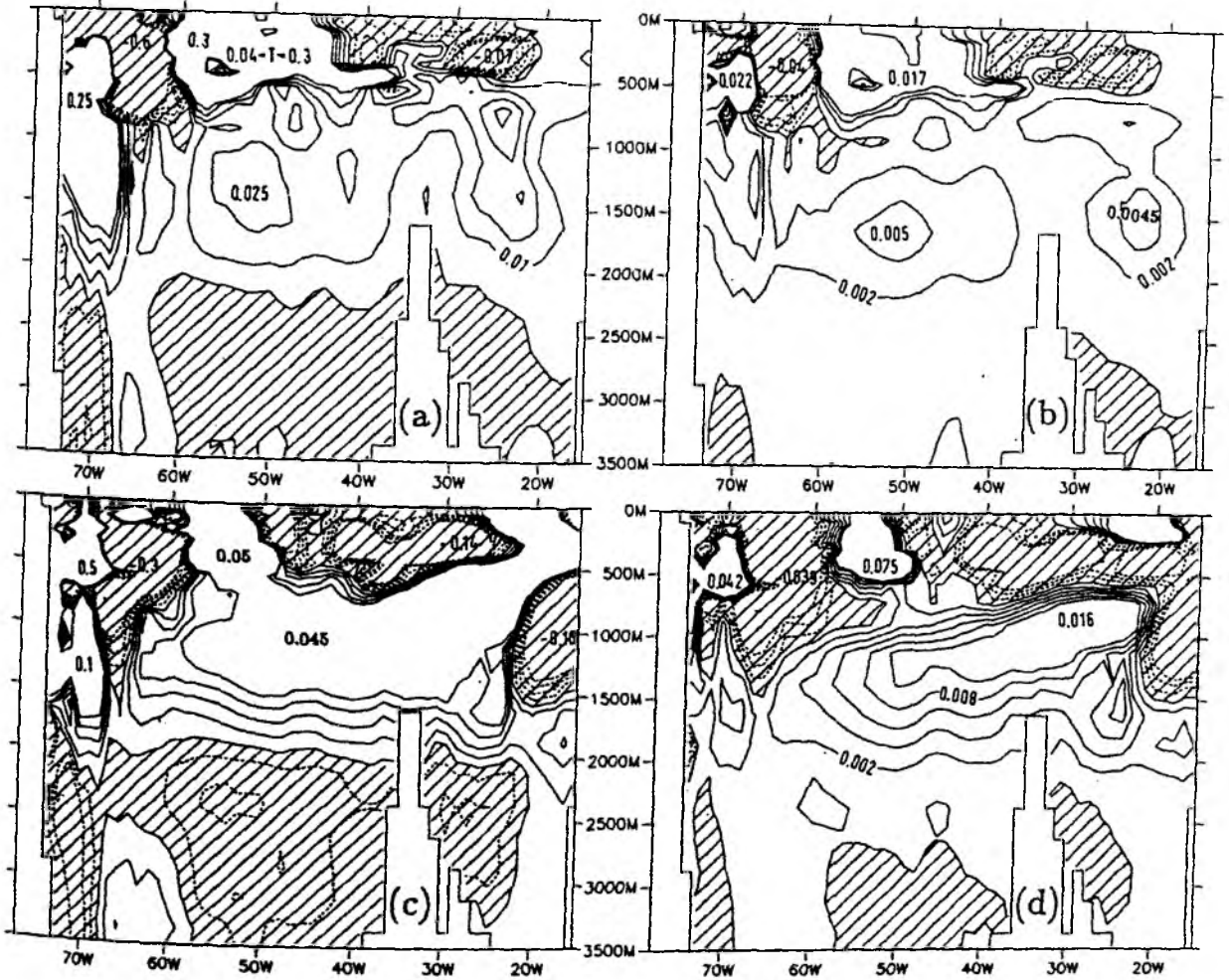


Abbildung 7.16: Differenzen von Temperatur und Salzgehalt auf einem Zonalschnitt bei 36° N, (a) Temperaturdifferenz (GSA - ST), Linienabstand 0.01 K (b) Salzgehaltsdifferenz (GSA - ST), Linienabstand 0.002 psu (c) Temperaturdifferenz (KNOA - ST), Linienabstand 0.01 K (d) Salzgehaltsdifferenz (KNOA - ST), Linienabstand 0.002 psu;

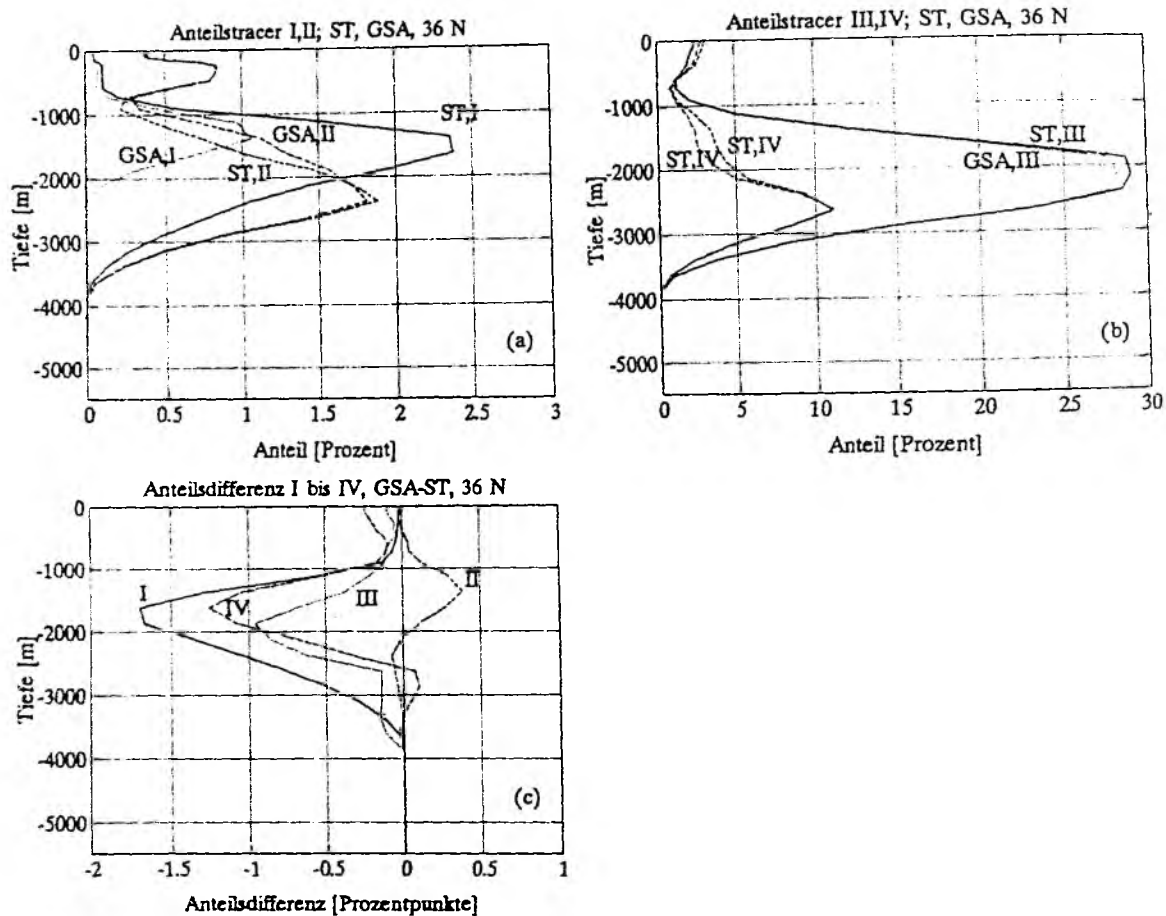


Abbildung 7.17: Zonal gemittelte Konzentration von Anteilstracern für die Experimente ST und GSA, (a) Anteilstracer I und II, (b) Anteilstracer III und IV; (c) Konzentrationsdifferenzen (GSA - ST) für die Tracer I, II, II, IV.

zonal gemittelten Temperatur- und Salzgehaltsprofile bei 36°N zeigen positive und negative Werte bis zu 0.035 K in den oberen 800 m (Abb. 7.18a,b). Darunter, im Bereich bis zu 2300 m, ist GSA um bis zu 0.02 K wärmer als ST. Das Maximum liegt bei 1500 m und befindet sich im Bereich der maximalen Tracerveränderungen.

Darunter liegt eine geringe Abkühlung bis zu 4000 m und eine schwache Erwärmung bis zum Boden. Hierbei müssen die Kerne der Anteilsveränderungen und der hydrographischen Veränderungen nicht genau übereinstimmen, da die Veränderungen der Tracer am Ursprungsort nicht in einem linearen Zusammenhang zu den dortigen Temperaturänderungen stehen. Die Änderung des Salzgehaltes bei 36°N (Abb. 7.18b) oberhalb von 2000 m ähnelt der Temperaturveränderung. Diese hydrographischen Veränderungen finden eine Entsprechung auch zwischen den Experimenten KNOA und ST, jedoch mit etwa verdoppelter Amplitude unterhalb von 1000 m. Bei 42°N ist ein sehr viel stärkeres Signal zu finden (Abb. 7.18c,d): die stärkste Erwärmung im zonalen Mittel beträgt dort 0.12 K in GSA und 0.2 K in KNOA bei 600 m.

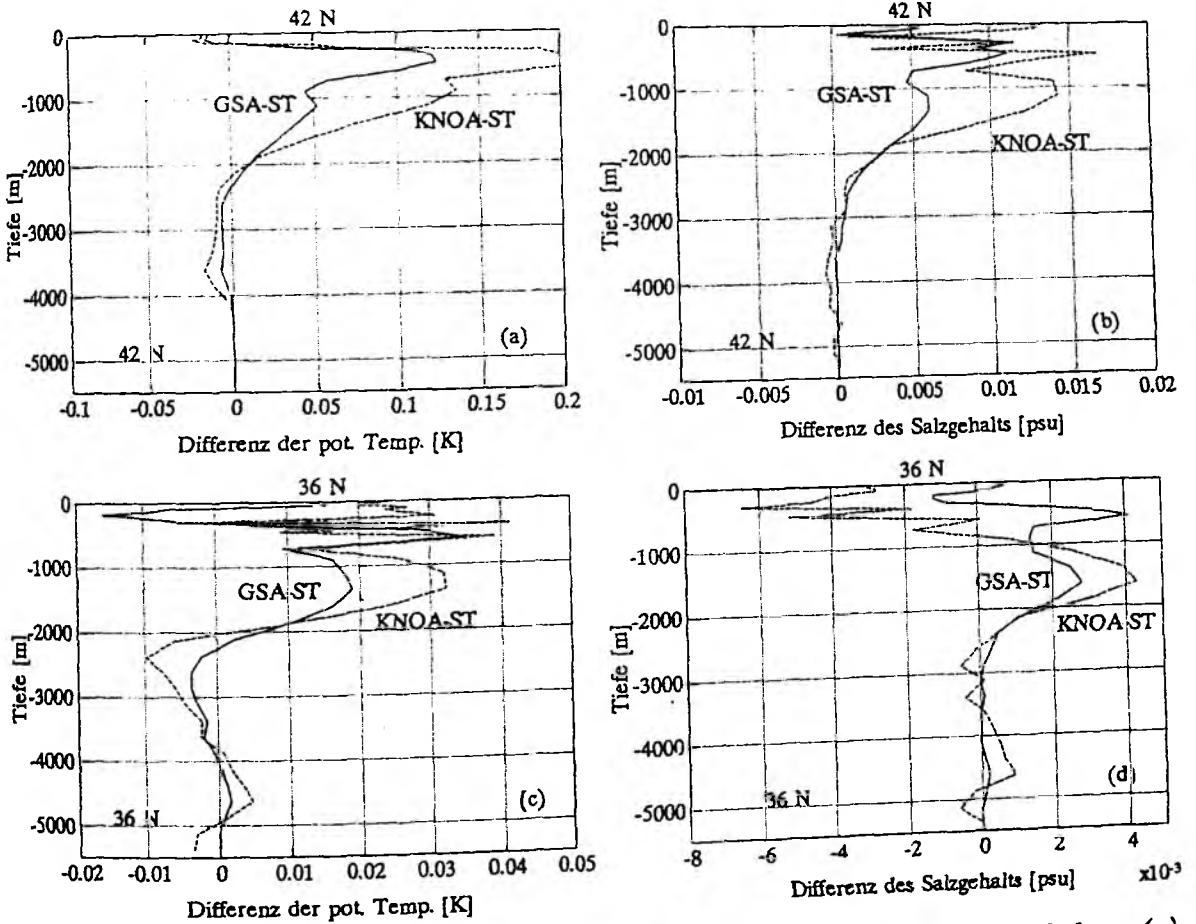


Abbildung 7.18: Differenzen von zonal gemittelten Temperaturen und Salzgehalten, (a) Temperaturdifferenzen bei 42° N, (b) Salzgehaltsdifferenz bei 42° N, (c) Temperaturdifferenz bei 36° N, (d) Salzgehaltsdifferenz bei 36° N.

Ein Vergleich der Differenzen in Temperatur und Salzgehalt bei 36°N mit den Anteilsdifferenzen zeigt also eine weitgehende Übereinstimmung der räumlichen Lage der jeweiligen Kerne unterhalb von 1000 m. Dies geht sowohl aus den Zonalschnitten (Abb. 7.16 und 7.15), als auch aus den Profilen (Abb. 7.18a,b und 7.17c) hervor. Das starke Temperatursignal oberhalb von 1000 m kann auch hier nicht durch Advektion erklärt werden. Eine Erwärmung und Salzgehaltserhöhung im oberen Tiefenwasser ist hingegen klar mit der Reduzierung dreier Tracer verbunden. Die Tiefenwassererwärmung in den Subtropen ist also der Effekt verschiedener direkter und indirekter Folgen der Salzgehaltsanomalie in der Labradorsee. Als direkte Folge zeigt der Tracer I die größte relative und absolute Abnahme, da er durch die in GSA reduzierte Konvektion nur noch in vermindertem Maße erzeugt wird. Eine südwärtige Advektion von regelmäßig erneuertem und abgekühltem LSW findet nur noch in schwacher Form statt. Da die Änderung des horizontalen Geschwindigkeitsfeldes klein ist gegen die Geschwindigkeiten selbst (siehe Kapitel 7.2), findet weiterhin eine Ausbreitung von Wasser aus der Labradorsee statt. Dies äußert sich z. B. in der Advektion des Tracers IV, der aus der Davisstraße in die

Labradorsee und weiter nach Süden transportiert wird. Die transportierte Wassermasse aus der Labradorsee ist in GSA allerdings wärmer als in ST. Als indirekte Folge der Salzgehaltsanomalie spielt auch die veränderte Ausbreitung der übrigen gekennzeichneten Wassermassen eine Rolle. Ihre Tracer sind bei der Durchquerung der Labradorsee von der veränderten Zirkulation betroffen. In den Subtropen drückt sich dies durch Anteilsveränderungen aus, die absolut und auch relativ zu ihren Werten in ST deutlich kleiner sind als die Veränderungen des Tracers I.

Die Frage nach dekadischer Veränderlichkeit der Hydrographie in mittleren Breiten wurde von LEVITUS (1989) untersucht: Temperatur und Salzgehalt im Nordatlantik wurden jeweils über die Pentaden 1955-1959 und 1970-1974 zeitlich gemittelt. Im tiefen Ozean bei 36°N ergibt sich eine statistisch signifikante Erwärmung vom 0.1 K mit einem Maximum im westlichen Becken um 1750 m Tiefe. Die Temperaturveränderungen sind stark korreliert mit Salzgehaltsveränderungen. Levitus postuliert eine anomal schwache Tiefenkonvektion in der Labradorsee, wie sie von CLARKE und GASCARD (1983) und LAZIER (1988) beschrieben wurde, als mögliche Ursache der Differenzen zwischen den Pentaden. ROEMMICH und WUNSCH (1985) sowie PARILLA et al. (1994) vergleichen einzelne hydrographische Schnitte bei 24°N . Die Differenzen zwischen 1981 und 1957 sowie zwischen 1992 und 1957 zeigen maximale Veränderungen oberhalb von 1000 m (positiv und negativ) und eine Erwärmung darunter.

Solche Veränderungen der hydrographischen Struktur werden generell auch im Vergleich der Experimente ST und GSA, sowie ST und KNOA widerspiegelt. Die Erwärmungen sind im Tiefenwasserbereich jedoch geringer als in den genannten Beobachtungen. Dies liegt zum einen daran, daß die idealisierte Salzgehaltsanomalie in GSA oder die Antriebsänderung in KNOA möglicherweise schwächer sind als die Ursache der beobachteten Veränderungen. Zum anderen ist die Integrationszeit von 27 Jahren um 8 Jahre kürzer als der Vergleichszeitraum von PARILLA et al. (1994). Die Dichteanomalie hatte zu wenig Zeit, sich im NADW auszubreiten. Als weitere Ursache des geringeren Signals kann die aus numerischen Gründen notwendige explizite Diffusivität bei Verwendung zentraler Differenzen genannt werden. Sie reduziert Dichtegradienten. In diesen Modellexperimenten kann es nicht um eine quantitative Simulation gehen, sondern um prinzipielle Untersuchungen der Folgen einer unterbrochenen Tiefenwasserbildung. Eine auf die innere Labradorsee beschränkte Salzgehaltsanomalie kann die generelle Struktur der beobachteten hydrographischen Veränderungen herbeiführen. Direkte Effekte der unterbrochenen Tiefenwasserbildung sind für den Hauptanteil der Erwärmung des tiefen westlichen Beckens verantwortlich.

Verschiedene Beobachtungen der hydrographischen Anomalien in den Subtropen liefern unterschiedliche Ergebnisse hinsichtlich der zonalen Verteilung. In dem frühen Vergleich von PARILLA et al. (1994) (die Jahre 1981 und 1957) sind die tiefen Veränderungen auf das westliche Becken beschränkt: Maximalwerte von 0.25 K werden erreicht. Erst der späte Vergleich (1992, 1957) zeigt gleichstarke Veränderungen im östlichen wie im westlichen Becken. Größte Temperaturveränderungen von 0.3 K im zonalen Mittel treten bei 1000 m auf. Bei 2000 m sind es 0.1 K.

Während die hydrographischen Unterschiede zwischen den Modellexperimenten GSA

und ST im inneren westlichen Becken (abseits des Randstromes) und im östlichen Becken etwa gleichstark sind, ist dies für die Anteilstracer I,II und IV nicht der Fall (Abb. 7.16). Ihre Veränderungen sind im westliche Becken konzentriert. Dagegen zeigt der Tracer III seine stärkste Abnahme im tiefen östlichen Becken. Das DSOW aus dem Ursprungsgebiet des Tracers III sorgt also für ein Gegengewicht der westlichen hydrographischen Veränderungen im östlichen Becken. Da das DSOW auf seinem Weg nach Süden teilweise die Labradorsee durchquert, muß es auch von der reduzierten Konvektion und Vertikalgeschwindigkeit in GSA betroffen sein, was in den Subtropen, im tiefen östlichen Becken einen stärkeren Effekt auf die Wassermassenzusammensetzung verursacht als die Veränderungen der übrigen gekennzeichneten Wassermassen. Auch die starke Erwärmung und Salzgehaltserhöhung direkt am westlichen Rand ist auf die Veränderung des Anteils von DSOW zurückzuführen, denn nur der Tracer III aus der Dänemarkstraße zeigt dort eine ausgeprägte Reduzierung. Sein starker zonaler Gradient bei 66°W fällt mit einem Temperatur- und Salzgradienten bei 36°N zusammen.

Das gegenüber GSA weniger spezielle Experiment KNOA, in dem keinerlei Tiefenwasserbildung im nördlichen Teil des inneren Modellgebietes zugelassen wird, produziert hydrographische Differenzen zu ST, deren Amplitude näher an den Beobachtungen liegt als in GSA. Welche der anomalen Randbedingungen der beiden Experimente mehr den natürlichen Verhältnissen entspricht, läßt sich derzeit aufgrund der eingeschränkten Beobachtungsmöglichkeiten, insbesondere während der Tiefenwasserbildung im nordatlantischen Winter, nicht feststellen.

Die Profile in Abb. 7.18 zeigen über weite Tiefenbereiche gleiche Vorzeichen der Änderung von Temperatur und Salzgehalt. Deshalb besteht die Möglichkeit, daß hiermit keine Änderung der Dichte verbunden ist. Abb. 7.19 zeigt ein Θ -S-Diagramm bei 42°N, 47°W zwischen 1125 und 3750 m Tiefe. Die Sterne symbolisieren das Experiment ST. Die Kreuze, die das Experiment GSA kennzeichnen, liegen entweder auf dem gleichen Dichtehorizont oder nur wenig daneben; d. h. die Veränderung der Dichte durch Verschiebungen vom Temperatur und Salzgehalt kompensieren sich weitgehend. Dieses Bild ist typisch für den gesamten subtropischen Bereich; sowohl für das Experiment GSA, als auch für KNOA. Die hydrographischen Auswirkungen der zugrundeliegenden Antriebsanomalien an der Oberfläche sind also kaum dynamisch relevant. Nur geringe Veränderungen der Umwälzung sind möglich. Zum Vergleich ist in Abb. 7.18 auch die Θ -S Beziehung für das Experiment mit starkem Oberflächenantrieb (SNOA) durch Kreise dargestellt.

Die Veränderungen der Dichte relativ zu ST sind hier deutlich stärker als zwischen GSA und ST. Da dieser Effekt in SNOA mit der geographischen Länge variiert, kommen zonale Dichtegradienten zustande, die von ST abweichen. Deshalb ist die Umwälzung im Versuch SNOA stärker betroffen als in GSA und KNOA. Änderungen der Transportstruktur im Tiefenwasser der Subtropen, wie sie von ROEMMICH und WUNSCH (1985) gefunden werden, kann dieses Modell also nicht durch subpolare Oberflächenantriebsanomalien erklären. Solche Differenzen im Transport zwischen GSA und ST oder zwischen KNOA und ST sind eine Größenordnung kleiner als in den beobachteten Veränderungen. Die veränderte Dichtestruktur kann dies nicht liefern, weil die absoluten Dichteänderungen kleiner sind als die Beobachtungen und weil die horizontalen Dichte-

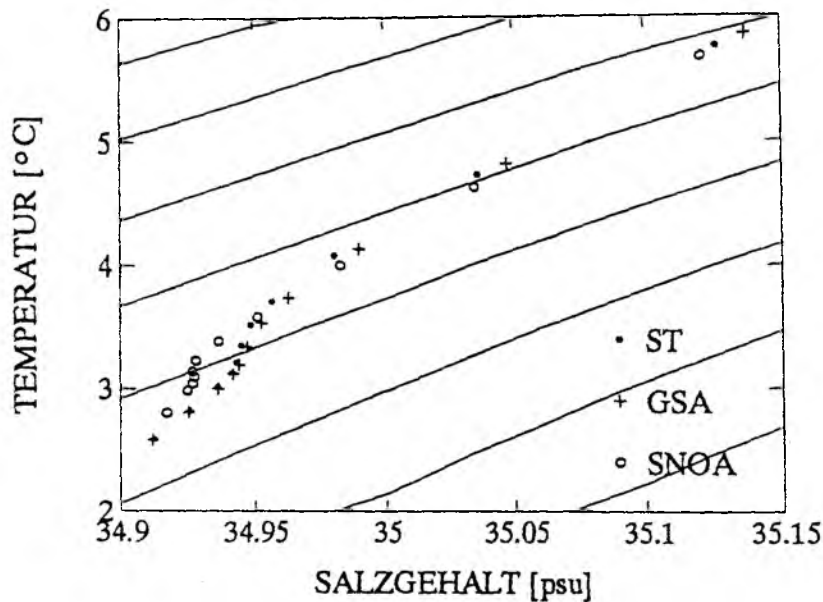


Abbildung 7.19: $\Theta - S$ -Profil bei $42^\circ N$, $40^\circ W$ für ST, GSA und SNOA ("starker nördlicher Oberflächenantrieb"); Isolinien gleicher potentieller Dichte sind eingezeichnet.

gradienten im Tiefenwasser zu schwach verändert werden. In diesem Zusammenhang wäre die Verwendung von weniger diffusiven numerischen Schemen in Kombination mit einem höherauflösenden Modell von Interesse.

7.2 Horizontale Zirkulation

Die über die oberen 1000 m gemittelten Geschwindigkeiten in ST (Abb. 7.20a) zeigen einen westlichen Randstrom und einen Nordatlantischen Strom mit der in Kapitel 4 erläuterten unrealistischen Verzweigung in die Dänemarkstraße. In Fall ST existiert eine geschlossene zyklonale Zirkulation in den oberen 1000 m des westlichen subpolaren Gebietes (Abb. 7.20a), welche die Labradorsee, den westlichen Teil des nordatlantischen Stroms und die Irmingersee umfaßt. Darin eingeschlossen befindet sich eine innere zyklonale Zelle in der Labradorsee, die eine Vorbedingung für tiefreichende Konvektion darstellt. Dieser Effekt konvektiver Tiefenwasserbildung wird durch die Modellparametrisierung offenbar gut wiedergegeben: eine vertikale Homogenisierung der Wassersäule ohne direkt damit verbundene Vertikalbewegung im Mittel über das Konvektionsgebiet wird von VISBECK (1993) in der Grönlandsee und im Golf von Lion gefunden. Nach einem Konvektionsereignis erscheint bis in die Konvektionstiefe plötzlich eine positive Dichteanomalie, welche eine lokale geostrophische Anpassung bewirken muß. Da sich die Konvektionstiefe in der Labradorsee wie ein nach Westen tiefer werdender Trog hinzieht, ist entsprechend der thermischen Wind Beziehung eine Verstärkung der zyklonalen Zirkulation, zumindest im oberen Teil der Wassersäule, zu erwarten; im Falle des Ausbleibens der Konvektion eine Abschwächung derselben. Genau dieser Effekt ist

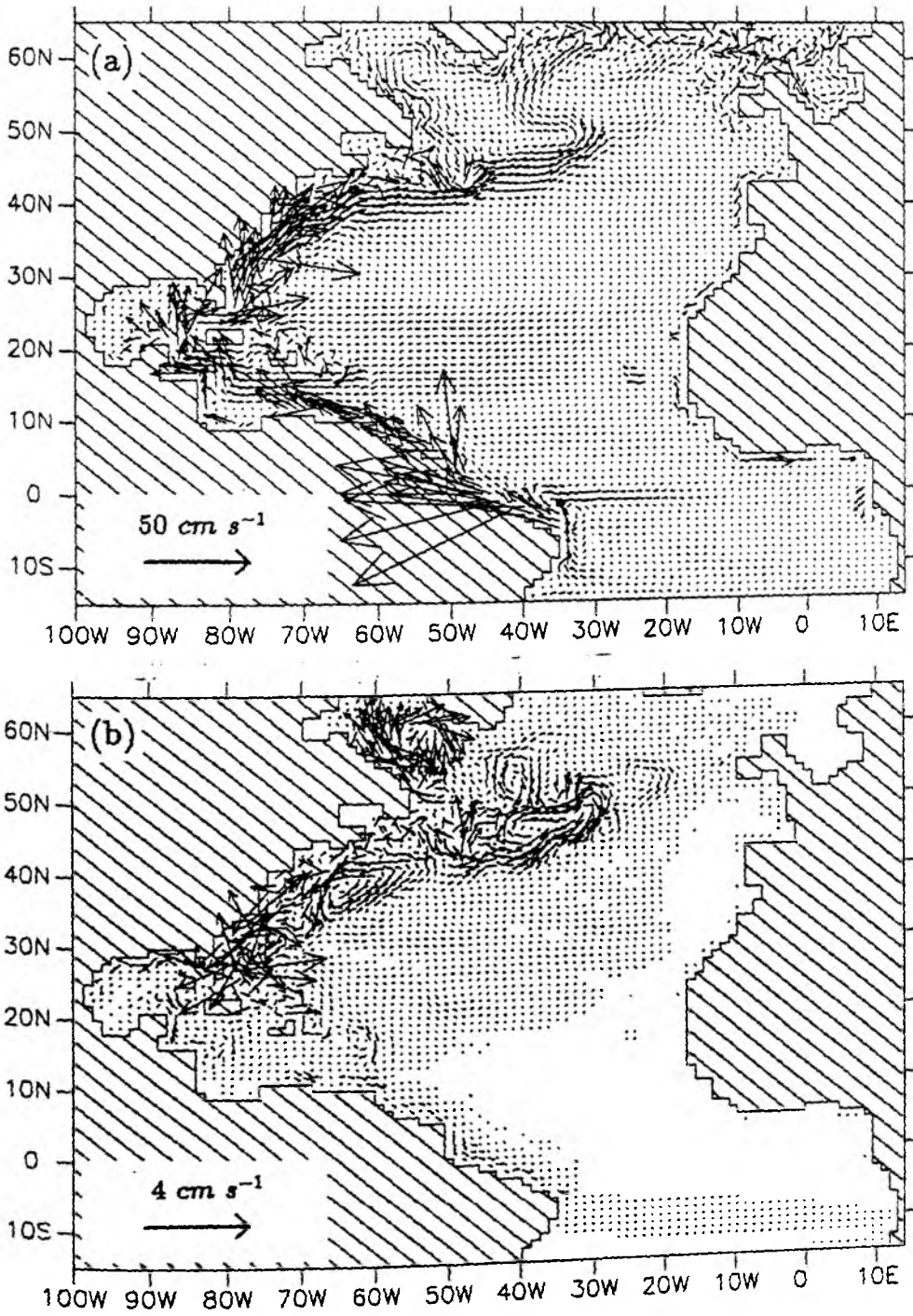


Abbildung 7.20: Horizontale Geschwindigkeit im Mittel über die oberen 1000 m für (a) ST und (b) GSA-ST.

in GSA eingetreten: die zyklonale Zirkulation in der inneren Labradorsee ist deutlich geschwächt. Die Differenz zu ST (Abb. 7.20b) zeigt eine Verringerung der zyklonalen Geschwindigkeit um 1-3 cm/s. Für die barotrope Zirkulation (Abb. 7.21) macht dies etwa 2.5 Sv aus.

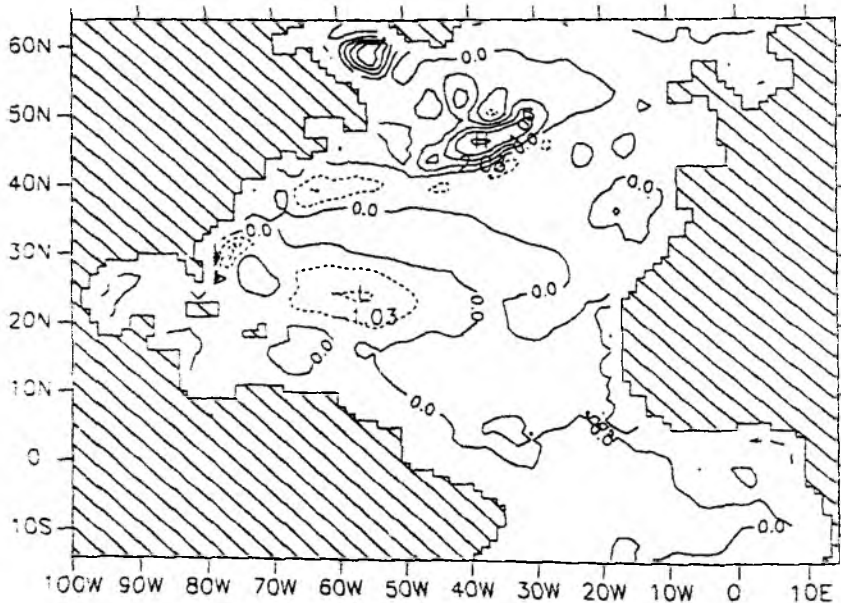


Abbildung 7.21: Differenz der barotropen Stromfunktionen (GSA-ST), Linienabstand 0.5 Sv.

Weitere Differenzen sind zwischen Neufundland und dem Mittelatlantischen Rücken sowie im westlichen Teil der subtropischen Antizyklone erkennbar. Südlich von 40°N sind die Differenzen klein gegen die Geschwindigkeiten in ST. Die Geschwindigkeitsveränderungen zwischen 1000 m und dem Boden (Abb. 7.22) sind um eine Größenordnung geringer als in der oberflächennahen Zirkulation (Abb. 7.20a), jedoch ähnlich strukturiert. Konsequenterweise treten die größten Veränderungen in der barotropen Stromfunktion für GSA (Abb. 7.21) im westlichen Becken auf. Ähnliches gilt auch für KNOA.

Wie in Kapitel 7.1 gezeigt wird, führt eine verringerte Konvektion in nördlichen Breiten auf dekadischer Zeitskala zu geringen Temperatur- und Salzgehaltsveränderungen in den Subtropen, die weitgehend, aber nicht perfekt, dichtekompensiert sind. Damit einhergehende Transportveränderungen, insbesondere am westlichen Rand, von max. 2.5 Sv in GSA, bzw. 6 Sv in KNOA, können über die Wechselwirkung von baroklinem Dichtefeld und barotroper Zirkulation erklärt werden. Analog zur Veränderung der barotropen Stromfunktion im Experiment NDS (Kapitel 6) ist der JEBAR-Term der barotropen Vorticitygleichung (Gl. 6.1) auch für die hier beschriebene Veränderung der horizontalen Zirkulation verantwortlich. Darüber hinausgehend wird die Auswirkung des JEBAR-Effektes quantitativ abgeschätzt. Unter der Annahme, daß sich die Experimente in einem quasistationären Zustand befinden und advektive und turbulente Terme klein sind, wird die Vorticitygleichung (Gl. 6.1) für die beiden Stromfunktionen ψ_{GSA}

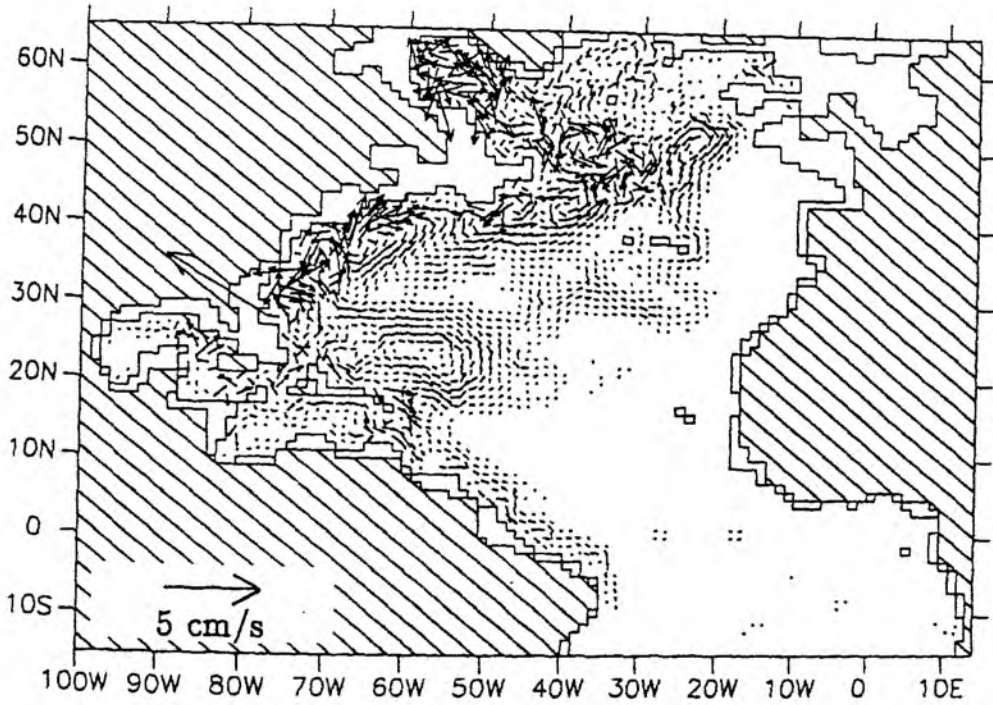


Abbildung 7.22: Differenz der horizontalen Geschwindigkeit ($GSA - ST$) im Mittel über den Tiefenbereich unterhalb von 1000 m.

und ψ_{ST} , sowie die beiden potentiellen Energien Υ_{GSA} und Υ_{ST} voneinander subtrahiert. Da der Windantrieb unverändert ist, bleibt ein β -Term und ein JEBAR-Term übrig:

$$\left(\nabla \frac{f}{H} \times \nabla (\psi_{GSA} - \psi_{ST}) \right) \cdot \vec{e}_z - \left(\nabla \frac{1}{H} \times \nabla (\Upsilon_{GSA} - \Upsilon_{ST}) \right) \cdot \vec{e}_z = 0$$

Wenn weiterhin angenommen wird, daß in einer lokalen f -Ebene $f = f_0$ sei, dann folgt

$$\left(\nabla \frac{1}{H} \times \nabla (\psi_{GSA} - \psi_{ST}) \right) \cdot \vec{e}_z - \left(\nabla \frac{1}{H} \times \nabla \frac{(\Upsilon_{GSA} - \Upsilon_{ST})}{f_0} \right) \cdot \vec{e}_z = 0$$

Eine Integration entlang von Kurven konstanter Tiefe resultiert in

$$\psi_{GSA}(l) - \psi_{ST}(l) = (\psi_{GSA}(0) - \psi_{ST}(0)) - \frac{\Upsilon_{GSA}(0) - \Upsilon_{ST}(0)}{f_0} + \frac{\Upsilon_{GSA}(l) - \Upsilon_{ST}(l)}{f_0},$$

wobei l ein beliebiger Ort auf der Integrationskurve ist. Die ersten beiden Terme auf der rechten Seite sind konstant und nur von einem willkürlichen Anfangsort $l = 0$ abhängig. Wenn dieser in eine Region geringer Veränderung gelegt wird, dann ist die Differenz der Stromfunktion durch die Differenz der potentiellen Energien Υ dividiert durch den konstanten Coriolisparameter f_0 gegeben. Abb. 7.23 zeigt den letzten Term der rechten Seite

für ein $f_0 = f(44^\circ N)$. Das Maximum der antizyklonischen Veränderung bei $44^\circ N, 35^\circ W$ ist mit 2.14 Sv nahezu identisch mit der Stromfunktionsdifferenz von 2.08 Sv. D. h. : die Veränderung der barotropen Vorticitybalance ist vollständig auf eine Veränderung in JEBAR zurückzuführen. Mit zunehmender Entfernung von der Referenzbreite für f_0 wird die Näherung $f = f_0$ sinnlos.

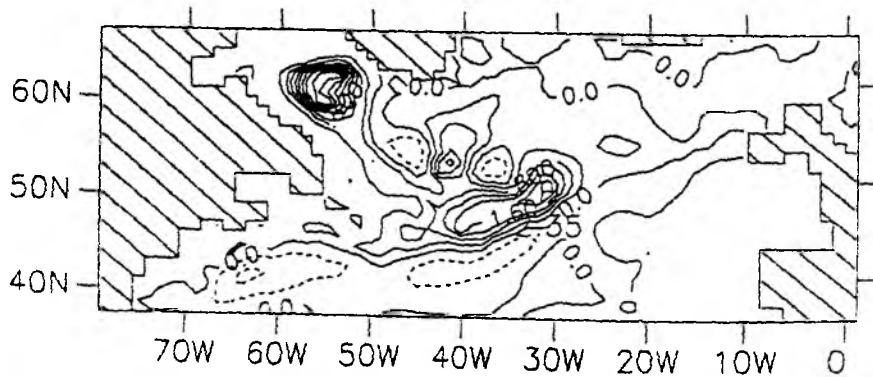


Abbildung 7.23: Differenz der potentiellen Energien $\frac{\Upsilon_{GSA}(l) - \Upsilon_{ST}(l)}{f_0}$ in Sv, mit $f_0 = f(44^\circ N)$ in Sv. Diese Verteilung spiegelt die Änderung der barotropen Stromfunktion bei $44^\circ N$ wider.

Eine Analyse der Dichtefelder der Levitus'schen Pentaden mit Hilfe eines diagnostischen Modells wird von GREATBATCH et al. (1991) durchgeführt. Diese Autoren finden erhebliche Veränderungen des horizontalen, barotropen Transports von etwa 10 Sv in der Labradorsee, 15 Sv bei $42^\circ N$ und mehr als 30 Sv in den Subtropen. Als Ursache der Veränderungen kann die Wechselwirkung zwischen Baroklinität und Topographie, der JEBAR-Effekt, identifiziert werden. Wie oben beschrieben, werden derartige Differenzen zwischen den Transporten von ST und GSA, bzw. ST und KNOA nicht erreicht. Dies liegt einerseits an den geringeren hydrographischen Veränderungen in den Modellen. Andererseits spielt wahrscheinlich der Fehler der diagnostischen Methode eine Rolle. Das diagnostische Modell reagiert sehr empfindlich gegenüber kleinen Fehlern im Dichtefeld. Da die verwendeten Levitus'schen Dichtefelder mit Meßfehlern behaftet sind und Mittelwerte darstellen, kann davon ausgegangen werden, daß sie nicht dynamisch an die Modelltopographie angepaßt sind. Die dadurch auftretenden "bottom torques" (oder analog: JEBAR-Effekte) sind unrealistisch stark und verfälschen die barotrope Zirkulation.

8 Zusammenfassung und Diskussion

Die thermohaline Zirkulation des Nordatlantiks ist Gegenstand von Untersuchungen dieser Arbeit. Dabei wird das 1°CME-Modell dem Einfluß verschiedener thermohaliner Antriebsfelder ausgesetzt. Veränderungen des Antriebs lösen einen dynamischen Anpassungsprozeß aus, der nach 10 – 20 Jahren ein quasistationäres Gleichgewicht herbeiführt. Diese Zeitskala ist nicht nur im Modell relevant: es gibt Hinweise darauf, daß auch im Ozean interne Variabilität und extern angeregte Veränderungen auftreten (LEVITUS, 1989 und PARILLA et al., 1994), die als dekadische Schwankungen interpretiert werden. Die hier mit Hilfe des Modells durchgeführten Betrachtungen beschränken sich auf den dynamische Adjustierungsprozeß und auf die Analyse der quasistationären Gleichgewichtszustände. Darüberhinausgehende Betrachtungen der längerfristigen thermohalinen Adjustierung werden hier nicht angestellt und könnten auch wegen des nötigen Rechenzeitaufwands nicht durchgeführt werden.

Im 1°CME-Modell werden rückstellende Randbedingungen für die Oberflächenflüsse von Wärme und Frischwasser verwendet. An den Grenzen zu benachbarten Becken werden Zwanganpassungszonen für Temperatur und Salzgehalt (Randzonen) eingesetzt. Sie stellen denjenigen Anteil am thermohalinen Antrieb dar, der nicht aus dem örtlichen Oberflächendichtefluß resultiert. Diese thermohalinen Randbedingungen treiben eine Umwälzung in der meridional-vertikalen Ebene, die im wesentlichen aus zwei Zellen besteht: eine Hauptzelle beschreibt das Absinken neu formierten Tiefenwassers im Norden sowie dessen südwardigen Transport und den ausgleichenden nordwardigen Transport in den oberen Schichten. Darunter befindet sich eine tiefe Zelle, die antarktisches Bodenwasser nordwärts transportiert. In nördlichen Breiten erfolgt ein Aufquellen in das Niveau des Tiefenwassers und eine südwardige Rezirkulation.

Unter Verwendung klimatologischen Daten aus den letzten Jahrzehnten für den Antrieb des Modells erweist sich der thermohaline Antrieb durch die Randzonen als dominierend gegenüber dem Oberflächenantrieb. Das Zusammenwirken von nördlicher und südlicher Randzone treibt die meridionale Umwälzung an, deren Absinken im Norden zum größten Teil innerhalb der Randzone stattfindet. Selbst starke Reduzierungen des Oberflächendichteflusses vermögen die Umwälzung nur geringfügig zu verändern, obwohl die im Standardfall hinsichtlich des homogenisierten Volumens recht gut dargestellte freie konvektive Tiefenwasserbildung im subpolaren Nordatlantik dadurch komplett unterbunden wird. Der dynamische Effekt der konvektiven Tiefenwasserbildung auf die Umwälzung ist also klein gegenüber dem Einfluß der Randzone. Entgegen den Vorstellungen von CLARKE und GASCARD (1983) kann das jährlich neu erzeugte Tiefenwasservolumen nicht mit dem Anteil der Tiefenwasserbildung am Meridionaltransport gleichgesetzt werden. Die winterliche konvektive Adjustierung prägt lediglich die Wassermasseneigenschaften und verstärkt die horizontale Zirkulation, während ein Großteil des Absinkens anderenorts stattfindet. Die Ausbreitung von Tracern zeigt, daß konvektiv erzeugte Wassermassen zum größten Teil in der subpolaren Zirkulation verbleiben. Ein geringerer Anteil kann auch unter der Bedingung dominanter Randzonen im oberen Teil des tiefen westlichen Randstroms bis in subtropische Breiten advehiert werden.

Der dynamische Effekt des Oberflächenantriebs in subpolaren Breiten auf die

Umwälzung gewinnt an Bedeutung, wenn der Antrieb in der nördlichen Randzone reduziert wird oder der Oberflächenantrieb südlich der Randzone deutlich verstärkt wird. Eine zusammenfassende Betrachtung mehrerer Modellexperimente läßt zwei Regimes deutlich werden: bei großen Dichten in der nördlichen Randzone und kleinen Dichten in der oberen Wassersäule der Konvektionsgebiete, wird die Umwälzung durch die Randzone dominiert. Bei abnehmender Differenz zwischen diesen Dichten verliert die Randzone an Dominanz, und die subpolare konvektive Tiefenwasserbildung bestimmt große Anteile der Umwälzung, insbesondere im oberen NADW-Bereich. Der breite Übergangsbereich zwischen den Regimes befindet sich dort, wo die Differenz zwischen der subpolaren Dichte der oberen (1500 m tiefen) Wassersäule und der Dichte der oberen (1250 m der) Randzone geringer als etwa 0.1 kg m^{-3} wird. Die Fähigkeit zur Erzeugung des jeweils dichteren Wassers durch Abkühlung an der subpolaren Oberfläche einerseits, oder Zwangsanpassung in der oberen Randzone andererseits, entscheidet über den Einfluß der konkurrierenden Antriebskomponenten auf den Transport des oberen NADW.

Bei einer Verstärkung des thermohalinen Oberflächenantriebs gegenüber klimatologischen Werten durch eine Verringerung der atmosphärischen Temperatur um 3.5 K ist der Übergangsbereich zwischen den beiden Regimes deutlich zugunsten des Einflusses der konvektiven Tiefenwasserbildung überschritten. Die Konvektionsgebiete werden horizontal und vertikal ausgedehnt. Die Konvektionstiefen werden im Nordwesten stärker vergrößert als im Nordosten, da die Vorbedingungen für tiefreichende Konvektion dort günstiger sind. Die freie Tiefenwasserbildung kann dann direkt in den tiefen westlichen Randstrom hineinreichen und den mittleren zonalen Dichtegradienten in der entsprechenden geographischen Breite verstärken. Der dadurch erzwungene höhere südwärtige Transport im Tiefenwasser kann nicht aus der nördlichen Randzone kommen, da der Dichtegradient dort nur geringfügig verändert wird. Aus Kontinuitätsgründen muß der zusätzliche Tiefenwassertransport lokal ausgeglichen werden, d. h. zwischen den Gebieten der freien Tiefenwasserbildung und der nördlichen Randzone muß ein Absinken stattfinden.

Innerhalb der für diese Arbeit durchgeführten Modellexperimente gewinnt der Oberflächendichtefluß keinen nennenswerten Einfluß auf den Transport des unteren NADW's. Eine ganzjährige Abkühlung der Atmosphäre um 3.5 K bewirkt eine Erhöhung der Umwälzung um 14%, die im wesentlichen auf den oberen Tiefenwasserbereich beschränkt bleibt. Eine solche Verringerung der atmosphärischen Temperatur ist unter heutigen klimatischen Verhältnissen als unrealistisch zu betrachten. Wegen des geringen dynamischen Effekts der konvektiven Tiefenwasserbildung im subpolaren Atlantik bei realistischen atmosphärischen Temperaturen sind die Wassermassen im Bereich der nordatlantischen Schwellen von dominierender Bedeutung für die großskalige Zirkulation des Nordatlantiks. Dies gilt selbst in dem Standardexperiment, in dem die nördliche Randzone eine geringere Dichte aufweist als das entsprechenden Gebiet in der Natur. Das DSOW als schwerste Wassermasse des nördlichen Randes ist in der Levitus'schen Klimatologie um etwa 3 K zu warm. Dies führt im Standardexperiment zu einer Unterrepräsentierung des unteren Transports von NADW und zu einer Überbetonung des oberen Tiefenwassertransports. Die Einführung von realistischeren Temperaturen aus einem ungeglätteten Schnitt bewirkt eine drastische Veränderung der Zirkulationsstruktur

des Tiefenwassers und eine deutliche Verstärkung der Umwälzung. In den Subtropen ergibt sich dabei ein Doppelmaximum im südwardigen Transport, wie es in ähnlicher Form auch von ROEMMICH und WUNSCH (1985) beobachtet wurde. Anzeichen für derartige dekadische Veränderungen des Strömungsfeldes werden auch für die tiefen Sargassosee berichtet (LIPPERT, 1992). Die hier aufgezeigte starke Empfindlichkeit der atlantischen Zirkulation gegenüber den Eigenschaften der "Overflow"-Wassermassen stellt eine mögliche Erklärung dar.

Auch der meridionale Wärmetransport ist von der Dichte in der Randzone beeinflusst. Der Wärmetransport des Modells wird von der Umwälzung und von der Newton'schen Oberflächenrandbedingung nach HANEY (1980) bestimmt. Dabei ist das Niveau des meridionalen Verlaufs durch die Randzonen festgelegt, die auch die Umwälzung treiben. Selbst extreme Antriebsveränderungen durch Abschalten von Randzonen verschieben lediglich den Wärmetransport als Ganzes, während die meridionalen Gradienten weitgehend erhalten bleiben, da Temperatur und die Zirkulation in Oberflächennähe dabei nur wenig verändert werden. Das Ersetzen der klimatologischen Daten in der nördlichen Randzone durch realitätsnahe kalte Wassermassen bewirkt eine deutliche Erhöhung des Wärmetransports: das Maximum bei 24°N steigt von 0.83 PW im Standardfall auf den realistischen Wert von 1.05 PW. Der Mangel an hinreichend dichtem Tiefenwasser ist möglicherweise auch in anderen Zirkulationsmodellen eine Ursache für eine typischerweise zu schwache Umwälzung und einen zu geringen Wärmetransport. So verwenden z. B. auch SARMIENTO (1986) und SEMTNER und CHERVIN (1992) Anpassungsrandzonen mit klimatologischen Daten von LEVITUS (1982). Eine weitere Ursache für einen zu niedrigen Wärmetransport liegt in der Parametrisierung der isopyknischen Vermischung in nicht wirbelaflösenden Modellen. BÖNING et al. (1994) reduzieren ein "spurious upwelling" am westlichen Rand in mittleren Breiten mit Hilfe einer verbesserten Parametrisierung der isopyknischen Vermischung von GENT und McWILLIAMS (1990). Dadurch wird der Wärmetransport südlich von 40°N um einen ähnlichen Betrag erhöht wie in dem hier durchgeführten Experiment mit realistischem DSOW.

Im 1°CME-Modell führen Schwächungen des thermohalinen Antriebs an der Oberfläche nur zu geringen Reduzierungen der Umwälzung. Auch eine Salzanomalie in der Labradorsee hat in dieser Hinsicht kaum einen Effekt. Die von LAZIER (1980) in den 70'er Jahren beobachtete Verringerung der tiefen Konvektion in der Labradorsee wird in der Literatur vielfach auf die "Große Salzgehaltsanomalie" zurückgeführt (z. B. DICKSON et al., 1988; LAZIER, 1988). Auch im Modell wird die Konvektion im Zentrum einer idealisierten Salzgehaltsanomalie vollständig verhindert. Damit verbunden ist eine geringe Temperatur- und Salzgehaltserhöhung im oberen Tiefenwasser der Subtropen. Diese ist jedoch klein im Verhältnis zu Beobachtungen von LEVITUS (1989) und PARRILLA et al. (1994). Auch nennenswerte Veränderungen der Zirkulationsstruktur des Tiefenwassers, wie sie von ROEMMICH und WUNSCH (1985) gefunden werden, treten im Modell nicht auf, da die hydrographischen Veränderungen dichtekompensiert sind.

Der thermohaline Antrieb kann neben seinem Einfluß auf die meridionale Umwälzung auch die barotrope Zirkulation betreffen. Über den von HOLLAND (1973) beschriebenen kombinierten Effekt von Baroklinität und Topographie (JEBAR) kann das Dichtenkombinierten Effekt von Baroklinität und Topographie (JEBAR) kann das Dichtentfeld einen Antrieb des barotropen Transports bewirken, wenn die vertikal integrierte

potentielle Energie topographische Konturen schneidet. Da der JEBAR-Term der Vorticitygleichung (des tiefengemittelten Transports) eine Abweichung von der linearen Sverdrup-Balance darstellt, zeigen der Sverdrup-Transport und der barotrope Transport des Modells lediglich im östlichen Becken des subtropischen Atlantiks eine gute Übereinstimmung. Dagegen zeigt das Modell im westlichen Becken eine deutliche Erhöhung. Änderungen der thermohalinen Antriebsfelder führen in allen hier durchgeführten Experimenten zu unterschiedlichen Dichtestrukturen, nicht nur im Bereich der Antriebsanomalie, sondern auch in subtropischen Breiten. Die hiermit verbundenen Änderungen der barotropen Zirkulation treten hauptsächlich im Bereich des westlichen Randes auf und betragen maximal 17 Sv in dem Experiment mit realitätsnahem "Overflow"-Wasser (NDS). Anhand ausgewählter Fälle (NDS, GSA) können Veränderungen des barotropen Transports durch den JEBAR-Effekt erklärt werden. Diese Ergebnisse sind konsistent mit einer Analyse der Vorticity-Balance im wirbelaufösenden $1/3^\circ$ CME-Modell von BRYAN et al. (1994): im östlichen Teil des subtropischen Wirbels kann der barotrope Transport durch die Sverdrup-Balance erklärt werden, wohingegen in westlichen Teil starke "bottom torques" auftreten. Auch GERDES und KÖBERLE (1994) finden in ihrem Zirkulationsmodell starke Effekte einer veränderten Umwälzung auf die barotrope Stromfunktion. Ihre auffällige Ablösung des Golfstroms bei Kap Hatteras nach einer Forcierung des "Overflows" tritt in den CME-Modellen nicht auf. Dieser Effekt ist allerdings stark von der numerischen Formulierung der Advektion und Diffusion sowie von der Stärke der lokalen Ankopplung des atmosphärischen Temperaturfeldes abhängig. Abschätzungen des JEBAR-Effektes aus beobachteten Dichteveränderungen mit Hilfe eines diagnostischen Modells, wie GREATBATCH et al. (1991) sie durchführen, liefern zu hohe Werte, da die fehlerbehafteten Dichtefelder sich nicht an die Topographie des Modells anpassen können.

Am Beispiel der Einführung eines realitätsnahen DSOW's kann das zeitliche Antwortverhalten des Modells nach einer Antriebsänderung im Norden dokumentiert werden. Die Störung des quasistationären Gleichgewichts wird durch Schelfwellen und topographische Rossbywellen entlang des westlichen Randes innerhalb von zwei Jahren bis zum Äquator geleitet. Da die Wellenfront einen verstärkten DWBC in ihrem Gefolge nach sich zieht, ist zu diesem Zeitpunkt schon ein Anstieg der Umwälzung erkennbar. Am Äquator wird das Signal in äquatoriale Kelvinwellen konvertiert, die am Ostrand wiederum Randwellen anregen und barokline Rossbywellen abstrahlen, welche nach der Durchquerung des Beckens einen neuen quasistationären Gleichgewichtszustand herbeiführen. Die Dauer dieses wellenvermittelten Adjustierungsprozesses, etwa 15 Jahre, wird wesentlich durch die Laufzeit der Rossbywellen über das gesamte Becken und über einzelne Teilbecken bestimmt. Der Unterschied zu früheren, stärker idealisierten Modellen (KAWASE, 1987) besteht in der Existenz von Schelfwellen und topographischen Rossbywellen, die in hoch auflösenden Modellen ohne Topographie durch reine Kelvinwellen am Rand ersetzt sind. Veränderlichkeit auf dekadischer Zeitskala wird auch in paläozeanographischen Bohrkerne gefunden (LEHMAN und KEIGWIN, 1992). Der hier aufgezeigten wellenvermittelte Anpassungsprozeß stellt eine Erklärung der beobachteten Zeitskalen dar.

Gekoppelte Modelle vom Ozean und der Atmosphäre, wie sie zur Untersuchung von klimatischen Prozessen verwendet werden, müssen ähnliche Adjustierungsprozesse vollziehen. Da die ozeanischen Komponenten solcher Modelle mit einer großen Gitterweite

(2°– 5°) arbeiten, ist der Einfluß der räumlichen Auflösung auf die an der Adaptation beteiligten Wellen von Interesse. Im Unterschied zum 1°CME-Modell zeigt das 1/3°CME-Modell eine deutlich schnellere anfängliche Antwort. Schon nach wenigen Monaten erreicht die Front der Randwellen den Äquator und die meridionale Umwälzung steigt. Das unterschiedliche Antwortverhalten während der ersten vier Monate muß durch die numerische Darstellbarkeit von Wellen am Rand des Modells begründet sein: ein feineres Modellgitter ermöglicht die bessere Auflösung von Hybridwellen, einer Kombination aus topographisch modifizierten Kelvinwellen und Schelfwellen (die durch die Schichtung abgewandelt werden). Der Eintrittszeitpunkt des quasistationären Gleichgewichts ist im 1/3°Modell nicht zu bestimmen, da es aus Gründen der begrenzten Rechenkapazität nur 14 Jahre lang integriert werden konnte und die Zeitreihen des Transports zudem zwischenjährliche Fluktuationen aufweisen. Die Phasengeschwindigkeit der niedrigen Moden von Rossbywellen, welche das Gleichgewicht herbeiführen, ist jedoch nur schwach von der Gitterweite abhängig (WAJSOWICZ, 1986). Deshalb sollten sich die beiden Modellrechnungen hinsichtlich der Dauer des gesamten dynamischen Adjustierungsprozesses nicht wesentlich unterscheiden. Gekoppelte Modelle mit ihrer groben Auflösung des Ozeans unterschätzen also die Zeit der anfänglichen Antwort auf eine thermohaline Antrieb störung. Auf das Spektrum der Bewegungen wirkt dies wie ein Tiefpaßfilter. Die dynamischen Folgen hochfrequenter Aktivität werden unterdrückt. Dies kann z. B. für eine jährlich variierende Tiefenwasserbildung gelten.

Die in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse zur Wirkungsweise von Randzonen und ihrer Bedeutung für die beckenweite Zirkulation im Verhältnis zum Oberflächenantrieb liefern eine bisher wenig verbreitete Sichtweise der Auswirkungen konvektiver Tiefenwasserbildung: im Gegensatz zu üblichen Vorstellungen ist die großskalige Meridionalzirkulation nur schwach davon berührt. Die Interpretation anderer Modellexperimente kann durch diese Ergebnisse erleichtert werden. Die große Sensitivität der thermohalinen Zirkulation gegenüber der Dichte der nordatlantischen "Overflow"-Wassermassen zeigt die Notwendigkeit einer Implementierung von möglichst realitätsnahen Daten. Dies ist eine notwendige Voraussetzung für gute Simulationseigenschaften des Modells hinsichtlich der großskaligen Zirkulation.

Anhang: Implementierung von Freon

Tracer dienen der Verfolgung von Wassermassen. Sie geben Aufschluß über Wassermassenverteilungen und können in Modellen zur Verifikation oder als Analyseinstrument eingesetzt werden.

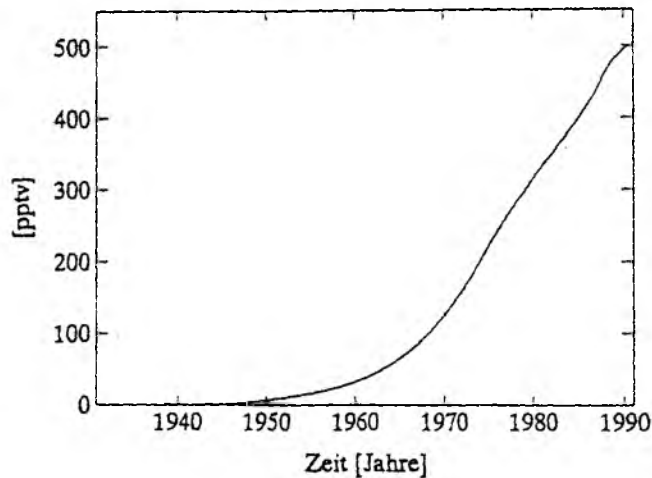


Abbildung A.1: Zeitliche Entwicklung der atmosphärischen Konzentration von Freon-12 in pptv ("parts per trillion volume") aus den Angaben der herstellenden Industrie.

Unter den vielen verfügbaren passiven Tracern im Ozean erscheinen die Freone (Fluorchlorkohlenwasserstoffe; FCKW) für ozeanographische Zwecke als besonders nützlich: Der Ausstoß an Freon in die Atmosphäre erfolgt ausschließlich aus anthropogenen Quellen, die mit Hilfe der Produktionsdaten der Industrieverbände gut quantifizierbar sind. Die troposphärische Konzentration als Funktion der Zeit (CUNOLD et al., 1986) (Abb A.1) zeigt beginnend im Jahre 1932 einen streng monotonen Anstieg, der während der 50'er Jahre 5% des heutigen Wertes überschreitet und bis 1990 auf etwa 475 pptv (parts per trillion volume) ansteigt. Die lange Lebensdauer (111 Jahre für Freon-12) durch geringe chemische Reaktivität in der unteren Atmosphäre und die geringe Löslichkeit in Wasser führt zu einer weitgehend homogenen Verteilung auf der Erdoberfläche. Da neben der atmosphärischen Konzentration auch die Löslichkeitsfunktion für Seewasser bekannt ist, kann der Fluß von Freon in den Ozean bestimmt werden. Auch im Ozean ist Freon chemisch stabil. Deshalb müssen keine Zerfallsraten (wie bei Tritium) oder biologische und chemische Zehrung (wie bei Sauerstoff) berücksichtigt werden. Da das im tiefen Ozean befindliche Freon die gleichen Quellgebiete hat wie das Tiefenwasser selbst, kann die Tiefenwasserbildung und Ausbreitung besonders gut dokumentiert werden.

In numerischen Zirkulationsmodellen erlaubt Freon eine Verifikation der Modellergebnisse an Beobachtungen und eine klare Verfolgung von Tiefenwassermassen. Dabei sind für einen Vergleich mit der Natur nur Integrationszeiten von wenigen Jahrzehnten nötig, da der Tracer selbst nicht älter ist und eine Gleichgewichtsverteilung im Ozean nicht existiert. Strömungsstrukturen im tiefen Ozean treten vor dem Freon-freien Hintergrund-

feld deutlicher hervor als in T-S-Feldern. Da die atmosphärische F12-Konzentration streng monoton wächst, gilt für die Ventilierung der Hauptsprungschicht ähnliches.

Aufgrund der unkomplizierten chemischen Eigenschaften und der Bekanntheit der troposphärischen Verteilung ist Freon im Vergleich mit anderen in der Realität vorkommenden Spurenstoffen mit geringem Aufwand in ein numerisches Modell implementierbar. Wegen der höheren Konzentration im terrestrischen System wird hier das Freon-12 ($CCl_2F_2 = F12$) anderen Freon-Varianten vorgezogen. An der Ozeanoberfläche muß zunächst die Sättigungskonzentration C_{Satt} [$pmol\ l^{-1}$] durch Multiplikation der atmosphärischen Konzentration $C_{Atm}(t)$ [$pptv$] mit der Löslichkeitsfunktion $L(T_1, S_1)$ [$mol\ l^{-1}$] bestimmt werden (WARNER und WEISS, 1985).

$$C_{Satt} = C_{Atm}(t) \cdot L(T_1, S_1) \quad (A.1)$$

mit

$$L(T_1, S_1) = \exp(-218.0971 + (298.9702 \cdot (\frac{100}{T_1}))) \quad (A.2)$$

$$+ (113.8049 \cdot \log(\frac{T_1}{100})) + (-1.39165 \cdot (\frac{T_1}{100})^2) \quad (A.3)$$

$$+ S_1 \cdot (-0.143566 + 0.091015 \cdot \frac{T_1}{100} + -0.0153924 \cdot \frac{T_1^2}{100}) \quad (A.4)$$

und

$T_1 =$ Oberflächentemperatur, $S_1 =$ Oberflächensalzgehalt.

Die Koeffizienten gelten für einen Druck von 1 atm und bei feuchtegesättigter Luft. Maximale Löslichkeiten ergeben sich für niedrige Temperaturen und geringe Salzgehalte, wobei der Temperatureinfluß dominiert. Die Löslichkeitsfunktion wird im Modell mit den aktuellen örtlichen Werten von Temperatur und Salzgehalt ausgewertet.

Die Ozeanoberfläche befindet sich nicht ständig im Sättigungszustand. Die Gasübertragungsgeschwindigkeit hängt von der Windgeschwindigkeit und der Oberflächentemperatur ab. Diese Beziehung ist jedoch nur ungenügend bekannt und die hier verwendeten geglätteten klimatologischen Windfelder genügen nicht einer solch komplizierten Flußgleichgewichtszeit von etwa 30 Tagen für die vollständige Sättigung einer Oberflächenschicht von 40 m Tiefe. Mit einer oberen Modellschicht von 35 m Dicke entspricht dies einer Zeit τ von etwa 26 Tagen für die komplette Sättigung. Analog zu DIXON et al. (1989) wird der Oberflächenfluß von Freon über eine Newton'sche Relaxation in der Tracererhaltungsgleichung mit dieser Anpassungszeit τ realisiert:

$$\frac{\partial}{\partial t}(C) = \vec{u} \cdot \nabla C + \nabla \cdot (A \cdot \nabla C) + \frac{1}{\tau} \cdot (C_{Satt} - C_{Modell}) \quad (A.5)$$

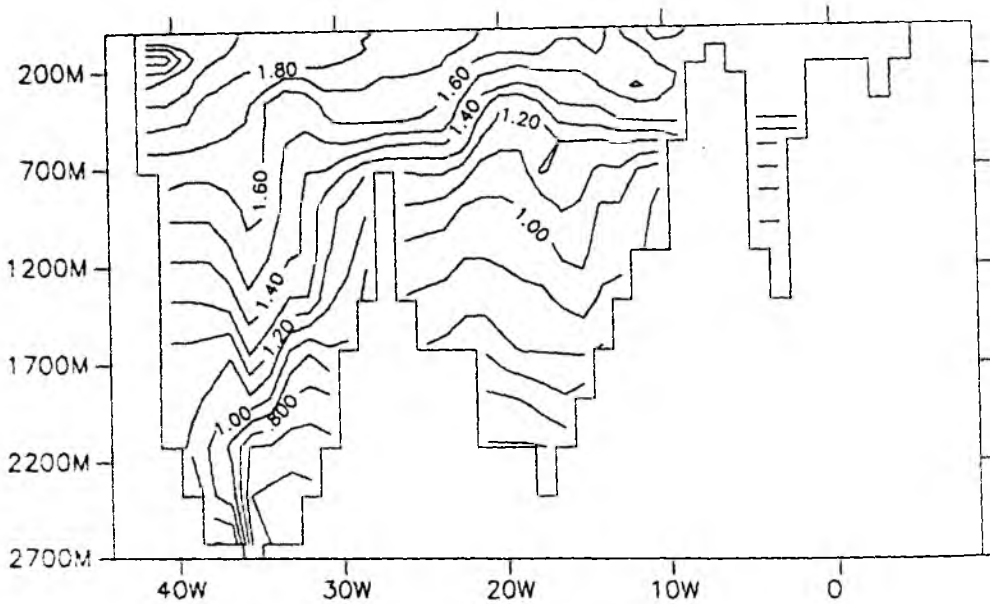


Abbildung A.2: Freon-12 in der nördlichen Randzone des Modells in pmol l^{-1} , von ROETHER (unveröffentlichtes Manuskript).

Diese Formulierung bewirkt eine F12-Aufnahme bei Untersättigung und eine Ausgasung bei Übersättigung, welche bei Erwärmung von gesättigtem Oberflächenwasser auftreten kann.

In der nördlichen Randzone muß ebenfalls eine robust diagnostische Anpassung an beobachtete F12-Daten durchgeführt werden. Als Grundlage hierfür dient ein Meteor-Schnitt aus dem Sommer 1991 von ROETHER (unveröffentlichtes Manuskript) von Westgrönland bis zum Irischen Schelf. Zwischen Grönland und 30°W liegt der Schnitt an der südlichen Begrenzung der Randzone. Östlich davon liegt er 2 – 7 Breitengrade von der Randzone entfernt. Mangels anderer Daten, werden diese F12-Werte interpoliert und auf die nördliche Randzone projiziert (Abb.A.2). Da der zeitliche Verlauf dieser Nordrand-F12-Konzentration nicht bekannt ist, wird eine zeitliche Abfolge durch Multiplikation mit der auf 1991 normierten Zeitreihe der atmosphärischen Konzentration erreicht.

$$C_{\text{Randzone}}(t) = \frac{C_{\text{Atm}}(t)}{C_{\text{Atm}}(1991)} \cdot C_{\text{Randzone}}(1991) \quad (\text{A.6})$$

Da das F12 nach dem Eintritt in die Oberfläche der Grönlandsee auch mit älteren Wassermassen vermischt wird, handelt es sich hier um eine grobe Approximation, die nur durch ein Modell des Europäischen Nordmeers verbessert werden kann. Die Anpassungszeitskala variiert wie bei Θ und S zwischen 5 Tagen (bei 65°N) und 25 Tagen (bei 60°N). Die Labradorsee erhält kein F12 durch den nördlichen Rand zwischen 70°W und

50°W, da nördlich der Davis Straße keine nennenswerten Tiefenwasserquellen vorhanden sind und dementsprechend kein Freon gemessen werden kann (RHEIN, persönliche Mitteilung).

In der südlichen Randzone wird die F12-Konzentration mit den gleichen Zeitkonstanten wie im Norden robust diagnostisch auf den Wert 0 gezwungen. Da nordatlantisches Tiefenwasser hier als Artefakt des Modells aufsteigt, darf es die Tiefenwasserkonzentration von F12 nicht beibehalten. Hiervon sind die Oberflächenkonzentrationen unberührt. Ein geringer Anteil des Auftrieb am südlichen Rand findet knapp außerhalb der Randzone statt. Die dadurch entstehenden F12-Konzentrationen im Bereich des Zwischenwassers sind jedoch für die Modellergebnisse ohne Belang, da F12 nur für maximal 27 Jahre in den Modellen mitgeführt wird und deshalb nur verschwindende Konzentrationen am südlichen Rand auftreten.

2 Literaturverzeichnis

- Anderson, D.L.T., K. Bryan, A.E. Gill und R.C. Pacanowski, 1977: The transient response of the North Atlantic: Some model studies. *J. Geophys. Res.*, 84, C8, 4795 – 4815.
- Anderson, D.L.T., und R.A. Corry, 1985: Ocean response to low frequency wind forcing with application to the seasonal variation in the Florida Straits - Gulf Stream transport. *Prog. Oceanogr.*, Vol. 14, 7 – 40.
- Anderson, D.L.T., und P.D. Killworth, 1977: Spin-up of a stratified ocean, with topography. *Deep-Sea Res.* 24, 709 – 732.
- Beckmann, A., C.W. Böning, C. Köberle und J. Willebrand, 1994: Effects of increased horizontal resolution in a simulation of the North Atlantic Ocean. akzeptiert von *J. Phys. Oceanogr.*
- Böning, C.W., 1992: Transportprozesse im subtropischen Nordatlantik: Untersuchungen mit wirbelauflösenden Modellen der windgetriebenen und thermohalinen Zirkulation. *Habilitationsschrift.*
- Böning, C.W., R. Döscher und R.G. Budich, 1991: Seasonal transport variation in the western subtropical North Atlantic: Experiments with an eddy-resolving model. *J. Phys. Oceanogr.*, 21, 1271-1289.
- Böning, C.W. und P. Herrmann, 1994: Annual cycle of poleward heat transport in the ocean: Results from high resolution modeling of the North and equatorial Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.*, 24, 91 – 107.
- Böning, C.W. und F.O. Bryan, 1993: An overlooked problem in Model Simulations of the Thermohaline Circulation and Heat Transport in the Atlantic Ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, eingereicht.
- Boyle, E.A. und L. Keigwin 1987: North Atlantic thermohaline circulation during the past 20,000 years linked to high-latitude surface temperature. *Nature*, 330, 35 – 40.
- Bryan, F., 1987: Parameter sensitivity of primitive equation ocean general circulation models. *J. Phys. Oceanogr.*, 17, 970 – 985.
- Bryan, F.O., und W.R. Holland, 1989: A high resolution simulation of the wind and thermohaline-driven circulation in the North Atlantic ocean. In: *Parametrization of Small-Scale Processes. Proceedings Aha Huliko'a Hawaiian Winter Workshop.* P. Müller und D. Anderson, Eds.
- Bryan, F.O., C.W. Böning und W.R. Holland, 1994: On the mid-latitude circulation in a high-resolution model of the North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.*, eingereicht.
- Bryan, K., 1962: Measurements of meridional heat transport by ocean currents. *J. Geophys. Res.*, 67, 3403 – 3414.

- Bryan, K., 1969: A numerical method for the study of the circulation of the world ocean. *J. Comp. Phys.*, 4, 347 - 376.
- Bryan, K., 1986: Poleward buoyancy transport in the ocean and mesoscale eddies. *J. Phys. Oceanogr.*, 16, 927 - 933.
- Clarke, R.A. und J.-C. Gascard, 1983: The formation of Labrador Sea Water, Part I - Large scale processes. *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 1764 - 1778.
- Colin de Verdière, A., 1988: Buoyancy driven planetary flows. *J. Mar. Res.*, 46, 215 - 265.
- Cox, M.D., 1984: A primitive equation, 3-dimensional model of the ocean. Techn. Rep. 1, Ocean Group, Geophys. Fluid Dyn. Lab., Princeton, NJ.
- Cox, M.D., 1985: An eddy resolving numerical model of the ventilated thermocline. *J. Phys. Oceanogr.*, 15, 1312 - 1324.
- Cox, M.D., 1987: An eddy resolving numerical model of the ventilated thermocline: Time dependence. *J. Phys. Oceanogr.*, 17, 1044 - 1056.
- Cox, M.D. und K. Bryan, 1984: A numerical study of the ventilated thermocline. *J. Phys. Oceanogr.*, 14, 674 - 687.
- Dansgaard W., J.W.C. White und S.J. Johnsen, 1989: The abrupt termination of the Younger Dryas climate event. *Nature*, Vol 339, 532 - 533.
- Davey, M.K., W.W. Hsieh und R.C. Wajswicz, 1983: The free Kelvin wave with lateral and vertical viscosity. *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 2182 - 2191.
- Dickson, R.R., E.M. Gmitrowicz und A.J. Watson, 1990: Deep-water renewal in the northern North Atlantic. *Nature*, 344, 848-850.
- Dickson, R.R., J. Meinke, S-A. Malmberg und A.J. Lee, 1988: The "Great Salinity Anomaly" in the Northern North Atlantic 1968 - 1982. *Prog. Oceanog.*, Vol. 20, 103 - 151.
- Dietrich, G., K. Kalle, W. Krauss und G. Siedler, 1975: *Allgemeine Meereskunde*, Gebrüder Bornträger, Berlin.
- Dixon, K.W., R.H. Gammon und G.P.J. Thiele, 1989: Simulating chlorofluoromethane distributions in numerical models of the world ocean. Unveröffentlichtes Manuskript.
- Döscher, R., C.W. Böning und F. Herrmann, 1994: Response of circulation and heat transport in the North Atlantic to changes in thermohaline forcing in northern latitudes: a model study. Akzeptiert von *J. Phys. Oceanogr.*
- England, M.H., 1993: Representing the global-scale water masses in ocean general circulation models. *J. Phys. Oceanogr.*, 23, 1523 - 1552.

- Fine, R.A. und R.L. Molinari, 1988: A continuous deep western boundary current between Abaco (26.5°N) and Barbados (13°N). *Deep-Sea Res.*, 35, 1441 – 1450.
- Gent, P.R. und J.C. McWilliams, 1990: Isopycnal mixing in ocean circulation models. *J. Phys. Oceanogr.*, 20, 150 – 155.
- Gerdes, R., 1988: Die Rolle der Dichtediffusion in numerischen Modellen der Nordatlantischen Zirkulation. *Berichte aus dem Institut für Meereskunde an der Universität Kiel*, Nr. 179.
- Gerdes, R., C. Köberle und J. Willebrand, 1991: The role of numerical advection schemes in general circulation models. *Climate Dynamics*, 5, 211-226.
- Gerdes, R. und C. Köberle, 1994: On the influence of DSOW in a numerical model of the North Atlantic general circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, eingereicht.
- Gerdes, R. und C. Wübber, 1991: Seasonal variability of the North Atlantic Ocean - a model intercomparison. *J. Phys. Oceanogr.*, 21, 1300 – 1322.
- Greatbatch, R.J., A.F. Fanning und A.D. Goulding, 1991: A diagnosis of interpendental circulation changes in the North Atlantic. *J. Geophys. Res.*, 96, 22009 – 22023.
- GRIP, 1993: Climate instability during the last interglacial period recorded in the GRIP ice core. *Nature*, 364, 203 – 207.
- GSP Group, 1993: Greenland Sea Project. *EOS, Transactions, American Geophysical Union*, 71, 24, 750 – 755.
- Gordon, A.L., 1986: Interocean exchange of thermocline water. *J. Geophys. Res.*, 91, 5037 – 5046.
- Hall, M.M. und H.L. Bryden, 1982: Direct estimates and mechanisms of ocean heat transport. *Deep Sea Res.*, 29, 339-360.
- Han, Y.-J., 1984: A numerical World Ocean General Circulation Model. Part II: A baroclinic experiment. *Dyn. Atmos. Oceans*, 8, 141 – 172.
- Haney, R.L., 1971: Surface thermal boundary condition for ocean circulation models. *J. Phys. Oceanogr.*, 1, 241 – 284.
- Holland, W.R., 1973: Baroclinic and topographic influences on the transport in western boundary currents. *Geophys. Fluid Dyn.*, Vol. 4, pp. 187 – 210.
- Holland, W.R. und F.O. Bryan, 1993: Sensitivity studies on the role of the ocean in climate change. In "Ocean Processes in Climate Dynamics: Global and Mediterranean Examples." P. Malanotte-Rizzoli und A.R. Robinson, Eds. NATO ASI Proceedings, Kluwer Publishing Co., in Druck, December 1993.
- Hsieh, W.W., Davey, M.K und Wajsowicz, R.C., 1983: The free Kelvin wave in finite-difference numerical models. *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 1383 – 1397.

- Huthnance, J.M., 1978: On coastal trapped waves: analysis and numerical calculation by inverse iteration. *J. Phys. Oceanogr.*, 8, 74 – 92.
- Isemer, H.J. und L. Hasse: 1987: The Bunker climate atlas of the North Atlantic Ocean, Vol. 2, Air-Sea Interactions, Springer Verlag, 256 pp.
- Isemer, H.J., L. Hasse und J. Willebrand, 1989: Fine adjustment of large scale air-sea energy flux parameterizations by direct estimates of ocean heat transport. *J. Climate*, 2, 1173 – 1184.
- Isemer, H.J., 1987: Optimierte Parametrisierungen der klimatologischen Energie- und Impulsflüsse an der Oberfläche des Nordatlantik. Berichte aus dem Institut für Meereskunde an der Universität Kiel, Nr. 160.
- Jenkins, W.J. und P.B. Rhines, 1980: Tritium in the deep North Atlantic Ocean. *Nature*, 286, 877 – 880.
- Karcher, M. und A. Lippert, 1994: Spin-up and breakdown of source-driven deep North Atlantic flow over realistic bottom topography. *J. Geophys. Res.*, akzeptiert.
- Kawase, M., 1987: Establishment of deep ocean circulation driven by deep-water production. *J. Phys. Oceanogr.*, 17, 2294 – 2317.
- Kawase, M., L.M. Rothstein, und S.R. Springer, 1992: Encounter of a deep western boundary current with the equator: A numerical spin-up experiment. *J. Geophys. Res.*, 97, C4, 5447 – 5463.
- Kawase, M., J.L. Sarmiento, 1986: Circulation and nutrients in middepth Atlantic waters. *J. Geophys. Res.*, 91, C8, 9749 – 9770.
- Krauß, W., 1986 : The North Atlantic Current. *J. Geophys. Res.*, 91, C4, 5061 – 5074.
- Killworth, P.D., 1983: Deep convection in the world ocean. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 21, 1 – 26.
- Klein M., 1993: Untersuchungen zur Parametrisierung von Haney im Nordatlantik. Diplomarbeit in der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der CAU Kiel.
- Klinck, J.M., 1993: Thermohaline structure of an eddy resolving North Atlantic model: the influence of boundary conditions. *J. Phys. Oceanogr.*, eingereicht.
- Lazier, J.R.N., 1980: Oceanographic conditions at OWS Bravo 1964 – 1986. *Atmosph.-Oceans*, 18(3), 227 – 238.
- Lazier, J.R.N., 1988: Temperature and salinity changes in the deep Labrador Sea, 1962 – 1986. *Deep-Sea Res.*, 35(8), 1247 – 1253.
- Lee, T.M., W. Johns, F. Schott und R. Zantopp, 1990: Western Boundary Current structure and variability east of Abaco, Bahamas at 26.5°N. *J. Phys. Oceanogr.*, 20, 446 – 466.

- Lehman, S.J. und 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, NOAA Prof. Paper 13, U.S. Govt. Print. Office, 173 pp.
- Levitus, S., 1989: Interdecadal variability of temperature and salinity in the deep North Atlantic, 1970 – 1974 versus 1955 – 1959, *J. Geophys. Res.*, 94(C11), 16125 – 16131.
- Lippert, A., 1992: Beobachtungen langzeitlicher Änderungen der Tiefenzirkulation im Nordatlantik. *Annalen der Meteorologie*, 27, 220 – 221.
- Maier-Reimer, E. und U.Mikolajewicz, 1989: Experiments with an OGCM on the cause of the Younger Dryas. In: *Proc. JOA 1988*, pp 87 – 100.
- Maier-Reimer, E., U.Mikolajewicz und K. Hasselmann, 1993: Mean circulation of the Hamburg LSG OGCM and its sensitivity to the thermohaline surface forcing. *J. Phys. Oceanogr.*, 23, 731 – 757.
- Martel, F. und C. Wunsch, 1992: The North Atlantic circulation in the early 1980s - An estimate from inversion of a finite difference model. *Eingereicht*.
- Marotzke, J. und J. Willebrand, 1991: Multiple equilibria of the global thermohaline circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, 21, 1372 – 1385.
- Mesinger, F. und A. Arakawa, 1976: Numerical methods used in atmospheric models. *GARP Publications Series No. 17, Vol. 1*.
- Mertz, G. und D.G. Wright, 1992: Interpretations of the JEBAR Term. *J. Phys. Oceanogr.*, 22, 301 – 305.
- Molinari R.L., R.A. Fine und E. Johns, 1992: The deep western boundary current in the western tropical North Atlantic Ocean. *Deep-Sea Res.* 39 (11/12), 1967-1984.
- Molinari R.L., E. Johns und F.J. Festa, 1992: The annual cycle of meridional heat flux in the Atlantic Ocean at 26.5°N. *J. Phys. Oceanogr.*, 20, 476 – 482.
- Mysak, L.A., 1980: Recent advances in shelf wave dynamics. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 18, 211 – 241.
- Pacanowski, R.C. und S.G.H. Philander, 1981: Parametrization of vertical mixing in numerical models of tropical oceans. *J. Phys. Oceanogr.*, 11, 1443 – 1451.
- Parilla, G.A. Lanvin, H. Bryden, M. Garcia, R. Millard, 1994: Rising Temperatures in the subtropical North-Atlantic Ocean over the past 35 years. *Nature*, *eingereicht*.
- Pickart, R.S., 1992: Water mass components of the North Atlantic deep western boundary current. *Deep Sea Res.*, Vol. 39, No. 9, 1553 – 1572.
- Redi, M.H., 1982: Oceanic isopycnal mixing by coordinate rotation. *J. Phys. Oceanogr.*, 12, 1154 – 1158.

- Redler, R.A., 1994: The Influence of Open Boundary Conditions on the General Circulation in a Model of the North Atlantic. *Annales Geophysicae*, Vol. 12, Supplement II, page C 226.
- Rhein, M., 1994: Traceruntersuchungen zu Bildung und Ausbreitung von Tiefenwasser. *Habilitationsschrift*.
- Rhein, M., 1991: Ventilation rates of the Greenland and Norwegian Seas from distributions of the chlorofluoromethanes F11 and F12. *Deep Sea Res.*, 38, 485 - 503.
- Rhein, M., L. Stramma und U. Send, 1994: The Atlantic Deep Western Boundary Current: Water Masses and Transports near the Equator. *J. Geophys. Res.*, eingereicht.
- Roemmich, D., und C. Wunsch, 1985: Two transatlantic sections: meridional circulation and heat flux in the subtropical North Atlantic Ocean. *Deep Sea Res.*, 32, 619-664.
- Sarmiento, J.L., 1986: On the North and Tropical Atlantic heat balance. *J. Geophys. Res.*, 91, 11677-11689.
- Schlosser, P., G. Bönisch, M. Rhein und R. Bayer, 1991: Reduction of deep water formation in the Greenland Sea during the 1980s: Evidence from tracer data. *Science*, 251,1054.
- Schmitt, R.W., P.S. Bogden und C.E. Dorman, 1989: Evaporation minus precipitation and density fluxes for the North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.*, 19, 1208 - 1221.
- Schmitz, W.J., Jr., and P.L. Richardson, 1991: On the sources of the Florida Current. *Deep Sea Res.*, 38, suppl. 1, S389 - S409.
- Schmitz, W.J. und McCartney, M.S., 1993: On the North Atlantic circulation. *Rev. Geophys.* 31, 29 - 49.
- Schott, F.A., J. Fischer, J. Reppin und U. Send, 1993: Mean and seasonal currents and transports at the western boundary of the equatorial Atlantic. *J. Geophys. Res.*, 98, 14353 - 14368.
- Schott, F.A., T.N. Lee und R. Zantopp, 1988: Variability of structure and transport of the Florida current in the period range from days to seasonal. *J. Phys. Oceanogr.*, 18, 1209 - 1230.
- Schott, F.A., M. Visbeck, U. Send, 1994: Open ocean deep convection, Mediterranean and Greenland Seas. In "Ocean Processes in Climate Dynamics: Global and Mediterranean Examples." P. Malanotte-Rizzoli und A.R. Robinson, Eds. NATO ASI Proceedings, Kluwer Publishing Co., in Druck, December 1993.
- Semtner, A.J., und R.M. Chervin, 1992: Ocean general circulation from a global eddy-resolving model. *J. Geophys. Res.*, 97, 5493-5550.

- Send, U. und J. Marshall, 1994: Integral effects of deep convection. *J. Phys. Oceanogr.*, eingereicht.
- Smethie, W.M., 1993: Tracing the thermohaline circulation in the western North Atlantic using chlorofluorocarbons. *Prog. Oceanog.*, Vol 31, pp. 51 – 99.
- Smethie, W.M., Jr. und J.H. Swift, 1989: The Tritium-Krypton-85 age of Denmark Strait Overflow Water and Gibbs Fracture Zone Water just south of Denmark Strait. *J. Geophys. Res.*, 94, C6, 8265-8275.
- Stommel, H., und A.B. Arons, 1960: On the abyssal circulation of the world ocean- I. Stationary planetary flow patterns on a sphere. *Deep-Sea Research*, 6, 140 – 154.
- Suginohara, N. und M. Fukasawa, 1988: Set-up of the deep circulation in multi-level numerical models. *Journal of the Oceanographical Society of Japan*, 44, 315 – 336.
- Talley L.D. und M.S. McCartney, 1982: Distribution and circulation of Labrador Sea water. *J. Phys. Oceanogr.*, 12, 1189 – 1205.
- Visbeck, M., 1993: Konvektion im offenen Ozean. *Berichte aus dem Institut für Meereskunde an der Universität Kiel*, Nr. 237.
- Wajsowicz, R.C., 1986: Free planetary waves in finite-difference numerical models. *J. Phys. Oceanogr.*, 16, 773 – 789.
- Wallace, D.W.R. und J.R.N. Lazier, 1988: Anthropogenic chlorofluoromethanes in newly formed Labrador Sea water. *Nature*, 332, 61 – 63.
- Warner, M.J. und R.F. Weiss, 1985: Solubilities of chlorofluorocarbons 11 and 12 in water and seawater. *Deep-Sea Research*, 32, No. 12 1485 – 1597.
- Weaver, A.J. und E.S. Sarachik, 1991: The role of mixed boundary conditions in numerical models of the oceans climate. *J. Phys. Oceanogr.*, 21, 1470 – 1493.
- Weiss, R.F., J.L. Bullister, R.H. Gammon und M.J. Warner, 1985: Atmospheric chlorofluoromethanes in the deep equatorial Atlantic. *Nature*, 314, 608 – 610.
- Wenzel, M., 1986: Die mittlere Zirkulation des Nordatlantik auf der Grundlage klimatologischer hydrographischer Daten. *Berichte aus dem Institut für Meereskunde an der Universität Kiel*, Nr. 157.
- Willebrand, J. 1989: General circulation dynamics, in: Landolt-Börnstein, *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, New Series V/3b, 123 – 150. Editor: J. Sündermann. Springer Verlag, Berlin.

Danksagung

Mein Dank gilt Herrn Dr. habil. Böning für seine zahlreichen Anregungen und die stete Unterstützung während der Promotionszeit. Außerdem danke ich allen Mitarbeitern der Abteilung Theoretische Ozeanographie. Sie haben durch ein fruchtbares Arbeitsklima und durch die Bereitstellung technischer Ressourcen zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.