

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

Nr. 324

DOI 10.3289/1FM_BER_324

**Mechanismen meridionaler
Transportprozesse
im tropischen Atlantik**

von
Jürgen Kröger

Kiel 2001

Kopien dieser Arbeit können bezogen werden:
Institut für Meereskunde an der Universität Kiel
Forschungsbereich Ozeanzirkulation und Klima:
Theorie und Modellierung
Düsternbrooker Weg 20, 24105 Kiel, Deutschland

ISSN 0341 – 8561

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

Zusammenfassung

Es werden meridionale Transportprozesse von Wassermassen und Tracern im tropischen und subtropischen Atlantik mit Hilfe eines regionalen, Wirbel auflösenden Modells der windgetriebenen und thermohalinen Zirkulation untersucht. Ein Schwerpunkt der Modellanalysen liegt dabei auf einer Lagrangeschen Diagnostik auf Basis von Float-Simulationen im Modell, die eine zu Eulerschen Betrachtungen komplementäre Einsicht in das komplexe Strömungs- und Ausbreitungsverhalten der charakteristischen Wassermassen in dieser Region gibt.

In der Warmwassersphäre sind dem nordwärtigen, transäquatorialen Transportast im Zusammenhang mit der tiefgreifenden, thermohalinen Umwälzbewegung des „Conveyor Belts“ flache 3-dimensionale Zirkulationszellen in den Tropen und Subtropen überlagert. Es zeigt sich im Modell, dass die Ventilation der äquatorialen Thermokline unter heutigen klimatischen Bedingungen nahezu ausschließlich über die subtropisch-tropische Verbindung im Südatlantik erfolgt und die entsprechende Zelle im Norden nur im „Conveyor-off“-Mode einen gleichwertigen Beitrag leistet. Im „Conveyor-on“-Mode unterliegt der interhemisphärische Transport südatlantischer Oberflächen- und Zentralwassermassen bis in die Karibik zwei Prozessen unterschiedlicher Bedeutung: das ganze Jahr über dominieren ostwärtige Exkursionen dieser Wassermassen infolge von Retrofleksionsereignissen in das zonale Strom-Gegenstromregime nördlich des Äquators über den unmittelbaren Transfer im westlichen Randstrombereich.

In der Tiefe zeigt sich im Eulerschen Mittel ein ausschließlich auf den Westrand konzentrierter interhemisphärischer Massentransport in den Südatlantik, wobei die Lagrangeschen Analysen auch in diesem Niveau auf (phasenweise auftretende) ostwärtige Exkursionen im Bereich des Äquators hinweisen. Diese sind auf saisonal alternierende zonale Strombänder als Ausdruck langer Rossbywellen zurückzuführen. Die Hypothese, dass das beobachtete charakteristische ostwärtige Tracerkonzentrationsmaximum entlang des Äquators auf rektifizierende Effekte äquatorialer Wellen zurückzuführen ist, konnte vom Modell nicht verifiziert werden. Langperiodische Transportanomalien subpolaren Ursprungs werden nur verzögert über den Äquator hinweg vermittelt, da die entscheidenden beckenweiten Wellenprozesse zunächst auf den Nordatlantik beschränkt bleiben. Bereits nach 1 bis 2 Jahren kommt es zu einer signifikanten Reaktion im Overturning der Nordhemisphäre. Erst nach etwa 8 bis 10 Jahren greifen die Overturning-Anomalien nahezu ungestört über den Äquator hinweg.

Abstract

Meridional transport processes of water masses and tracers in the subtropical and tropical Atlantic are investigated using a regional eddy resolving model of the wind driven and thermohaline circulation. Analytical emphasis is on float simulations in the model which, complementary to Eulerian means, represent the Lagrangian view and give further insight into the spreading and pathways of characteristic water masses in this area.

In the tropics and subtropics shallow 3-dimensional circulation cells are superimposed on the northward warm water transfer within the deep reaching thermohaline overturning cell (MOC) as part of the global "Conveyor Belt". Under present-day climate conditions the model shows that the equatorial thermocline is exclusively ventilated by subsurface flow within the tropical-subtropical cell (STC) of the South Atlantic. Only with a prescribed „Conveyor-off“-Mode the STC of the North Atlantic contributes to this ventilation process with equal amounts. Throughout the year the interhemispheric transport of surface and central water masses of South Atlantic origin into the Caribbean Sea is dominated by zonal detours to the east as a consequence of the interplay of several retroflexion events occurring in the North Atlantic.

The eulerian mean flow field in the deep layer postulates the interhemispheric mass transport into the South Atlantic to be confined entirely to the western boundary, whereas Lagrangian means indicate intermittent eastward excursions along the equator, related to seasonally alternating zonal currents due to long Rossby waves. It was suggested that the observed characteristic eastward maximum of tracer concentrations along the equator is a consequence of rectifying effects of single or interacting equatorial waves. The model does not validate this hypothesis. The response to transport anomalies of subpolar origin and long periodicity is subject to different time-scales in both hemispheres. The fast response is confined to the northern hemisphere and dominates the first two years because of the mediating waves which at first propagate only around the North Atlantic basin. After 8 to 10 years the changes in the overturning are not restricted to the North anymore but are apparent in both hemispheres.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das numerische Modell	7
2.1	Grundlagen	7
2.2	Konfiguration und Antrieb	8
2.2.1	Topographie	9
2.2.2	Oberfläche und Modellinneres	10
2.2.3	Offene Randbedingungen	13
2.3	Lagrangesche Analyse	16
2.3.1	Bestimmung von Teilchenbahnen	17
2.3.2	Auflösung	19
2.3.3	Lagrangesche vs. Eulersche Betrachtungsweise	23
2.3.4	Quantifizierung	25
3	Eigenschaften des regionalen Modells	27
3.1	Effekte der offenen Ränder	27
3.1.1	Implementierung des offenen Nordrands	27
3.1.2	Großräumige Zirkulationseigenschaften	28
3.2	Effekte topographischer Schlüsselregionen	39
3.2.1	Zirkulation im westlichen subtropischen Nordatlantik	39
3.2.2	Zirkulation im AABW-Niveau	44
4	Tropische Warmwassersphäre	49
4.1	Das äquatoriale Strömungsregime	49
4.1.1	Eine neue Parametrisierung der vertikalen Viskosität	49
4.1.2	Das zonale Stromsystem	53
4.1.3	NBC-Retrofektion und -Eddies	58
4.2	Flache subtropisch-tropische Zellen	62
4.2.1	Ventilation der äquatorialen Thermokline	64
4.2.2	Subtropisch-tropische Transportwege	71

4.2.3	Einfluss des Conveyor Belts	78
4.3	Interhemisphärischer Transport	85
4.3.1	Transportwege in die Karibik	85
4.3.2	Saisonaler NBC-Durchstrom?	92
5	Äquatoriale Zirkulation in der Tiefe	97
5.1	Bewegungsfeld und Tracerverteilung	98
5.1.1	Mittlere Zirkulation und saisonale Variabilität	98
5.1.2	Verteilung NADW charakterisierender Tracer	103
5.1.3	DWBC und zonales Stromsystem	106
5.1.4	Postulierte zonale Transportmechanismen	108
5.2	Reaktion auf Anomalien im DWBC	115
5.2.1	Hintergrund	116
5.2.2	Adaptationsprozess und interhemisphärische Vermittlung . . .	117
5.3	Zusammenfassende und ergänzende Betrachtung	124
6	Schlussbetrachtungen	131
	Anhang	137
	Literaturverzeichnis	141

1 Einleitung

Der Weltozean ist in zweierlei Hinsicht in besonderem Maß am globalen Klimageschehen beteiligt. Zum einen in seiner Funktion als Speicher von erheblicher Kapazität für Wärme, Feuchte und CO_2 – zum anderen durch seinen bis vor wenige Jahrzehnte weit unterschätzten Beitrag zur Umverteilung mittlerer Energieüberschüsse des Gesamtsystems Ozean-Atmosphäre in niederen Breiten (VONDER HAAR & OORT, 1973). Die ozeanische Komponente der von der Strahlungsbilanz am Außenrand der Atmosphäre geforderten, im zonalen Mittel polwärtigen Wärmetransporte des gekoppelten Systems äußert sich in einer globalen, tiefgreifenden thermohalinen Zirkulation. Diese umfasst alle drei Ozeane und lässt sich gut mit dem Konzept des so genannten „Conveyor Belts“ veranschaulichen.

Als hauptsächliche Antriebsregion und zugleich „Achillesferse“ des Conveyor Belts werden Tiefenwasserbildungsgebiete im nördlichen Nordatlantik angesehen (BROECKER, 1991). Für den gesamten Atlantik resultiert daraus ein nordwärtiger, interhemisphärischer Transport wärmerer Wassermassen oberhalb von etwa 1000 m, der durch den Export Nordatlantischen Tiefenwassers (NADW) der Größenordnung $O[15 \text{ Sv}]$ ($\text{Sv} = 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$) in die Südhemisphäre in der Tiefe kompensiert wird (siehe z. B. SCHMITZ & MCCARTNEY, 1993; SCHMITZ, 1995). Einzig durch diese Umwälzzelle selbst, die im Wesentlichen auf das westliche Randstromsystem konzentriert und insbesondere durch nordwärtigen Wärmetransport in beiden Hemisphären charakterisiert ist (siehe z. B. MACDONALD, 1998), können die für die tiefreichende Konvektion nötigen, relativ hohen, charakteristischen Oberflächensalzgehalte des Nordatlantiks aufrecht erhalten werden (BROECKER ET AL., 1990).

Der südwärtige Transport kalter Wassermassen aus den Konvektionsregionen höherer Breiten bis in die Tropen des Atlantiks erfolgt im Wesentlichen mit dem tiefen westlichen Randstrom (DWBC). Direkte Langzeitmessungen in den Subtropen – östlich vor Abaco, Bahamas (26.5° N) – lassen auf einen lateral mäandrierenden Stromkern zwischen 2000 m und 3000 m Wassertiefe schließen, der im Mittel 40 Sv transportiert, von denen 13 Sv der thermohalinen Umwälzung zugeordnet werden und 27 Sv rezirkulieren (LEE ET AL., 1996). Wiederholte Transportzeitreihen

des DWBC im oberen und mittleren NADW Niveau (1000 m bis 3100 m) vor Brasilien bei 44° W weisen einen starken Jahres- und Halbjahresgang mit einem mittleren südostwärtigen Transport von 13 Sv auf (FISCHER & SCHOTT, 1997). Der Stromkern mit Spitzengeschwindigkeiten von über 70 cm/s liegt im Bereich von 1700 m bis 1800 m Tiefe. Auf dem Äquator bei 15° W findet sich die ausgeprägte Saisonalität in direkten Langzeit-Strommessungen wieder (THIERRY, 2000). Bemerkenswert ist hier die Größenordnung der mittleren Geschwindigkeiten im oberen und mittleren Tiefenwasserniveau, die mit $O(1 \text{ cm/s})$ erheblich geringer als die der jahreszeitlichen Fluktuationen ($O(10 \text{ cm/s})$) ausfallen.

Die Verteilung von „Tracern“ wie Freonen, verschiedenen Nährstoffen oder auch dem Salzgehalt im tiefen tropischen Atlantik deutet auf eine Aufspaltung der Ausbreitung des NADW hin: ein Teil überquert mit dem DWBC den Äquator, ein anderer Teil wird entlang des Äquators nach Osten geführt (WEISS ET AL., 1985; RHEIN ET AL., 1995; OUDOT ET AL., 1998; ANDRIE ET AL., 1998). Die beteiligten Mechanismen sind nach wie vor nicht geklärt, ebenso wenig wie die Frage, welche Massentransporte mit dieser Aufspaltung verbunden sind, d. h. ob und in welcher Weise die äquatoriale Dynamik eine Rolle für den Nettoaustausch von Wasser über den Äquator und damit für den Transport des globalen Conveyor Belts spielt.

Die mittlere Zirkulation in Modellen wird im Bereich des NADW durch den transäquatorialen DWBC beherrscht (BÖNING & SCHOTT, 1993; DYNAMO GROUP, 1997). Die zonale Advektion auf dem Äquator ist im Mittel – wie in den Beobachtungen – verhältnismäßig schwach, liegt etwa zwei Größenordnungen unter den Geschwindigkeiten des Randstroms und ist teilweise, wie z. B. im globalen Zirkulationsmodell von SEMTNER & CHERVIN (1992) nach Westen gerichtet (siehe LI & CHANG, 1999). Offene Fragen in diesem Zusammenhang sind daher:

- ▷ Wie sind die mittleren dynamischen Verhältnisse in der Tiefe mit dem integralen Bild der Tracerverteilung längs des Äquators in Einklang zu bringen?
- ▷ Reflektiert die Tracerzunge einen rektifizierenden Effekt zeitabhängiger Bewegungs- und Vermischungsprozesse, der sich durch klassische Eulersche Betrachtungsweisen nicht erfassen lässt?
- ▷ Welche Rolle spielt die äquatoriale Dynamik für die interhemisphärische Vermittlung von Wassermassen und/oder ihrer charakteristischen Eigenschaften?

Ein bemerkenswerter Aspekt verschiedener Modelllösungen ist, dass Anomalien im DWBC nicht den Äquator überqueren, sondern als äquatoriale Kelvinwellen

nach Osten wandern. Analog dem „spin-up“-Verhalten in unterschiedlichen Prozessmodellen (KAWASE, 1987; KAWASE ET AL., 1992), findet die initiale Antwort des Strömungsfelds auch in komplexeren Zirkulationsmodellen im Gefolge von Kelvin-Randwellen und äquatorialen Kelvin- und Rossbywellen statt (DÖSCHER ET AL., 1994; KARCHER & LIPPERT, 1994). Der äquatoriale Wellenleiter entkoppelt hierbei den DWBC der Nord- und der Südhemisphäre in Bezug auf Variabilität (KARCHER, 1997).

Die Reaktion auf Änderungen der Tiefenwasserbildungsrate im subpolaren Nordatlantik lässt sich in zwei wesentliche Phasen unterteilen: Die anfänglichen, beckenweiten Wellenphänomene kennzeichnen die erste, relativ schnelle Anpassungsphase. DÖSCHER (1994) findet in seinen CME-Experimenten in Abhängigkeit von der horizontalen Gitterauflösung, $1/3^\circ$ bzw. 1° , hierfür Zeitskalen von wenigen Monaten bzw. ein bis zwei Jahren. Nach etwa einer Dekade – die Größenordnung der zweiten Anpassungsphase – hat sich die Adaptation an ein neues quasidynamisches Gleichgewicht im nördlichen und äquatorialen Atlantik vollzogen. DÖSCHER (1994) führt diese relativ lange Zeitskala auf die barokline Adjustierung durch lange Rossbywellen in geschichteten Modellen zurück, die im Gegensatz zur ersten Anpassungsphase nicht mehr von der horizontalen Gitterauflösung abhängig ist; die Diskussion des gesamten Adaptationsprozesses bleibt in der CME-Studie jedoch auf den Nordatlantik beschränkt.

An dieser Stelle setzten die numerischen Experimente dieser Arbeit an. Mit Hilfe eines wind- und thermohalin getriebenen, Wirbel auflösenden Zirkulationsmodells des tropischen Atlantiks, soll über die generelle Bedeutung des äquatorialen, ausgeprägt zonalen Stromsystems für den mittleren interhemisphärischen Massentransport hinaus die Wirkung des äquatorialen Wellenleiters bei Änderungen im DWBC als Folge von Anomalien in der Tiefenwasserbildung in hohen Breiten untersucht werden. Mit Hilfe einer Sensitivitätsstudie, wird der Adaptationsprozess in den Tropen und Subtropen des Nord- und Südatlantiks beleuchtet, wobei folgende Fragen im Vordergrund stehen:

- ▷ Weist die äquatoriale Dynamik die Eigenschaft eines effektiven „Puffers“ hinsichtlich der interhemisphärischen Vermittlung von Schwankungen der thermohalinen Zirkulation auf?
- ▷ Kommt dem Äquator somit möglicherweise die Rolle eines Tiefpassfilters im globalen Conveyor Belt zu?

Die Warmwassersphäre, in der als Reaktion auf geänderte Tiefenwasserbildungsraten im Prinzip die gleichen Anpassungsprozesse in Form von Wellen durchlaufen werden wie in der Tiefe (JOHNSON & MARSHALL, 2001), wird im Inneren des äquatorialen Bereichs von einem windbedingten zonalen Strom-Gegenstromregime dominiert, das z. B. bei SCHOTT ET AL. (1998) und STRAMMA & SCHOTT (1999) beschrieben wird. Nordwärtige Transportraten warmer Wassermassen im westlichen Randstrombereich der untersuchten Region, die das geforderte Exportvolumen des NADW weit übertreffen, lassen sich mit der Existenz relativ flacher 3-dimensionaler Zellen erklären, die der beckenweiten (tiefgreifenden) meridionalen Umwälzung, kurz MOC („Meridional Overturning Cell“), überlagert sind die tropisch-subtropische Zelle (STC) und die tropische Zelle (TC). Diese verknüpfen die zonalen Strombänder in verschiedenen Tiefen, die Ekmandrift im Inneren und äquatorwärtige Unterströme am Westrand. Hierbei kommen lokale Prozesse, wie Subduktion in Konvergenzzonen, äquatoriale Divergenz und Antrieb durch Wind zum Tragen. Die STC und TC sind Ausdruck des Zusammenspiels von thermohaliner und windgetriebener Zirkulation. Vor diesem Hintergrund sollen mit Hilfe des regionalen Modells folgende Fragestellungen in der Warmwassersphäre untersucht werden:

- ▷ In welcher Weise stehen thermohalines und windgetriebenes Zirkulationsregime der Warmwassersphäre in Wechselwirkung?
- ▷ In welcher Form beeinflusst der nordwärtige Ast der MOC die Ausprägung der flachen Zellen in beiden Hemisphären?
- ▷ Welche Rolle spielen STC und TC wiederum für den interhemisphärischen Transport südatlantischer Wassermassen bis in die Karibik?

Den Fragen, die das komplexe 4-dimensionale Zirkulationssystem im tropischen Atlantik aufwirft, lässt sich mit Hilfe klassischer Eulerscher Analysen zum Teil nicht erschöpfend nachgehen. Daher kommt in dieser Arbeit eine Lagrangesche Diagnostik auf der Basis von Float-Simulationen im Modell zur Anwendung, die eine unmittelbare und komplementäre Einsicht in das komplexe Strömungs- und Ausbreitungsverhalten verfolgter Wassermassen gibt. Darüber hinaus eignet sich das Lagrangesche Verfahren zur Quantifizierung zeitabhängiger Transportprozesse im Modell, wobei im Gegensatz zu Eulerschen Transportbestimmungen nicht das Integral über ein festes Gebiet bestimmt wird, sondern über ein hinreichend großes Ensemble individueller Teichen.

Zunächst wird in dieser Arbeit das regionale Modell des tropischen Atlantiks vorgestellt, das dem Großteil der folgenden Untersuchungen zugrunde liegt (Kapitel 2). Ergänzt wird das Kapitel durch die Vorstellung der Methode der Float-Simulationen im Modell, wobei die Genauigkeit des Verfahrens und die sie bestimmenden Faktoren diskutiert werden. Danach werden allgemeine Zirkulationsseigenschaften des Modells zur Sprache kommen bei denen die Untersuchung der Effekte spezifischer Parametrisierungen, wie die sogenannten „offenen Randbedingungen“ an der nördlichen und südlichen Modellbegrenzung und die sorgfältige Rekonstruktion von Schlüsselregionen in der diskretisierten und geglätteten Topographie des Modells im Vordergrund stehen (Kapitel 3). Schließlich werden die oben aufgeführten Fragestellungen für den Warm- bzw. Kaltwasserbereich des Conveyor Belts im tropischen Atlantik getrennt aufgegriffen und behandelt (Kapitel 4 bzw. Kapitel 5).

2 Das numerische Modell

Ausgangspunkt der vorgestellten Untersuchungen ist ein Wirbel auflösendes Zirkulationsmodell des tropischen und subtropischen Atlantiks, das als Teil einer Modellhierarchie für den Atlantischen Ozean („Family of Linked Atlantic Model Experiments“, kurz: FLAME) konzipiert wurde. Numerische Basis dieser Familie von „Level“- bzw. „Z-Koordinaten“- Modellen ist das „Modular Ocean Model“ (MOM 2), das am „Geophysical Fluid Dynamics Laboratory“ (GFDL) entwickelt wurde (PACANOWSKI, 1997) und dessen Ursprung auf die Arbeiten von BRYAN (1969) und COX (1984) zurück geht. Technisch knüpft FLAME an die Erfahrungen und Entwicklungsarbeiten der IfM - Modelliergruppe im Rahmen der CME- (siehe z. B. BÖNING ET AL., 1996) und DYNAMO-Projekte an (DYNAMO GROUP, 1997).

2.1 Grundlagen

Physikalische Grundlage des Modells ist das System der „Primitiven Gleichungen“, dessen Herleitung aus den Erhaltungsgesetzen der Thermo- und Hydrodynamik z. B. von MÜLLER & WILLEBRAND (1989) dokumentiert wird. Das System beinhaltet die Boussinesq-Approximation, die Reynolds-Mittelung, die sphärische, die traditionelle und die hydrostatische Approximation. Molekulare Reibung und Diffusion sind auf den untersuchten ozeanischen Skalen vernachlässigbar, Turbulenz spielt hier jedoch eine Rolle und muss auf und unterhalb der Gitter-Skala des Modells explizit berücksichtigt werden. Die turbulenten Vermischungsprozesse von Impuls und Wassermasseneigenschaften werden daher durch einen biharmonischen Austauschansatz in der Horizontalen und einen Laplaceschen Ansatz in der Vertikalen parametrisiert.

Das Modell prognostiziert horizontale Geschwindigkeiten $\vec{u}_h = (u, v)$ und die Verteilung von potenzieller Temperatur θ und Salzgehalt S sowie möglicher passiver Tracer. Die diskretisierten Gleichungen werden auf dem Arakawa-B-Gitter (ARAKAWA & LAMB, 1977) gelöst, d. h. es wird zwischen Impuls- und Tracergitter unterschieden, wobei die entsprechenden Box-Schwerpunkte vertikal in einer Ebe-

ne, horizontal jedoch diagonal zueinander versetzt liegen. Die vertikalen Geschwindigkeiten w werden mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung aus der Verteilung der horizontalen Geschwindigkeiten, die Dichte ρ und der Druck p aus den Temperatur- und Salzgehaltsverteilungen diagnostiziert. Die Schließung des Gleichungssystems über eine empirische Zustandsgleichung, welche θ und S miteinander in Beziehung setzt, ist hierbei durch eine Polynomapproximation an die UNESCO - Formel realisiert (siehe z. B. GILL, 1982).

Weitere grundsätzliche Approximationen stellen folgende Konventionen an den Berandungen des Systems dar: Der Fluss von aktiven und passiven Tracern durch die Grenzfläche von Ozean und Land verschwindet gemäß der „no flux“- Randbedingung. Die horizontalen Geschwindigkeitskomponenten des Modells sind an lateralen Rändern identisch Null („no slip“). Die kinematische Randbedingung an der Oberfläche wird durch die „rigid lid“- Bedingung $w = 0|_{z=0}$ vereinfacht. Dieses hat zum einen die Folge, dass die externen Schwerewellen aus dem System herausgefiltert werden, was u. a. eine Erhöhung des Zeitschrittes um eine Größenordnung ermöglicht (BRYAN, 1969), zum anderen wird anstelle der Oberflächenauslenkung bzw. des Oberflächendrucks die Stromfunktion ψ des vertikal integrierten Volumentransports als prognostische Variable in das Gleichungssystem eingeführt.

2.2 Konfiguration und Antrieb

Das regionale Modellgebiet umfasst den tropischen und subtropischen Atlantischen Ozean von 18° S bis 26.5° N und schließt die Karibische See und den Golf von Mexiko zum größten Teil mit ein („TR_STD“). Das übergeordnete Nordatlantik-Modell („NA_REF“) erstreckt sich bis 70° N. Der horizontale Abstand der Modellgitterpunkte beträgt $1/3^\circ$ in zonaler und $1/3^\circ \cos \varphi$ (φ : geographische Breite) in meridionaler Richtung. Die Berücksichtigung der Meridiankonvergenz bei der Konstruktion eines solchen „isotropen Gitters“ optimiert das Verhältnis von Zeitschritterfordernis der Modellintegration zu räumlicher Auflösbarkeit physikalischer Prozesse. Das regionale Modell rechnet mit einem Zeitschritt von 40 Minuten.

Eine entscheidende Veränderung aller Modelle von FLAME im Vergleich zu den vorherigen Kieler Level-Modellen des Nordatlantiks ist die wesentlich höher aufgelöste Vertikalstruktur des Gitters. Die Anzahl der Schichten, deren Dicke von 10 m an der Oberfläche auf 250 m in ca. 2000 m Tiefe ansteigt und in größeren Tiefen konstant bleibt, wurde von 30 im Falle von CME und DYNAMO auf 45 erhöht (Tab. 2.1). Es

wurde dabei besonders auf eine verbesserte Auflösung der ozeanischen Deckschicht und des Zwischenwasserbereichs geachtet.

Level	z_t [m]	Δz_t [m]	Level	z_t [m]	Δz_t [m]	Level	z_t [m]	Δz_t [m]
1	5.00	10.00	16	288.52	41.00	31	1878.66	241.83
2	15.00	10.44	17	332.66	48.63	32	2125.00	248.17
3	25.88	11.02	18	385.78	56.81	33	2375.00	250.00
4	37.04	11.69	19	446.27	65.14	34	2625.00	250.00
5	49.27	12.47	20	516.06	70.39	35	2875.00	250.00
6	61.98	13.36	21	587.04	73.98	36	3125.00	250.00
7	75.99	14.40	22	664.01	77.58	37	3375.00	250.00
8	90.78	15.61	23	742.21	81.31	38	3625.00	250.00
9	107.22	17.04	24	826.63	87.26	39	3875.00	250.00
10	124.85	18.71	25	916.74	95.76	40	4125.00	250.00
11	144.64	20.70	26	1018.16	109.08	41	4375.00	250.00
12	166.25	23.08	27	1134.90	127.33	42	4625.00	250.00
13	190.80	25.94	28	1272.81	151.88	43	4875.00	250.00
14	218.14	29.93	29	1438.66	184.27	44	5125.00	250.00
15	250.66	35.19	30	1641.34	220.00	45	5375.00	250.00

Tabelle 2.1: Einteilung der vertikalen Schichten des Modells; z_t ist dabei die Tiefenlage der Tracer- und horizontalen Geschwindigkeitspunkte, Δz_t die entsprechende Schichtdicke

2.2.1 Topographie

Die Diskretisierung der Bodentopographie basiert auf ETOPO5, dem 5' - Datensatz der globalen Bathymetrie vom NGDC („National Geophysical Data Center“, siehe z. B. <http://www.ngdc.noaa.gov>). Nach der Interpolation auf die vorgegebenen diskreten Tiefenniveaus des Modellgitters, wurde die Topographie mit Hilfe eines zweidimensionalen symmetrischen 5-Punkt-Filters einmal geglättet, um Instabilitäten zu vermeiden, die in Level-Modellen an starken Bodenneigungen auftreten können (KILLWORTH, 1987).

Nach der Glättung wurde besonderes Gewicht auf die realistische Darstellung bzw. Rekonstruktion topographischer Schlüsselregionen gelegt, wie z. B. westliche Randstrom-Passagen bei Yucatan und Florida oder die Vema- und Romanche-Bruchzonen im Mittelatlantischen Rücken. Zu diesem Zweck wurde die Topographie einer Nachbearbeitung („fine-tuning“) unterzogen, um an den betreffenden Stellen des Ozeanbodens Originaltiefen wiederherzustellen. Teilweise wurde durch eine zusätzliche künstliche Verbreiterung der entsprechenden Passage dafür Sorge

2.2. KONFIGURATION UND ANTRIEB

getragen, dass hinreichend advektiver Transport gewährleistet ist und somit das Modell eine realistische Zirkulation aufbauen kann. Schließlich wurden einzelne Spikes und isolierte Gitterpunkte, die nicht angeströmt werden können, entfernt und kleinere Inseln und Inselgruppen auf das numerisch erforderliche minimale Schelfniveau von 40 m Tiefe gesetzt, so dass im äquatorialen Modell nur Kuba und Haiti als Meereskuppen über der Wasseroberfläche erhalten sind. In Abb. 2.1 ist die Topographie für das regionale Modell in der Standardkonfiguration (TR_STD) dargestellt. Auf Effekte der sorgfältigen Behandlung der Bodentopographie wird im Folgenden (Abschnitt 3.2) noch näher eingegangen.

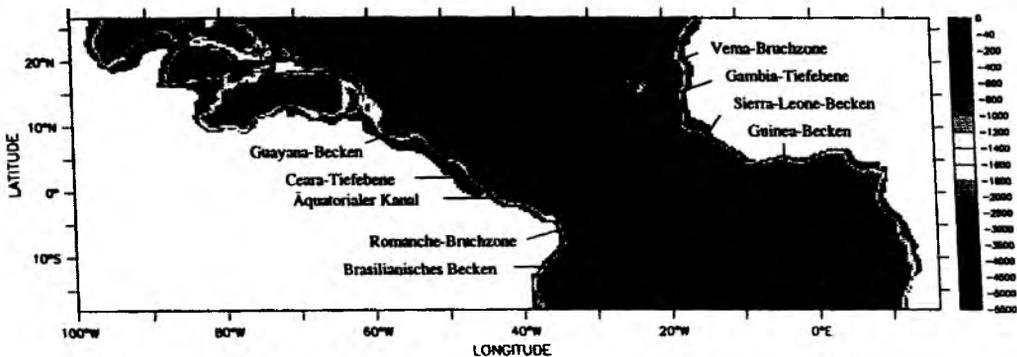


Abbildung 2.1: Topographie im regionalen Modell in der Standardkonfiguration (TR_STD) [m]; die nicht-äquidistante Skala entspricht nur angenähert den Tiefenstufen des Modell-Gitters; Regionen, die im Folgenden erwähnt werden, sind speziell gekennzeichnet

2.2.2 Oberfläche und Modellinneres

An der Oberfläche erfordern die Modellgleichungen Randbedingungen für den Windantrieb sowie die Wärme- und Frischwasserflüsse. Soweit wie möglich wurde hierbei auf einen geschlossenen Datensatz zurückgegriffen, um das Modell mit konsistenten Randdaten zu versorgen. Die Komponenten der Wind- und der thermischen Antriebsfelder entstammen einer Analyse des ECMWF-Modells („European Center for Medium Range Weather Forecasting“). BARNIER ET AL. (1995) haben aus Modelldaten der Jahre 1986 - 1988 eine monatliche Klimatologie abgeleitet, die bereits in allen Modellen des DYNAMO-Projekts verwendet wurde (DYNAMO GROUP, 1997).

Für den Impulseintrag an der Grenzfläche Ozean-Atmosphäre, der in CME durch eine künstliche vertikale Geschwindigkeitsscherung der obersten Modellschicht zu einer virtuellen, darüberliegenden Schicht parametrisiert wurde, gehen hier wie schon in DYNAMO monatlich gemittelte Werte der Windschubspannung $\vec{\tau} = (\tau_x, \tau_y)$ direkt ein. Ein dem Zirkulationsmodell aufgesetztes, lokales vertikales Deckschichtmodell vom Kraus-Turner-Typ (TURNER & KRAUS, 1967) erfordert eine weitere Komponente des Windantriebs. Die Erzeugung von turbulenter kinetischer Energie, die umgewandelt in potenzielle Energie der Vertiefung der Deckschicht h_D dient, wird über die „Windarbeit“ erreicht, welche als proportional den Kuben der Reibungsgeschwindigkeit in der atmosphärischen Grenzschicht u_*^3 parametrisiert ist (thermisch bedingte Auftriebskräfte und Effekte vertikaler Geschwindigkeitsscherung werden hier vernachlässigt):

$$\frac{\partial h_D}{\partial t} \sim u_*^3 \quad (2.1)$$

Der thermische Antrieb an der Oberfläche erfolgt durch eine Wärmeflussparametrisierung, die auf die Formulierung von HANEY (1971) zurück geht. Die zeitliche lokale Änderung der Temperatur T in der ersten Schicht des Modells erfolgt – abgesehen von advektiven und diffusen Prozessen im Inneren – über einen Nettofluss von Wärme Q_{net} über die Grenzfläche zwischen Ozean und Atmosphäre (mit Referenzdichte ρ_0 und spezifischer Wärme C_p von Seewasser):

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \text{Advektion} + \text{Diffusion} + \frac{Q_{net}}{\rho_0 C_p \Delta z_1} \quad (2.2)$$

Nach HANEY (1971) kann man den Nettowärmefluss, der kurzweilige solare Einstrahlung sowie den Beitrag latenter und sensibler Wärmeflüsse und langwelliger Strahlung berücksichtigt, folgendermaßen ausdrücken:

$$Q_{net}(T) = Q_2 (T_{app} - T_1) \quad (2.3)$$

T_1 beschreibt hierbei die aktuelle Temperatur der ersten Schicht, T_{app} die „scheinbare atmosphärische Gleichgewichtstemperatur“ und Q_2 den sogenannten Hankoeffizienten, der die Sensitivität des Wärmeflusses gegen Abweichungen der Oberflächentemperatur des Modells von den klimatologischen beschreibt. Führt man die Gleichungen 2.2 und 2.3 zusammen, lässt sich leicht erkennen, dass es sich hierbei formal um ein einfaches „Restoring“ nach dem Prinzip der „Newtonschen Reibung“ handelt, allerdings ist die Restoring-Zeitskala R_t nicht willkürlich, sondern eine Funktion klimatologischer Variablen (über Q_2):

$$R_t = \frac{\rho_0 C_p \Delta z_1}{Q_2} \quad (2.4)$$

Typische Werte für R_t betragen in der untersuchten Region etwas mehr als 10 Tage (mit $Q_2 \sim 40 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$, siehe BARNIER ET AL. (1995)). Die scheinbare Gleichgewichtstemperatur T_{app} , in die ebenfalls empirische Wärmeflussbilanzen mit eingehen, bezieht sich bei HANEY (1971) auf atmosphärische Werte in 10 m Höhe. Bei der ECMWF-Analyse von BARNIER ET AL. (1995) geht sie jedoch auf Temperaturen auf Meeresoberflächenniveau zurück.

Der Frischwasserfluss an der Oberfläche lässt sich mangels zuverlässiger Daten für die Niederschlags- und Verdunstungsraten nicht so einfach vorschreiben und wird hier durch ein einfaches Restoring der Oberflächen-Salzgehalte des Modells an eine monatliche Klimatologie parametrisiert. Die hierfür verwendete Klimatologie, die neben den Salzgehaltsverteilungen des Atlantiks auch die für die potenzielle Temperatur enthält, basiert auf einer im Rahmen von FLAME erfolgten Synthese der globalen objektiven Analysen von LEVITUS ET AL. (1994) und BOYER & LEVITUS (1997).

Auf das Modellgitter interpoliert und anschließend vertikal stabilisiert diente der zusammengefügte „LEVITUS94/97“ - Datensatz zudem der Initialisierung der beckenweiten FLAME-Modelle des Atlantiks bzw. Nordatlantiks in ihrer Standardkonfiguration. Nach Einschwingen in ein quasi-stationäres Gleichgewicht lieferte letzteres wiederum die Startfelder für das eingebettete äquatoriale Modell.

Zur Parametrisierung kleinskaliger Prozesse im Modellinneren wurde für die horizontalen Austauschterme ein biharmonischer Operator gewählt. Dieser hat den Vorteil, dass er vorrangig auf der Gitterskala wirkt und die mesoskaligen und großräumigen Felder weitgehend unberührt bleiben (siehe z.B. SCHOTT & BÖNING, 1991). Sowohl der horizontale Diffusions-Koeffizient A_h als auch der für die Viskosität A_m ist konstant, abgesehen von einer Skalierung mit dem – in Abhängigkeit von der geographischen Breite φ konvergierenden – isotropen Gitter. Auf dem Äquator beträgt der Wert beider biharmonischer Koeffizienten $A_h = A_m = -2 \times 10^{19} \text{ cm}^4/\text{s}$.

In der Vertikalen wird harmonisch vermischt. Steht noch bei einem biharmonischen Ansatz (wie z.B. das vorgestellte horizontale Schema) die Forderung nach numerischer Stabilität im Vordergrund, so parametrisiert der Laplacesche Operator vertikale (turbulente) Vermischung von Impuls und Tracer – physikalisch anschaulicher – entlang des Gradienten der mittleren Verteilung der jeweiligen Größe („Ficksche Diffusion“). Hierbei wird klar zwischen Diffusion und Viskosität unterschieden, d.h. im Modell kommen Austauschkoefizienten zum Einsatz, die unabhängig und in der Regel verschieden voneinander sind. Für den vertikalen Impuls-Vermischungskoeffizienten wird in FLAME zunächst ein konstanter Wert angesetzt,

der sich seit CME und DYNAMO bewährt hat ($K_m = 10 \text{ cm}^2/\text{s}$). Die vertikale Vermischung von Salz und Temperatur folgt einem Ansatz von CUMMINS, HOLLOWAY & GARGETT (1990), bei dem der Effekt der Turbulenz aus dem internen Wellenfeld nach GARGETT (1984) parametrisiert wird. Dieses „CGH“-Schema berechnet den Austauschoeffizienten für die Tracer über die Brunt-Väisälä Frequenz N :

$$K_h = \begin{cases} a_0/N, & K_{h,min} \leq K_h \leq K_{h,max}, & N^2 > 0 \\ K_{h,max}, & & N^2 = 0 \end{cases}$$

Hierbei stellen $K_{h,min}$ und $K_{h,max}$ Grenzwerte dar, die aus Stabilitätsgründen und Skalierungsargumenten erwachsen. In FLAME bewegt sich K_h im Bereich von $0.1 \text{ cm}^2/\text{s}$ bis $4 \text{ cm}^2/\text{s}$. Der Parameter a_0 ist systemabhängig und berücksichtigt die Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie und die „Richardson-Zahl“. GARGETT (1984) gibt für mittlere ozeanische Verhältnisse $a_0 = 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}^2$ an. Die Konvektion im Falle statischer Instabilität ist im Modell explizit durch ein Schema von RAHMSTORF (1993) realisiert („fullconvect“, siehe auch PACANOWSKI (1997)) und wird daher nicht wie ursprünglich durch das vertikale Vermischungsschema mit berücksichtigt. Die Bodenreibung ist in FLAME über einen klassischen quadratischen Ansatz parametrisiert und berücksichtigt, wie schon in DYNAMO, zusätzlich den Effekt der Gezeiten (siehe DYNAMO GROUP, 1997).

2.2.3 Offene Randbedingungen

Als nicht-globales Ozeanmodell hat das regionale Modell neben den lateralen Grenzen zum Land hin auch Randzonen, an denen es an den restlichen Weltozean angekoppelt werden muss. Eine einfache Behandlung dieser Ränder wäre die Schließung, verbunden mit Restoringzonen, in denen Temperatur und Salzgehalt zu vorgegebenen Werten gezwungen würden. Potenzielle Probleme solch geschlossener Randzonen, an denen gemäß der „no slip“- Definition die horizontalen Geschwindigkeiten an der äußeren Begrenzung verschwinden, sind z. B. aus Kontinuitätsgründen erzwungene Vertikalbewegungen mit einhergehender unphysikalischer Konversion von Wassermassen (DÖSCHER, 1994) oder die Reflexion von zum Rand hin propagierenden Wellen.

Eine bessere Alternative für die Kopplung des regionalen Modells an die Verhältnisse im umgebenden Atlantischen Ozean stellt das Konzept der „offenen Ränder“ nach STEVENS (1990) dar. Diese Form von Randbedingungen hat sich schon in verschiedenen Ozeanmodellen bewährt, so zum Beispiel im „Fine-Resolution Antarctic Model“ (FRAM) (STEVENS, 1991) oder auch in CME-Experimenten (siehe z. B.



REDLER & BÖNING, 1997; DÖSCHER & REDLER, 1997) und DYNAMO (DYNAMO GROUP, 1997). Die offenen Randbedingungen sollen im Prinzip „freie Ausstrahlbedingungen“ gewährleisten – Signale, die aus der Integration der Gleichungen im Modellinneren hervorgehen, propagieren aus dem Untersuchungsgebiet heraus, ohne zu reflektieren und die Lösung im Inneren zu stören. Handelt es sich, wie in dem hier verwendeten Modell darüber hinaus um „aktive“ offene Randbedingungen wird an Einstrompunkten ein Restoring an vorgeschriebene Daten vorgenommen. Hierbei ist es wichtig, wie Ein- und Ausstrompunkte definiert werden, ist doch der Rand mit einem breiten Spektrum wellenartiger und advektiver Phänomene konfrontiert. Im Folgenden wird die Realisierung der Randbedingungen an den Modellgrenzen des regionalen Modells beschrieben. Als weiterführende Literatur sei auf STEVENS (1990, 1991) verwiesen, näheres zur Implementierung im Modell findet sich in der MOM-2-Dokumentation (PACANOWSKI, 1997) oder auch bei REDLER (1997).

Auf dem offenen Rand werden die aktuellen baroklinen Geschwindigkeiten mittels der Bewegungsgleichungen in linearisierter Form berechnet, die barotropen werden vorgeschrieben, d. h. die vertikale Scherung kann sich frei auf das lokal prognostizierte Dichteprofil einstellen und geht zusammen mit der gegebenen, vertikal integrierten Stromfunktion ψ in das aktuelle Profil absoluter Geschwindigkeiten über. Die Verteilung der (advektiven) Ein- und Ausstrompunkte wird also nicht von vornherein vorgegeben, sondern von der Dynamik des Modells bestimmt. Um nun die Ausbreitung interner Wellen aus dem Modell heraus und Restoring bei Einstrom in das Gebiet hinein zu ermöglichen, werden – ausgehend von den nichtlinearen Erhaltungsgleichungen für θ und S – folgende Terme für die Berechnung der Tracer auf dem Rand berücksichtigt:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = - (c_{ph} + v_n) \frac{\partial \Phi}{\partial n} + F^\Phi + \frac{1}{\alpha} (\Phi_b - \Phi), \quad (2.5)$$

wobei Φ die betrachtete Variable repräsentiert und c_{ph} eine „effektive“ Phasengeschwindigkeit. n stellt die Koordinate normal zum Rand dar, F^Φ fasst die Vermischungs-Terme zusammen und α ist die Zeitskala des Restorings von Φ an vorgegebene Randwerte Φ_b .

Die scheinbare Phasengeschwindigkeit c_{ph} kann im Modell aus dem Φ -Feld des vorherigen Zeitschritts aus

$$c_{ph} = - \frac{\partial \Phi^*}{\partial t} / \frac{\partial \Phi^*}{\partial n} \quad (2.6)$$

diagnostiziert werden und stellt in der Regel nicht die Phasengeschwindigkeit einer einzelnen Welle dar, sondern die „Tendenz“ einer ganzen Wellengruppe. Ohne

Advektion und Vermischung und unter Außerachtlassung des Restorings reduziert sich **Gleichung 2.5** auf die sogenannte „Sommerfeld-Bedingung“

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -c_{ph} \frac{\partial \Phi}{\partial n}, \quad (2.7)$$

die die Lösung des Randproblems für eine freie lineare Welle in Φ mit Phasengeschwindigkeit c_{ph} darstellt.

Die Entscheidung, ob es sich an jedem einzelnen Punkt des Randes um eine Ein- oder Ausstromsituation handelt, hängt in FLAME ausschließlich von dem Vorzeichen der lokalen Advektionsgeschwindigkeit v_n ab. Im Gegensatz zu STEVENS (1991), der Einstrom und somit Restoring nur dort zulässt, wo v_n und c_{ph} in das Modell hinein gerichtet sind, spielt hier die scheinbare Phasengeschwindigkeit c_{ph} keine Rolle. Die Wahl dieses weniger restriktiven Kriteriums geht zurück auf die Untersuchungen von REDLER (1997), der verschiedene Ansätze, den Ein- und Ausstrom zu definieren, ausführlich diskutiert und den hier verwendeten favorisiert. Somit ist zu jedem Zeitpunkt eindeutig festgelegt, an welchen Stellen des Randes ein Restoring an vorgeschriebene Daten erfolgt.

Um den Gültigkeitsbereich der anderen Terme in **Gleichung 2.5** festzulegen, reicht diese einfache Fallunterscheidung jedoch nicht aus, hier muss auch die Ausbreitungsrichtung von c_{ph} berücksichtigt werden. Unabhängig davon, ob es sich um Ein- oder Ausstrom handelt, ist so z. B. eine weitere Forderung, dass Tracersignale nicht vom Rand in das Modellgebiet hinein propagieren können. **Tab. 2.2** fasst die möglichen Kombinationen von v_n und c_{ph} am offenen Rand und die daraus resultierenden Vereinfachungen für die Bestimmung der Tracer gemäß **Gleichung 2.5** zusammen (positive Geschwindigkeiten seien in das Modellgebiet hinein gerichtet).

EINSTROM:	$v_n > 0$	$c_{ph} > 0$	\implies	$v_n^\Phi = 0$	$c_{ph}^\Phi = 0$
	$v_n > 0$	$c_{ph} \leq 0$	\implies	$v_n^\Phi = 0$	
AUSSTROM:	$v_n \leq 0$	$c_{ph} > 0$	\implies	$c_{ph}^\Phi = 0$	$\frac{1}{\alpha} = 0$
	$v_n \leq 0$	$c_{ph} \leq 0$	\implies		$\frac{1}{\alpha} = 0$

Tabelle 2.2: Fallunterscheidung am offenen Rand: v_n bzw. c_{ph} bezeichnet die diagnostizierte Advektions- bzw. Phasen-Geschwindigkeit am Rand, v_n^Φ bzw. c_{ph}^Φ den resultierenden Wert zur Lösung von Φ in **Gleichung 2.5**, α ist die Zeitskala des Restoring

Das äquatoriale Modell hat zwei offene Ränder. Die südliche Begrenzung liegt bei 18° S. Sie ist identisch mit der des nordatlantischen „Muttermodells“. Hier werden beide Modelle mit gleichen Antriebsfeldern versorgt. Die benötigte barotrope Stromfunktion ψ ist – aus Ermangelung zuverlässiger beobachteter und modellierter Daten – aus dem klimatologischen Windfeld abgeleitet („Sverdrup-Balance“), verbunden mit einer linearen Schließung am Westrand. Die vertikalen Verteilungen von Salz und Temperatur, zu denen die Modellfelder bei Einstrom hingezwungen werden, entstammen dem LEVITUS94/97-Datensatz. Im Norden, bei 26.5° N, greift das regionale Modell hingegen auf prognostizierte Daten ausgesuchter Experimente des übergeordneten Nordatlantik-Modells der FLAME-Hierarchie zurück.

Abschließend sei noch darauf hingewiesen, dass die gewählten Gleichungen zur Beschreibung der Dynamik am offenen Rand zusammen mit den Gleichungen des Modellinneren kein „mathematisch sachgemäß formuliertes Problem“ darstellen (REDLER, 1997), jedoch im physikalischen Sinne „brauchbare“ Resultate liefern. Daher erfordert jede individuelle Implementierung offener Ränder in ein Modell in der Regel auch individuelle Einstellungen. So gewährleistet z. B. eine sogenannte „Schwamm-Schicht“ („sponge layer“) vor dem südlichen Modellrand numerische Stabilität durch zusätzliche Dämpfung. Die Vermischungskoeffizienten für Diffusion und Viskosität in der sponge layer werden dabei exponentiell zum Rand hin erhöht, wo sie Werte annehmen, die dem zehnfachen des Austauschs im Inneren entsprechen. Auf die Behandlung der offenen Ränder im äquatorialen Modell, insbesondere die Adjustierung der nördlichen Randzone wird im folgenden Kapitel noch näher eingegangen (Abschnitt 3.1).

Eine Übersicht über alle FLAME-Modellexperimente, die in diese Arbeit eingegangen sind, lässt sich im Anhang finden.

2.3 Lagrangesche Analyse

Drifter an der Oberfläche und Floats im Inneren sind ozeanographische Instrumente, die eine unmittelbare Einsicht in Strömungsverläufe geben und somit eine Möglichkeit darstellen, alternativ zu Spurenstoffen, die zusätzlichen diffusen Prozessen unterliegen, Wassermassen zu verfolgen. Diese Art der Betrachtung des Ozeans entspricht der Lagrangeschen Sicht, der Beschreibung einzelner Teilchen des Kontinuums in ihrer zeitlichen Entwicklung. Die Felder, die das Modell auf festen Punkten im Raum und in der Zeit auf seinem Gitter berechnet („snapshots“), entsprechen der alternativen Sichtweise, der Eulerschen Beschreibung.

Bei der Integration von Lagrangeschen Trajektorien aus dem 3-dimensionalen Geschwindigkeitsfeld des Modells ist zu beachten, dass kumulative Fehler auftreten, da sowohl das numerische Lösungsverfahren als auch der Ausgangs-Datensatz räumlich sowie zeitlich von diskreter Natur ist. Daher folgt der Beschreibung der Methode, mit der Teilchenbahnen aus dem Modell extrahiert werden, ein Abschnitt, in dem die Genauigkeit dieses Verfahrens abgeschätzt wird.

2.3.1 Bestimmung von Teilchenbahnen

Möchte man aus einem gegebenen Geschwindigkeitsfeld Trajektorien erzeugen, genügt es prinzipiell die Differentialgleichung

$$\frac{d\vec{r}_n(t)}{dt} = \vec{u}(\vec{r}_n(t), t) \quad (2.8)$$

zu integrieren, wobei $\vec{r}_n(t)$ und $\vec{u}(\vec{r}_n(t), t)$ die Position und Geschwindigkeit des n -ten Teilchens zum Zeitpunkt t angeben. Bei der numerischen Behandlung dieses Problems muss berücksichtigt werden, dass die individuellen Geschwindigkeiten $\vec{u}(\vec{r}_n(t), t)$ auf Raum- und Zeitkoordinaten benötigt werden, die in der Regel zwischen den direkt verfügbaren Eulerschen Datenpunkten liegen und somit durch Interpolationsverfahren approximiert werden müssen. Vor diesem Hintergrund ist eine sorgfältige Abstimmung von Zeitschritt und Ordnung des Lösungsschemas der Differentialgleichung erforderlich, um hinreichendes Vertrauen in die Genauigkeit der resultierenden Trajektorien gewährleisten zu können. Dies soll im Folgenden genauer erläutert werden.

Das hier vorgestellte Verfahren zur Bestimmung von Teilchenbahnen ist aus konzeptionellen Gründen nicht in den Programmcode des Zirkulationsmodells implementiert und wird daher nicht simultan gerechnet. Es verwendet ein adaptives Zeitschrittschema, wobei die Zeitschritte räumlich und zeitlich variieren und den konstanten Zeitschritt des Modells in Gebieten großer Strömungen unterschreiten. Diese Art der „offline“-Integration zeichnet sich nicht nur durch Effizienz aus (hohe Genauigkeit bei minimalem Rechenaufwand), sondern auch durch Flexibilität. So kann wahlweise vor- oder rückwärts integriert oder z. B. eine optimale Aussetzstrategie ohne großen Aufwand iterativ gefunden werden.

Grundlage der Trajektorienberechnung sind daher abgespeicherte Momentaufnahmen der horizontalen Modellgeschwindigkeiten. Zwecks Optimierung des Speicheraufwands und der Schnelligkeit des Verfahrens erfolgt die Bestimmung der

2.3. LAGRANGESCHE ANALYSE

zudem benötigten vertikalen (Eulerschen) Geschwindigkeiten *innerhalb* der Prozedur der Floatsimulation – unter Verwendung derselben Diagnostik wie im Modell. Trotz dieser erheblichen Reduktion der Ausgangs-Datenmenge erweisen sich die Zugriffszeiten auf die snapshots nach wie vor als der limitierende Faktor der offline-Simulationen. Aus diesem Grund wurden die Eulerschen Geschwindigkeitsfelder zuvor in ein binäres Datenformat mit optimalen I/O-Eigenschaften konvertiert („direct access“). Die Felder liegen alle drei Tage vor. Da diese Datendichte die zeitlichen Variabilitäten der Strömungen im Modell gut auflöst (TREGUIER, 1992), genügt es, zwischen aufeinanderfolgenden Datensätzen linear zu interpolieren.

Die Entscheidung, welches Schema der räumlichen Interpolation sich vor anderen auszeichnet, ist abhängig davon, wie man das Modell-Gitter interpretiert. Betrachtet man einen gegebenen Geschwindigkeitswert nur maßgebend für den Gitterpunkt, auf dem er liegt, bietet es sich an, zwischen den Punkten linear oder mit einem Schema höherer Ordnung zu interpolieren. Andererseits kann der Geschwindigkeitswert als Repräsentant der ihn umgebenden Box interpretiert werden, so dass in diesem Falle zwischen den Gitterpunkten immer der nächste der umliegenden Werte zählt („nearest neighbour“). BÖNING & COX (1988) sind der Meinung, dass sich keines der möglichen Schemen auszeichnet. Sie haben bei ihren Lagrangeschen Untersuchungen in einem idealisierten Wirbel auflösenden Box-Modell des Nordatlantiks festgestellt, dass ihre Ergebnisse robust auf einen Wechsel von der linearen Interpolation zu der „nearest neighbour-“ Methode reagieren und sich für erstere entschieden. Analoge Tests haben gezeigt, dass auch die Ergebnisse dieser Arbeit keine Sensibilität gegenüber den verschiedenen Möglichkeiten, die Geschwindigkeiten im Gitter zu bestimmen, aufweisen. Daher wird auch hier zwischen den acht umliegenden Gitterpunkten linear interpoliert.

Bei der Wahl des numerischen Lösungsverfahrens der Differentialgleichung stellt sich die Frage, ob ein komplexes Iterationsschema, wie z. B. das Runge-Kutta-Verfahren, einem relativ einfachen Algorithmus, wie z. B. dem Euler-Schema, vorzuziehen ist, da es einerseits prinzipiell genauer ist, andererseits aber mehr Rechenzeit erfordert. Mit einem kleineren Zeitschritt kann jedoch das einfache Verfahren die gleiche Genauigkeit erreichen (BÖNING & COX, 1988), was Versuche von FIGUEROA & OLSON (1994) bestätigen. Letztere geben zudem zu bedenken, dass das Runge-Kutta-Schema vierter Ordnung die Geschwindigkeiten an vier aufeinanderfolgenden Zeitpunkten und deren (gemittelte) Positionen pro Zeitschritt benötigt, so dass die Verwendung eines Verfahrens höherer Ordnung für hinreichend kleine Zeitschritte nicht unbedingt eine höhere Genauigkeit zur Folge hat. Aus diesen genann-

ten Gründen wird das Euler-Schema verwendet, bei dem die Position des Teilchens zum neuen Zeitpunkt direkt aus der Geschwindigkeit an der Position des Teilchens zum aktuellen Zeitpunkt berechnet wird.

Der die Genauigkeit entscheidend bestimmende Faktor dieses einfachen Vorwärts-Verfahrens zur Bestimmung von Teilchenbahnen ist der Zeitschritt. Dieser muss so gewählt werden, dass stets die räumliche Versetzung im Zeitraum Δt klein gegen die Gitterdimension ist. Da die Geschwindigkeiten im untersuchten Gebiet stark variieren, wird nicht mit einem konstanten Zeitschritt gearbeitet, sondern mit einem Auflösungsparameter N , der dafür sorgt, dass Δt immer eine entsprechende Anpassung erfährt (die Definition von N folgt in Abschnitt 2.3.2). Dieser Parameter stellt das Verhältnis der zurückgelegten Distanz in Δt zu der Dimension der umgebenden Gitterbox dar. Somit lässt sich letztlich die Genauigkeit der Teilchenbahnen als Funktion von N abschätzen. Der Zusammenhang von Zeitschritt, Auflösungsparameter und Bahngenauigkeit wird im Folgenden (Abschnitt 2.3.2) näher erläutert.

2.3.2 Auflösung

Die Vorgabe des Parameters der Auflösung N bedingt eine individuelle Anpassung vom Zeitschritt $\Delta t_n(t)$ des n -ten Teilchens an die lokale Gitterauflösung und den aktuellen Geschwindigkeitswert $\vec{u}(\vec{r}_n(t), t)$, so dass gewährleistet ist, dass jedes Teilchen beim Durchschreiten einer Gitterbox mindestens N Schritte von einer bis zu der gegenüberliegenden Seite unternimmt. Dies heißt anders formuliert, dass in allen drei Raumdimensionen nur maximale Distanzen $\epsilon_{x/y/z}$ pro Zeitschritt zurückgelegt werden dürfen, für die

$$\begin{aligned} u(\vec{r}_n(t), t) * \Delta t_n(t) &\leq \epsilon_x = N^{-1} * \Delta X_{Gitter}(\vec{r}_n(t)) \\ v(\vec{r}_n(t), t) * \Delta t_n(t) &\leq \epsilon_y = N^{-1} * \Delta Y_{Gitter}(\vec{r}_n(t)) \\ w(\vec{r}_n(t), t) * \Delta t_n(t) &\leq \epsilon_z = N^{-1} * \Delta Z_{Gitter}(\vec{r}_n(t)) \end{aligned}$$

gilt; Gebiete und Zeiten mit höheren Geschwindigkeiten haben also eine Reduzierung des Zeitschritts zur Folge.

Der zunächst qualitative Vergleich einer exemplarischen Realisierung hinreichend vieler Teilchen weist auf ein robustes Verhalten des *Ensembles* bei unterschiedlicher Auflösung hin. Die Auswahl dreier Testläufe ($N = 1, 10, 100$) einer Auslage von 250 „Floats“ – in den oberen 200 m des Nordbrasilstroms und Nordbrasilianischen Unterstroms (NBC bzw. NBU) vor Kap São Roque ($5^\circ \text{ S}, 32^\circ \text{ W} - 34^\circ \text{ W}$) – zeigt, dass die Abbildung der großräumigen Strömungsverläufe durch die Gesamtheit aller Drifter über die verschiedenen Größenordnungen der Auflösung gewährleistet

ist (Abb. 2.2). In allen Darstellungen lässt sich die Aufspaltung des NBC/NBUC-Regimes in einen Anteil, der in den zonalen Äquatorialen Unterstrom (EUC) retroflektiert, und einen Teil, der den Äquator in nordwestlicher Richtung an der Oberfläche überquert, erkennen. Hier schließen sich weitere Retroflektionsereignisse nach Osten an, in ostwärtige Strombänder, die sich als Nordäquatorialer Gegen- und Unterstrom (NECC bzw. NEUC) interpretieren lassen. Andere bekannte Elemente der oberflächennahen Zirkulation im tropischen Atlantik, die allen Integrationen gemein sind, sind z. B. das zonale Stromband auf ca. 3° S, das den Charakter des SEUC aufweist, oder das äquatoriale „Upwelling“ und die anschließende Ekmandrift an der Oberfläche. Eine nähere Diskussion dieses komplexen Strömungsfelds folgt in Kapitel 4.

Die Tests der Auflösung wurden im gesamten Untersuchungsgebiet für verschieden große Drifterensembles und Integrationsintervalle durchgeführt. Um die Güte der in den Trajektorien abgebildeten Transportstrukturen zu quantifizieren, wurde eine mittlere Dispersion σ als Funktion von N definiert, die ein Maß für den mittleren Abstand der Floats zur jeweiligen „wahren Trajektorie“ im Raum darstellt. D. h. es erfolgt eine Abschätzung der Streuung statistisch hinreichend vieler Floats, deren individueller Versatz zur Referenz – definiert als die individuelle Realisierung bei höchstmöglicher Auflösung – zu jedem Zeitpunkt abgegriffen werden kann. In Abb. 2.3 ist exemplarisch das Dispersionsverhalten in Abhängigkeit von der Auflösung für 1700 Floats dargestellt, die im NBC/NBUC-Regime und dem äquatorialen zonalen Strömungssystem über 120 Tage integriert wurden.

An diesem Beispiel lässt sich gut erkennen, dass sich ein Ensemble simulierter Floats bezüglich der Auflösung des angewandten Integrationsverfahren, selbst im westlichen Randstrombereich, einem Gebiet hoher mittlerer und turbulenter kinetischer Energie (TREGUIER, 1992), deterministisch verhält. Die Streuung der Floats $\sigma(N)$ weist eine bemerkenswerte Gesetzmäßigkeit auf, wie der Fit an ein Potenzgesetz (siehe Abb. 2.3, durchgezogene Kurve) erkennen lässt:

$$\sigma(N) \approx aN^{-b} \quad \text{mit: } a = b = 1/4$$

Aus dem Dispersionsverhalten in Abhängigkeit vom Auflösungsparameter lässt sich schließen, dass ein Ensemble hinreichend vieler Floats mit Erhöhung der Genauigkeit der Trajektorienbestimmung gegen die „wahren“ Strömungsverhältnisse konvergiert. Zielen die Betrachtungen ausschließlich auf qualitative Aussagen ab, genügt bereits eine moderate Anforderung an die Genauigkeit N von der Ordnung $O[1-10]$ (siehe Abb. 2.2). Möchte man hingegen auf eine Bestimmung Lagrangescher

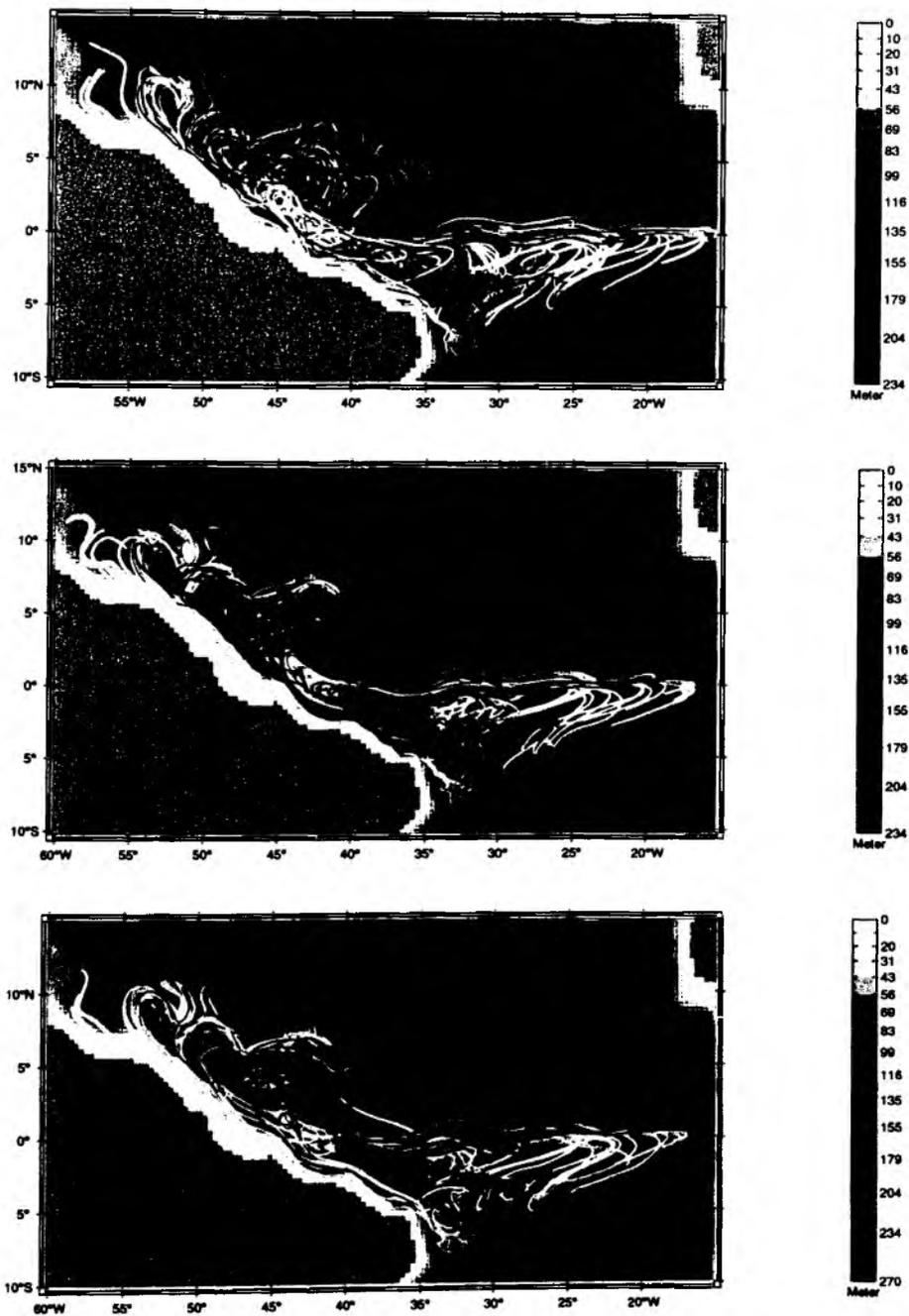


Abbildung 2.2: Floatsimulation eines Ensembles für (oben) $N=1$, (Mitte) $N=10$ und (unten) $N=100$; Start: Juli, 5° S, 32° W – 34° W, 0 m – 200 m Tiefe; Integrationszeit: 120 Tage; Farblegende: vertikale Trajektorienposition [m], die Auflösung entspricht den Tiefenbereichen der Modellschichten

2.3. LAGRANGESCHE ANALYSE

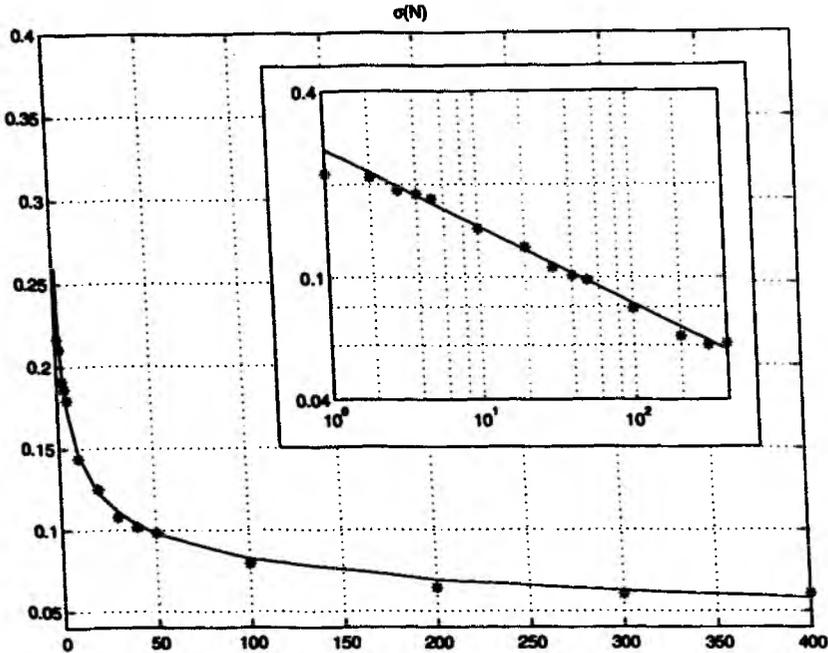


Abbildung 2.3: Streuung der Floats aus dem NBC/NBUC-Regime nach 120 Tagen Integration als Funktion von N [°] (Sterne) und Fit an ein Potenzgesetz (durchgezogene Kurve) – (kleines Fenster) zum Vergleich in logarithmischer Darstellung

Transporte hinaus, spielt die Auflösung des Verfahrens eine entscheidende Rolle. Weiteres zu Quantifizierung und Aussetzstrategie folgt im nächsten Abschnitt.

Im Gegensatz zum Konvergenzverhalten statistisch relevanter Teilchencluster ist eine Konvergenz *individueller* Floatrealisierungen nicht immer erreichbar. Versuche, bei denen die zeitliche Auflösung der numerischen Methode für einzelne Teilchen stetig erhöht wurde, führten nicht immer zu einer Konvergenz ihrer Bahnen. Hierbei erreichte der Zeitschritt des Verfahrens teilweise die Größenordnung von wenigen Sekunden und damit die Grenzen der verfügbaren Rechenkapazität. Diese Konvergenztests wurden zunächst für ein stationäres Eulersches Geschwindigkeitsfeld auf der Grundlage eines einzelnen snapshots durchgeführt und dann für den realistischen instationären Fall wiederholt. Es zeigte sich in beiden Fällen, dass selbst bei kleinstmöglichen Zeitschritten kein Vertrauen in individuelle Teilchenbahnen gewährleistet ist.

Eine exemplarische Illustration und weiterführende Diskussion des chaotischen Verhaltens einzelner Trajektorien findet sich bei KRÖGER (1996). Solange die Zeitschritte endlich groß (bzw. klein) sind, lassen sich immer einzelne divergente Trajektorien bezüglich der Auflösung finden. Das Verhalten der individuellen Teilchen reflektiert die auch für reale Drifter- und Floatensembles gültige, extrem starke Abhängigkeit von Trajektorien in turbulenten Strömungsfeldern von den Anfangsbedingungen. Bereits kleine Unterschiede in diesen Anfangsbedingungen führen irgendwann zu völlig unterschiedlichen Bahnverläufen. Sowohl in der vorgestellten Lagrangeschen Modellanalyse als auch in der Realität sind daher einzelne Drifterbahnen nicht zuverlässig, wenn es darum geht, großräumige Strömungsverläufe abzubilden und darüber hinaus auf damit verbundene Transporte zu schließen. Ein chaotisches Verhalten individueller Teilchen zeigte sich bereits bei der Bestimmung von Trajektorien im Fine-Resolution Antarctic Modell (FRAM) von DÖÖS (1995), der daraufhin zu dem Schluss gekommen ist, dass es eine bemerkenswerte Menge von Trajektorien brauche, um Aussagen über Wassermassen und ihre Ausbreitungsrouten machen zu können.

2.3.3 Lagrangesche vs. Eulersche Betrachtungsweise

Die Anwendung der vorgestellten Lagrangeschen Methode im Modell ergänzt Eulersche Analysen dahingehend, dass sie die Ausbreitungswege identifizierter Wassermassen im zeitlichen Verlauf präsentiert, wohingegen die Darstellungen von Momentaufnahmen nur instantane Eindrücke eines Strömungsmusters liefern können. Der Übergang zur Betrachtung zeitlich gemittelter Felder hat, wie auch grundsätzlich die Verwendung integraler Größen (z. B. zonal integrierter Massentransport), einen Verlust an Details der Transportstrukturen zur Folge (z. B. wandernde Eddies).

Eine andere Möglichkeit, die Zirkulation von Wassermassen sowohl in der Realität als auch im Modell zu verfolgen, ist die Betrachtung der Verteilung ihrer spezifischen Eigenschaften wie z. B. Salzgehalt und Temperatur oder der Einsatz passiver Tracer, wie Freone, Farbstoffe oder Radionuklide. FLAME arbeitet hier u. a. mit einem künstlichen Spurenstoff, dem Tracer „Alter“. Dieser hat zunächst die Eigenschaft eines Farbstoffs, der permanent an ausgesuchter Stelle in den Ozean eingebracht wird, und ist im Modell in Form einer Quellfunktion z. B. an der Oberfläche oder am offenen Rand realisiert. So entspräche einer Farbstoffkonzentration von 100 % das Alter Null. Alle Wassermassen außerhalb der/des Quellbereiche/s altern hingegen mit dem „Modellalter“ (Integrationsdauer). Es handelt sich hierbei

2.3. LAGRANGESCHE ANALYSE

also um eine nicht-konservative Größe – vergleichbar mit einem Farbstoff, der eine räumlich homogene und über die Zeit konstante Aufzehrung erfährt.

Entscheidend im Vergleich zur Float- bzw. Teilchensimulation ist die Tatsache, dass ein Tracer zusätzlich zur Advektion (und möglichen Quellen und Senken eines nicht-konservativen Tracers), Vermischungsprozessen unterliegt. Letztlich stellt die Betrachtung derartiger Spurenstoffe den Eulerschen Blick auf eine integrale Größe dar und lässt in der Regel nur Vermutungen über die zugrunde liegende Zirkulation zu. Die Teilchenbahnen im Modell bilden hingegen das 4-dimensionale Bewegungsfeld unmittelbar ab.

Abb. 2.4 zeigt eine Momentaufnahme der Verteilung von Alter im regionalen Modell. Der Tracer, der auf einer Dichtefläche im Niveau des EUC dargestellt ist ($\sigma_\theta = 25.5$), wird an den offenen Berandungen in das Modell eingebracht. Unter der Annahme einer „advektiv-diffusen“ Balance, lässt sich daraus auf Teilaspekte der Zirkulation in Oberflächennähe schließen. Dem raschen interhemisphärischen Transport südatlantischen Wassers schließt sich eine Retrofektion in ein breites zonales Band auf dem Äquator an (ca. 4° S bis 4° N). Im Gegensatz zum dominanten advektiven Charakter dieses Regimes spiegelt die scharfe Front des Alters nördlich davon vorherrschende, diffusive Prozesse wider, auf um mindestens eine Größenordnung höher liegender Zeitskala. Hier zeigt sich eine weitere Eigenschaft des Alterstracer: die unmittelbare Angabe der maximalen Zeitspanne, die vergangen ist, seit ein Wasserteilchen an (einer) der Quelle(n) registriert und markiert wurde.

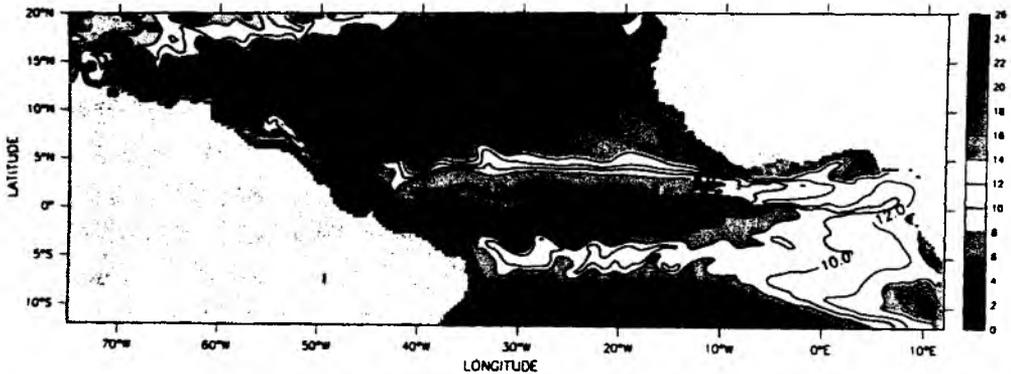


Abbildung 2.4: Alterstracer [Jahre] im tropischen Atlantik auf $\sigma_\theta = 25.5$; Momentaufnahme nach 80 Jahren Integration; die Quellfunktion für das Rücksetzen des Alters auf Null liegt in den Randzonen bei 18° S und 26° N

2.3.4 Quantifizierung

Die oben vorgestellte Lagrangesche Methode eignet sich über die (qualitative) Darstellung der Ausbreitungswege charakteristischer Wassermassen hinaus zur Quantifizierung der damit verbundenen Transporte. Der Ansatz, der in diesem Zusammenhang verfolgt wird, ist eng mit Aspekten der Aussetzstrategie verknüpft. Die Forderung, die bereits durch die qualitative Komponente der Trajektorienanalyse gestellt wird, ausschließlich hinreichend große Ensembles zu integrieren, wird hierbei näher spezifiziert. Der aktuelle Gesamttransport einer oder mehrerer definierter Wassermassen über einen ausgesuchten ozeanographischen Schnitt im Modell wird zu Beginn einer bzw. mehrerer sukzessiv aufeinanderfolgender Floatrealisierungen auf das Floatensemble verteilt, so dass schließlich jedem individuellen Teilchen ein (endlich) kleiner Transportanteil anhaftet, der dann unter der Voraussetzung von Inkompressibilität im Verlauf der Integration erhalten bleibt (BLANKE & RAYNAUD, 1997).

Genauigkeitsuntersuchungen mit Vor- und Rückwärtsintegration in einem stationären Geschwindigkeitsfeld in FRAM (DÖÖS, 1995) zeigen, dass in diesem Modell (mit vergleichbarer räumlicher Auflösung wie in FLAME) unter Verwendung von mehr als 400 Teilchen pro Gitterbox die Lagrangeschen Volumentransporte konsistent bleiben. Eine Verfeinerung dieser Auslagestrategie wurde von BLANKE & RAYNAUD (1997) vorgeschlagen. Anstelle Teilchen äquidistant im Raum zu verteilen, wird hier den unterschiedlichen Transportraten jeder zu berücksichtigenden Modellbox Rechnung getragen, d. h. das Ensemble gruppiert sich verstärkt im Bereich hoher Strömungsgeschwindigkeiten. Auf jedes individuelle Teilchen entfällt so ein Transportanteil, der einen vorgeschriebenen maximalen Volumentransport T_0 nicht überschreitet. Für eine Gitterbox mit einem gesamten Transport T_{box} und N_{box} Teilchen gilt somit

$$\frac{T_{Box}}{N_{Box}} \leq T_0.$$

BLANKE ET AL. (1999) geben für ihre Modelluntersuchungen im tropischen Atlantik einen entsprechenden Grenzwert $T_0 = 10^{-2}$ Sv an.

Die Lagrangesche Transport-Quantifizierung gibt unmittelbar Aufschluss über das Schicksal verfolgter Wassermassen im Hinblick auf die Aufteilung des Massentransports auf beteiligte Strömungssysteme und auf das Ausmaß möglicher Transformationsereignisse, die dabei den Wassermassen zuteil werden (siehe z. B. BLANKE ET AL., 1999). Eine nähere Erläuterung dieser zu Eulerschen Analysen komplementären Diagnostik wird im Folgenden anhand einer konkreten Problemstel-

2.3. LAGRANGESCHE ANALYSE

lung gegeben; in Abschnitt 4.3.2 erfolgt eine Aufteilung des interhemisphärischen Massentransports aus dem Südatlantik bis in die Karibik auf bekannte Elemente des Zirkulationsregimes in dieser Region in Abhängigkeit von der Jahreszeit.

3 Eigenschaften des regionalen Modells

In diesem Kapitel werden grundlegende Elemente der Zirkulation (und der Hydrographie) des äquatorialen Modells in der Standardkonfiguration dargestellt. Im Vergleich mit Beobachtungen und anderen Zirkulationsmodellen werden für die weiteren Untersuchungen wichtige Modelleigenschaften sowie Defizite verdeutlicht, um eine Einschätzung des Verhaltens des Modells zu liefern. Hierbei soll insbesondere auf robuste und verbesserte Gesichtspunkte der Kieler Modellentwicklung mit Schwerpunkt auf der regionalen und der Nordatlantik-Version von FLAME sowie dem unmittelbaren Vorgänger (DYNAMO-LEVEL) Bezug genommen werden.

3.1 Effekte der offenen Ränder

Bevor der Vergleich mit den Erkenntnissen der beobachtenden Ozeanographie und denen früherer Zirkulationsmodelle angestellt werden kann, müssen die Parameter des neu eingeführten offenen Nordrands, für eine erfolgreiche Kopplung an die Bedingungen im Inneren des regionalen Modells, eingestellt werden („tuning“, siehe auch **Abschnitt 2.2.3**). Maßgeblich sind hierbei die Zirkulationseigenschaften des „Muttermodells“, des Referenzexperiments für den Nordatlantik (NA_REF). Ziel ist ein optimaler Abgleich der Modelle, um dann mit der kompakteren Version des tropischen und subtropischen Atlantiks ein Instrument für gezielte Responsestudien in Händen zu halten.

3.1.1 Implementierung des offenen Nordrands

Wie bereits in **Abschnitt 2.2.2** erwähnt, ist das regionale Modell auf den „spin-up“ des übergeordneten nordatlantischen FLAME-Mitglieds in der Standardkonfiguration aufgesetzt (15 Jahre Integrationszeit). Es wurde aus einem Zustand der Ruhe ($\vec{v} = 0$) zu Beginn des Jahres 16 mit dem verfügbaren instantanen Dichtefeld initialisiert. Die Antriebsfelder für den offenen Nordrand (θ , S , ψ) entstammen einer Analyse des Referenzmodells über weitere fünf Jahre (Jahr 15 bis 19) und liegen in mittlerer monatlicher Auflösung vor.

Als erster Ansatz wurden die spezifischen Eigenschaften des offenen Südrands (siehe Abschnitt 2.2.3) für die offene Nordrandbedingung übernommen. Dies führte zu – aus der Nordrandzone selbst hervorgehenden – numerischen Instabilitäten. Der gewünschte Effekt der sponge-layer, in der durch zusätzliche Diffusion und Viskosität die Lösung stabil gehalten werden soll und die sich für die südliche offene Berandung Wirbel auflösender Modelle mit biharmonischer Reibung seit CME bewährt hat (REDLER, 1997), tritt vor der gegenüberliegenden Modellgrenze nicht ein und macht die Einführung einer zusätzlichen (harmonischen) Reibung auf dem Rand selbst erforderlich (A. BIASTOCH, persönliche Mitteilung). Es zeigt sich, dass hier nur mit einer relativ hohen Dämpfung ($A_{Impuls} = 2 \times 10^8 \frac{cm^2}{s}$) stabile Integrationen gewährleistet werden können. Auf der anderen Seite kann nun auf die Erhöhung der Vermischungskoeffizienten innerhalb der sponge-layer verzichtet werden.

3.1.2 Großräumige Zirkulationseigenschaften

Der Schwerpunkt der Betrachtung soll an dieser Stelle nicht auf Anpassungsprozessen auf eine geänderte Funktion des thermohalinen Antriebs liegen, wie z. B. die Einführung des neuen Nordrands eine darstellt (siehe z. B. DÖSCHER, 1994). Vielmehr geht es um die Einschätzung der Fähigkeit des regionalen Modells, die großskaligen Zirkulationsmerkmale des Referenzmodells zu reproduzieren.

Als klassischer Ansatz, die Robustheit verschiedener Modelle zu überprüfen, bietet sich die Untersuchung integraler Eigenschaften an. Um zum Beispiel die Umwälzcharakteristiken des Conveyor Belt im untersuchten Gebiet zu vergleichen, stellt sich der (mittlere) zonal integrierte Volumentransport als geeignete diagnostische Größe dar. Dieses „Overturning“ bzw. die „MOC“ (Meridional Overturning Cell) lässt sich als Stromfunktion in der meridional-vertikalen Ebene ausdrücken:

$$\phi(\varphi, z) = \int a \cos(\varphi) d\lambda \int_z^0 v(\lambda, \varphi, z') dz' \quad (3.1)$$

Dabei ist a der Erdradius und v die meridionale Geschwindigkeitskomponente des Modells. In Abb. 3.1 ist das mittlere Overturning des regionalen Modells (mit harmonischer Reibung auf der Randscheibe und ohne sponge-layer davor) dem Referenzlauf gegenübergestellt. Zum einen handelt es sich um ein Mittel über den Zeitraum der Jahre 15 bis 19, also am Anfang der Initialisierung und entsprechend dem ersten Analysezeitraum des Muttermodells, zum anderen um ein mehrjähriges Mittel am Ende des spin-up (Jahr 25 bis 29). Ergänzt wird der Vergleich mit dem mittleren Overturning des Kieler DYNAMO-LEVEL Modells in der „Intercompari-

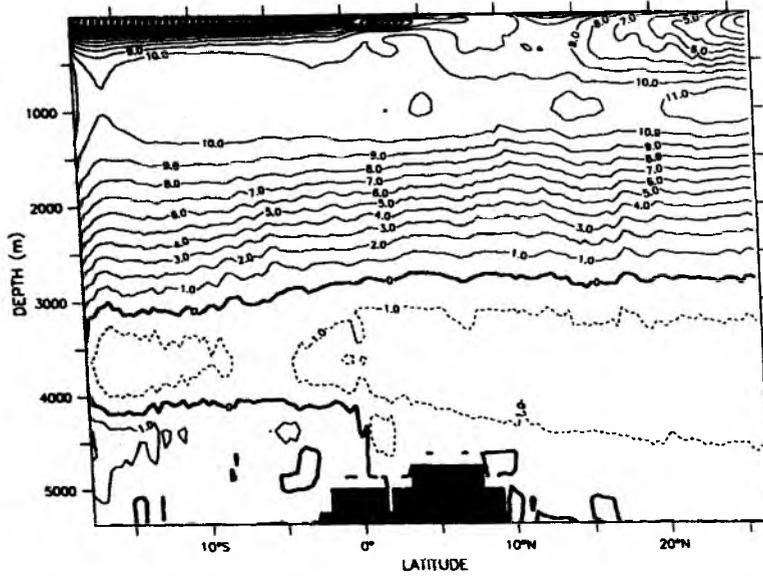
son Phase“ (ICP) des gleichnamigen Projekts (3-jähriger Analysezeitraum nach dem spin-up).

Betrachtet man zunächst die beckenweite Umwälzung der warmen und kalten Wassermassen, so zeigt sich eine gute qualitative und quantitative Übereinstimmung zwischen regionalem und Referenz-Modell im integralen Bild der ersten 5 Jahre. In **Abb. 3.2** ist das Einschwingverhalten des regionalen Modells anhand der maximalen Umwälzrate auf 20° N für den Vergleichszeitraum dargestellt. Der Verlauf der Kurve spiegelt deutlich die erste Phase der zeitlichen Entwicklung der ozeanischen Zirkulation nach einer Initialisierung aus dem Ruhezustand wider: Innerhalb weniger Tage findet eine lokale geostrophische Adaption an das gegebene Dichtefeld mit Hilfe von Schwerewellen statt. Die anschließende dynamische Anpassung der tiefenabhängigen Zirkulation an die antreibenden Kräfte mit Hilfe planetarischer Wellen bestimmt die Zeitskala des gesamten Adaptionsprozesses an ein quasi-dynamisches Gleichgewicht. Diese wird von DÖSCHER ET AL. (1994) auf Basis des CME-Modells des Nordatlantiks mit kleiner als zwei Dekaden angegeben, bei 1/3° Auflösung liegt diese bei etwa 8 bis 10 Jahren. Der Nettoeffekt dieser zweiten Anpassungsphase auf das beckenweiten Overturning des regionalen Modells sollte somit erst am Ende des spin-up erwartet werden (**Abb. 3.1 (c)**).

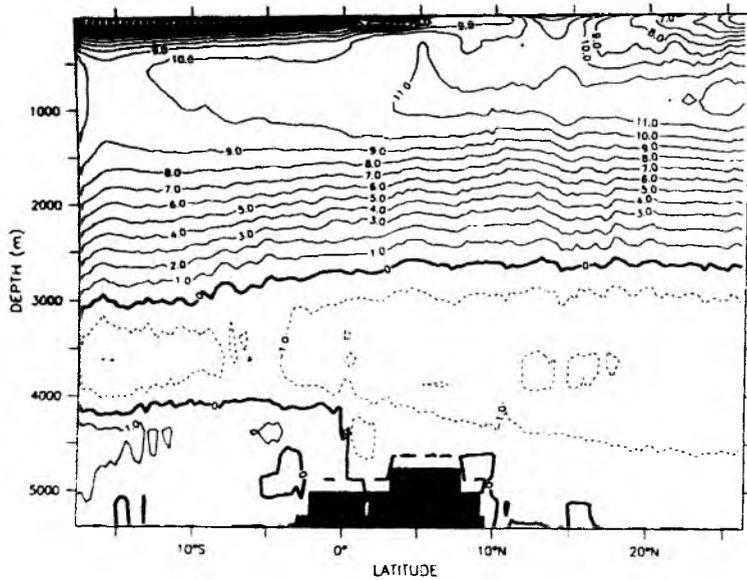
Das regionale Modell zeigt weder zu Beginn noch am Ende der zweiten Phase des Adaptionsprozesses nennenswerte Reflexion oder einen Anstau von Energie an den offenen Rändern (**Abb. 3.1 (a,c)**). Die Unterschiede in der Netto-Umwälzbewegung zum Referenzmodell (**Abb. 3.1 (b)**) liegen in der Größenordnung $O[1 \text{ Sv}]$ und somit im Bereich der zwischenjährlichen Variabilität (REDLER, 1997). In unmittelbarer Nähe zum Südrand sind allen FLAME-Realisierungen relativ hohe Vertikaltransporte gemein. Mögliche Ursachen lassen sich u. a. in der linearisierten Impulserhaltungsgleichung auf dem offenen Rand, die dort keine Advektion von Wirbelenergie zulässt, oder der defizitären (klimatologischen) Antriebsfunktion suchen (siehe **Abschnitt 2.2.3**). Entscheidend ist, dass sich derart unrealistische Details der Zirkulation im Modell und somit die Bereiche, die keine Interpretationen zulassen, auf die offenen Randzonen beschränken. Dies wird anhand weiterer Beispiele in diesem Kapitel verdeutlicht.

Die relativ flache Zelle des Overturning ist charakteristisch für Zirkulationsmodelle des Nordatlantiks mit Defiziten in der „Overflow“-Darstellung und unterschätzt in der Regel den damit verbundenen Wärmetransport aufgrund des Fehlens des kälteren Transportastes im unteren NADW-Niveau (BÖNING ET AL., 1996). In DYNAMO-LEVEL fällt die MOC noch flacher aus als in allen Darstellungen der

3.1. EFFEKTE DER OFFENEN RÄNDER

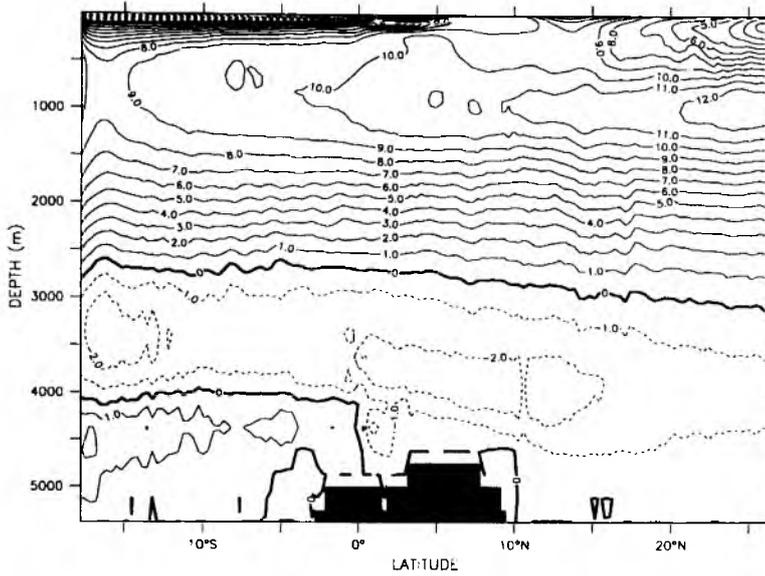


(a) Regionales Modell am Anfang des spin-up

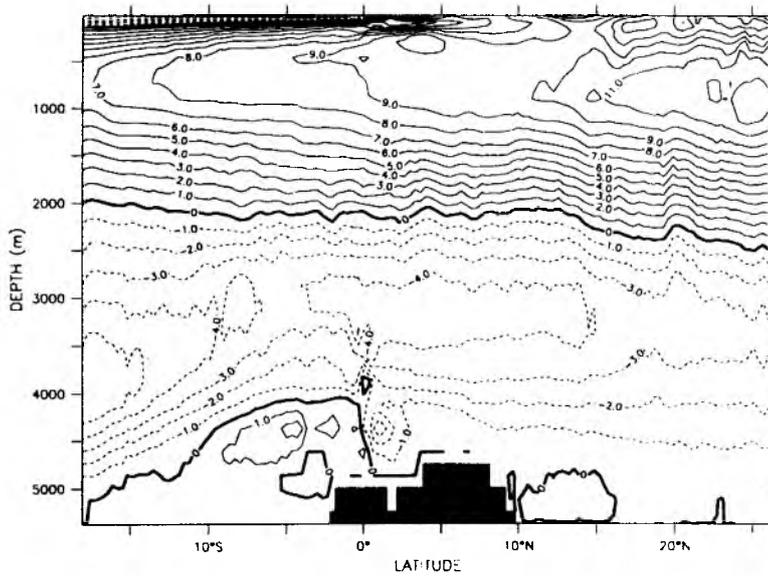


(b) Ausschnitt aus dem Nordatlantik-Referenzlauf (NA_REF)

Abbildung 3.1: Mittlerer zonal integrierter Volumentransport [Sv] im Vergleich; Darstellung in der meridional-vertikalen Ebene für das Gebiet des regionalen Modells; Konturintervall: 1 Sv



(c) Regionales Modell am Ende des spin-up



(d) Ausschnitt aus DYNAMO-LEVEL

Abbildung 3.1: (Fortsetzung) Mittlerer zonal integrierter Volumentransport [Sv] im Vergleich; 0 m bis 5500 m, 18° S bis 26.5° N; Konturintervall: 1 Sv

3.1. EFFEKTE DER OFFENEN RÄNDER

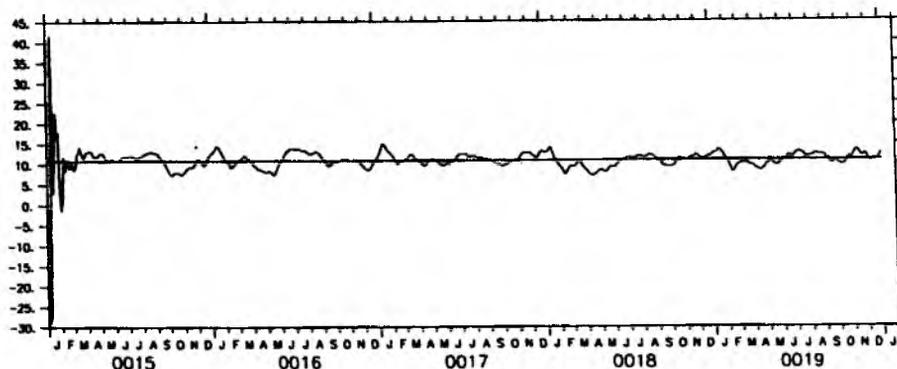


Abbildung 3.2: Maximales Overturning bei 20° N [Sv], Zeitreihe und Mittel (10.9 Sv)

FLAME-Modelle, mit einer leicht ansteigenden Tendenz von 2500 m am Nordrand auf 2000 m im Süden; ein Trend, der sich im regionalen Modell am Ende des spin-up – im Gegensatz zu dem Verhalten beider FLAME-Realisierungen 10 Jahre zuvor – auch zeigt, allerdings umfasst das Overturning hier knapp die oberen 3000 m der Wassersäule im Untersuchungsgebiet. Auf die vertikale Ausprägung der MOC in FLAME und die resultierende Zirkulation in der Tiefe wird in Kapitel 5 zurückzukommen sein.

Unterhalb des Overturnings liegt eine umgekehrte Umwälzzelle, die in DYNAMO-LEVEL nicht nur die großen, sondern auch die mittleren Tiefen des Beckens beherrscht und als Zirkulation von Antarktischem Bodenwasser (AABW) interpretiert werden kann (WILLEBRAND ET AL., 2001). Der transäquatoriale Transport des AABW mit mehr als 4 Sv weist die quantitativ größte Diskrepanz zu denen in FLAME auf (ca. 2 Sv bis 3 Sv Differenz).

Bei der Initialisierung von DYNAMO-LEVEL gingen „in-situ“ Temperaturen von LEVITUS (1982) sowohl in die Anfangs- als auch in die Randbedingungen ein, die irrtümlicherweise als potenzielle Temperaturen interpretiert wurden. Das hat zur Folge, dass die Wassermassen in diesem Modell mit der Tiefe zunehmend anomal warm und nicht mehr zu den aus Beobachtungen abgeleiteten Klassifizierungen kompatibel sind. Ob als weitere Konsequenz daraus das entsprechende Dichtefeld eine Zirkulation bedingt, die, besonders in großen Tiefen, ebenfalls nicht mehr an der Realität gemessen werden kann, oder ob das Versäumnis, den inhärenten Druckeffekt im Anfangstemperaturfeld zu eliminieren, in erster Näherung keinen Einfluss auf horizontale Gradienten und somit auf die Geostrophie im Modell hat,

soll hier nicht untersucht werden. Jedenfalls muss die dominante „Bodenwasserzelle“, die sich in DYNAMO-LEVEL zeigt, vor dem Hintergrund der mangelhaften initialen Temperatur- und damit Dichteverteilung kritisch betrachtet werden – ein Vergleich mit den FLAME-Realisierungen bietet sich in diesem Zusammenhang nicht an.

Im folgenden Abschnitt, der sich mit Effekten topographischer Schlüsselregionen befasst (Abschnitt 3.2), wird auf Details der horizontalen Zirkulation von AABW über dem Boden eingegangen, wobei zum einen die angesprochenen defizitären Eigenschaften dieser Wassermasse in DYNAMO-LEVEL verdeutlicht werden. Zum anderen liegt der Fokus auf tiefgreifenden Passagen, die die Becken in niederen Breiten miteinander verbinden. So wird z. B. der zonale Transport durch die Romanche- und Fracture-Bruchzone – der sich nicht aus dem integralen Abbild der thermohalinen Umwälzung in der meridional-vertikalen Ebene ablesen lässt (Abb. 3.1) – Abschätzungen aus Beobachtungen gegenübergestellt.

Ein Vergleich der horizontalen Zirkulation in 2125 m Tiefe zeigt exemplarisch die gute Übereinstimmung der Kaltwasser-Route des Overturnings in den nördlichen Subtropen und Tropen der untersuchten Modelle (Abb. 3.3). Der Einstrom von NADW in diese Region erfolgt ausschließlich am Westrand über den DWBC. Dieser setzt nach Südosten und folgt dabei der Topographie vor dem Antillenbogen und Südamerika. Das wiederholte Auftreten von Rezirkulationszellen entlang des Randstroms, besonders in den niederen Breiten zwischen 4° N und 10° N, ist ein weiterer robuster Bestandteil der Tiefenwasserzirkulation in allen drei Modellrealisierungen.

Der zusätzlich dargestellte Tracer, der auf den offenen Berandungen des regionalen Modells stetig das Wasser durch Rücksetzen auf (das „Alter“) Null markiert, spiegelt die Verhältnisse des mittleren Bewegungsfelds wider: Advektion von Tiefenwasser in das Modellgebiet hinein passiert nur mit dem westlichen Randstrom. Unmittelbar vor dem offenen Nordrand zeigt sich zwar eine schwache ostwärtige Strömung (die mit weniger als 2 cm/s mehr als eine Größenordnung unter den Geschwindigkeiten des DWBC liegt). Allerdings lässt der Tracer nur den Schluss zu, dass – wenn dieser Strom überhaupt von Bedeutung ist – die mittlere Advektion hier primär zonal ausgerichtet und somit auf den nördlichen Randbereich des Modells beschränkt ist.

Desweiteren lässt sich aus einer einfachen Skalenabschätzung über die Verteilung des Alterstracers entlang des offenen Nordrands folgern, dass die Fluktuationen der Strömung hier keinen entscheidenden Beitrag zur meridionalen Flussdiver-

3.1. EFFEKTE DER OFFENEN RÄNDER

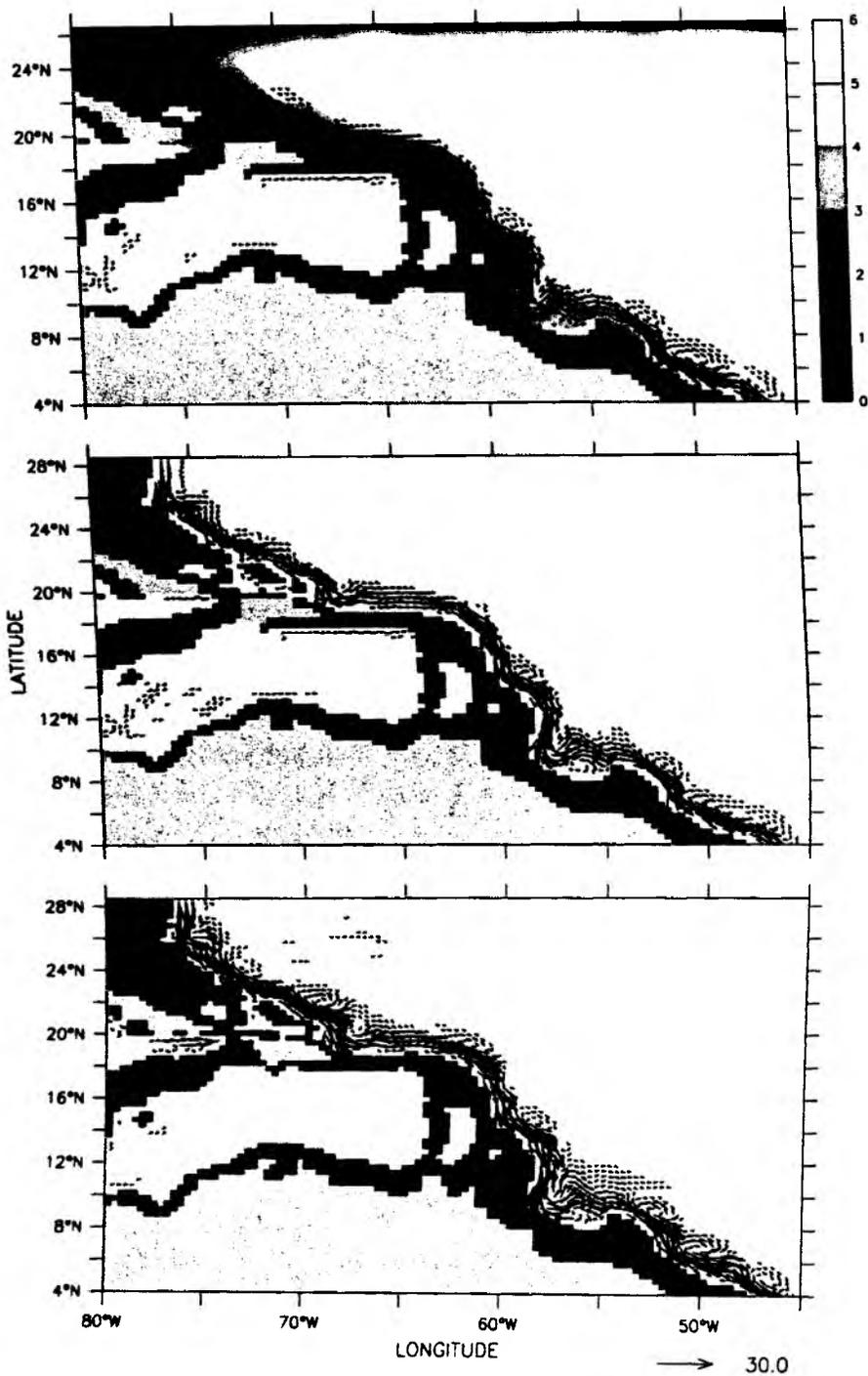


Abbildung 3.3: Vektoren der mittleren Geschwindigkeiten in 2125 m Tiefe [cm/s]: (oben) eingeschwigenes regionales Modell mit zusätzlichem Alterstracer vom offenen Nordrand [Jahre], (Mitte) Referenzlauf (NA_REF) und (unten) DYNAMO-LEVEL; Vektoren mit $|\vec{v}| < 1$ cm/s sind ausgeblendet

genz leisten. Die Zeitskala der lateralen Diffusion des passiven Tracers liegt in der Größenordnung der Hintergrundvermischung:

$$T \sim \frac{L_y^4}{-A_{bi}}$$

Der Ausdehnung der „Front“ des Alterstracers über einen Längenbereich L_y von 50 km bis 100 km entspricht eine Zeitskala T der biharmonischen Vermischung von etwa einem Jahr bis 15 Jahren (mit $A_{bi} = -2 \times 10^{19} \text{cm}^4/\text{s}$). Wellenphänomene oder andere turbulente Strömungseigenschaften vor dem offenen Rand – egal ob physikalischer oder numerischer Natur – führen in dieser Tiefe und außerhalb des westlichen Randstrombereichs offensichtlich nicht zu einem erhöhten Eintrag von nordatlantischem Wasser in das Modellinnere.

Analog zum Verlauf, den das NADW bis in den äquatorialen Nordatlantik nimmt, erfolgt der umgekehrte Transport des Warmwasser-Asts des Overturning in den niederen Breiten der Südhemisphäre über das westliche Randstromsystem. In Abb. 3.4 ist dazu zum Vergleich die Zirkulation im südlichen Westbecken der Modelle exemplarisch auf einer Dichtefläche ($\sigma_0 = 26.4$) dargestellt. Diese liegt im Niveau des „südatlantischen Zentralwassers“ (SACW) und erfasst den Nordbrasilianischen Unterstrom („NBUC“), der auf seinem Weg nach Norden aus diversen zonalen Strombändern von Osten her gespeist wird (STRAMMA ET AL., 1995). Die in allen Modellen zwischen 18° S (bzw. 20° S in DYNAMO-LEVEL) und 10° S auftretenden flächendeckenden Versorgungsäste des Randstroms können als „südlicher SEC“ interpretiert werden (siehe z. B. STRAMMA & SCHOTT, 1999). Ein Überblick über die Eigenschaften des SACW und die Pfade, die diese relativ warme und salzhaltige Wassermasse im Südatlantik nimmt, bevor es über den SEC in den NBUC gelangt, wird von STRAMMA & ENGLAND (1999) gegeben.

In allen Modellrealisierungen etabliert sich nahe des jeweiligen offenen Südrands ein westliches Randstromregime, das bei 15° S bereits eine gute Übereinstimmung im Detail aufweist (Abb. 3.5 (a)). In einer Tiefe von ca. 400 m zeigt sich der Kern des NBUC, der den Charakter eines von der Oberfläche isolierten Unterstroms hat. Oberhalb davon und eng am Kontinentalabhang liegend umfasst ein südwärts setzender Gegenstrom die oberen 200 Meter – der Brasilstrom (BC). Dieser stellt die westliche Komponente des südatlantischen Subtropenwirbels dar (siehe z. B. STRAMMA & ENGLAND, 1999).

Im Gegensatz zu den Verhältnissen auf 15° S wird bei 10° S der gesamte Randstrombereich der oberen 700 m von dem nordwärtigen Transport des NBUC beherrscht, der hier seinen Kern auf ca. 200 m aufweist und aus dem an der Oberfläche

3.1. EFFEKTE DER OFFENEN RÄNDER

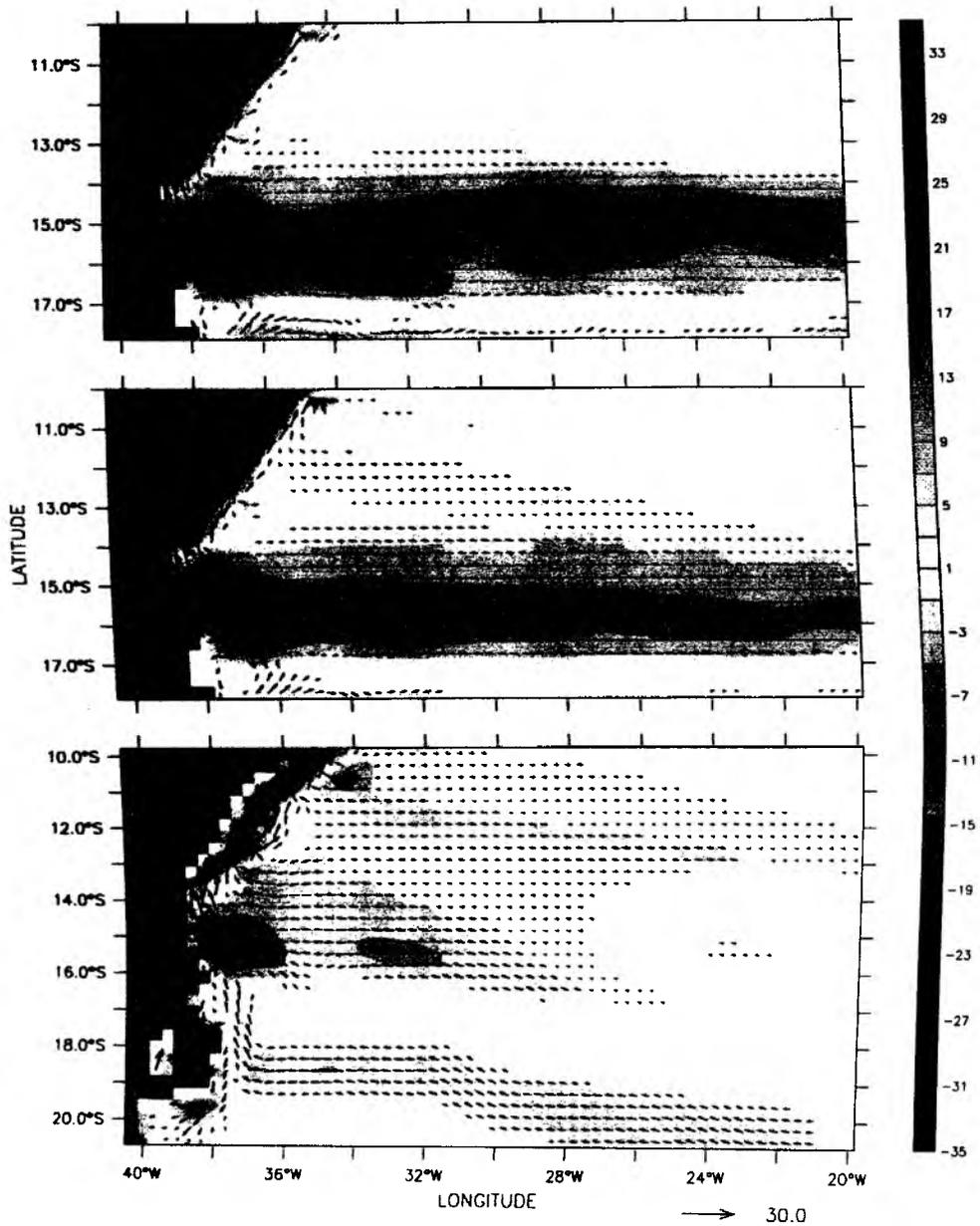


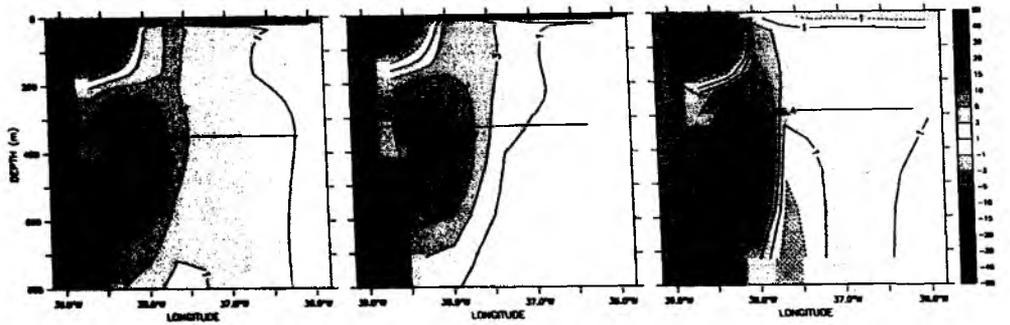
Abbildung 3.4: Vektoren und zonale Komponente (schattiert) der mittleren Geschwindigkeiten auf $\sigma_\theta = 26.4$ [cm/s]: (oben) regionales Modell, (Mitte) Referenzlauf und (unten) DYNAMO-LEVEL; Vektoren mit $|\vec{v}| < 3$ cm/s sind ausgeblendet

der Nordbrasilstrom („NBC“) hervorgeht (Abb. 3.5 (b)). Neben dem Vergleich der Modelle untereinander, zeigt zudem die Gegenüberstellung der Modellresultate mit Beobachtungen von STRAMMA ET AL. (1995) eine gute (qualitative) Übereinstimmung: Direkt und indirekt ermittelte Strömungsprofile auf 5° S und 10° S führen auf maximale Geschwindigkeiten in 200 m Tiefe, die zur Zeit der Messkampagne (November 1992) mit über 90 cm/s allerdings mehr als doppelt so hoch ausfallen wie die mittleren in den Modellen. Auf Basis einer Überarbeitung historischer Datensätze gelingt es bei STRAMMA ET AL. (1995), den NBUC in seiner Eigenschaft als dominanten nordwärtigen Randstrom zurück bis 16° S zu rekonstruieren (vergleiche Abb. 3.5 (a)). Hierbei wird bei den geostrophischen Berechnungen auf ein Referenzlevel zurückgegriffen, das auf den aktuelleren direkten Strömungsmessungen beruht (s. o.) und einen Beitrag von AAIW berücksichtigt.

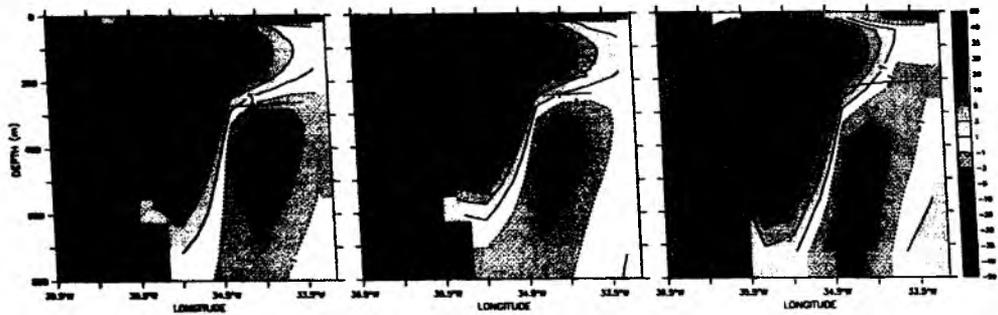
Betrachtet man den von der Küste und der Oberfläche ausgehenden, zonal und über die Tiefe akkumulierten Transport im Warmwasserbereich vor Brasilien (Abb. 3.6), so wird bei 10° S das nordwärtige Maximum in allen Modellrealisierungen bereits auf einem 1° breiten Streifen vor dem Kontinentalabhang in der untersuchten Wassersäule erreicht (13.5 Sv im regionalem Modell, 14.8 Sv in NA_REF und 12.8 Sv in DYNAMO-LEVEL). Die Differenz dieses lokalen Transportmaximums zum Anteil des jeweiligen Overturnings liegt bei 4.3 ± 0.4 Sv und lässt auf einen robusten Beitrag der windgetriebenen Zirkulation schließen, die in allen Modellen auf der selben Klimatologie des Windfelds basiert (ECMWF).

Abschätzungen des Transports im NBUC aus Beobachtungen (STRAMMA ET AL., 1995) führen in dieser Region auf über 22 Sv. Diese Extremwerte werden wie in den Modellen auf einem nur ca. 100 km breiten Streifen vor der Küste erreicht, der allerdings bis über 1000 m Tiefe nordwärtige Beiträge liefert. STRAMMA ET AL. (1995) räumen ein, dass der Randstrom in dieser Region eine Saisonalität aufweist und der Transport im Herbst eher stärker ausfällt – aus dem Vergleich mit historischen Datensätzen folgen Transportraten, die unter 20 Sv liegen. Der in allen Modellen signifikant geringere NBC/NBUC-Transport als der beobachtete, genauer gesagt der Anteil, der dem oberen Ast der thermohalinen Umwälzung zuzurechnen ist, deutet darauf hin, dass die MOC in den Modellen nicht nur zu flach ausfällt (s. o.) sondern auch zu schwach. Die aus Beobachtungsbefunden abgeschätzte, transäquatoriale Umwälzrate liegt mit $O[15 \text{ Sv}]$ (siehe z. B. SCHMITZ & MCCARTNEY, 1993; SCHMITZ, 1995) etwa 5 Sv über der in den Modellen (vergleiche Abb. 3.1). Der weitere Verlauf und das zeitliche Verhalten des NBC/NBUC-Regimes im Modell wird Gegenstand der Untersuchungen in Kapitel 4 sein.

3.1. EFFEKTE DER OFFENEN RÄNDER



(a) 15° S



(b) 10° S

Abbildung 3.5: Meridional-Komponente der mittleren Strömung am Westrand [cm/s]: (links) regionales Modell, (Mitte) Referenzlauf, (rechts) DYNAMO-LEVEL; zusätzliche Kontourlinie: $\sigma_\theta = 26.4$

Die Adjustierung der Parameter des neu eingeführten offenen Nordrands (expliziter harmonischer Reibungsansatz auf dem Rand und keine sponge-layer davor) führte zu einer erfolgreichen Kopplung der am Rand vorgeschriebenen, linearisierten Dynamik und der Antriebsfelder an die Lösung der Modellgleichungen im Inneren. Dies äußert sich u. a. in der gelungenen Darstellung großräumiger Zirkulationseigenschaften wie dem tiefgreifenden Overturning in der meridional-vertikalen Ebene (MOC). Das Overturning hängt als Teil des globalen Conveyor Belts unmittelbar von der Fähigkeit der offenen Ränder ab, die charakteristischen Transportprozesse an den Modellgrenzen zu parametrisieren.

Der Vergleich des regionalen Modells mit dem nordatlantischen Muttermodell und darüber hinaus mit DYNAMO-LEVEL zeigt nicht nur eine gute Übereinstim-

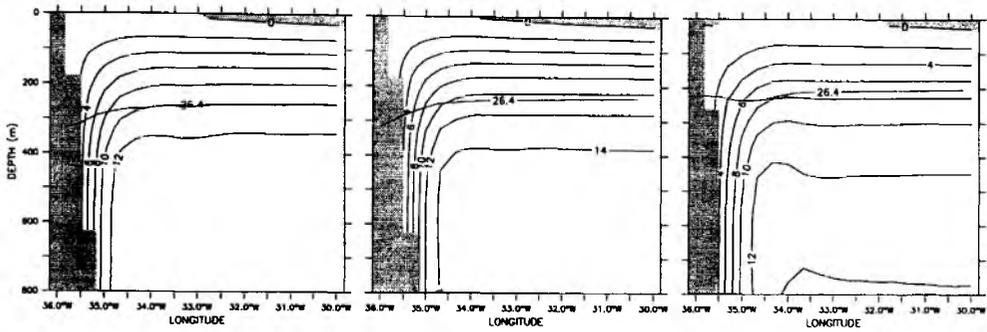


Abbildung 3.6: Von Brasilien aus zonal und über die Tiefe akkumulierter Meridionaltransport bei 10° S [Sv]: (links) regionales Modell, (Mitte) Referenzlauf und (rechts) DYNAMO-LEVEL; zusätzliche Kontourlinie: $\sigma_\theta = 26.4$

mung im Overturning als integraler Kenngröße, sondern auch in mit dieser Umwälzzelle verbundenen Details der Strömung, die zudem mit Beobachtungsbefunden kompatibel sind. Von großer Bedeutung ist hierbei, dass sich die in das Modellgebiet einströmenden Komponenten der MOC, der DWBC im Norden und der NBUC, bzw. das NBUC/SEC-Regime im Süden, unmittelbar hinter den jeweiligen Randzonen etablieren und sich daran anschließend ein sehr realistisches, äquatorwärtiges westliches Randstromsystem ausbildet: das nordwärtige NBUC/NBC-Regime in der Warmwassersphäre und die Fortsetzung des südwärts setzenden DWBC in der Tiefe.

3.2 Effekte topographischer Schlüsselregionen

In diesem Abschnitt soll anhand weiterer Beispiele der großräumigen Zirkulation die starke Abhängigkeit der Modelllösungen von lokalen Eigenschaften der diskretisierten Bathymetrie verdeutlicht werden. Hierbei kommt die verbesserte Darstellung signifikanter Bodenstrukturen in FLAME zum Tragen, die in der Regel durch Nachbearbeitung der geglätteten Modelltopographie erreicht wurde (Abschnitt 2.2.1).

3.2.1 Zirkulation im westlichen subtropischen Nordatlantik

Der nordwärtige Transport des Floridaströms durch die Floridastraße mit ca. 30 Sv ist eines der wenigen durch zahlreiche Messkampagnen quantitativ eng eingegrenz-

3.2. EFFEKTE TOPOGRAPHISCHER SCHLÜSSELREGIONEN

ten Zirkulationselemente im Nordatlantik (SCHMITZ & MCCARTNEY, 1993). Hier von werden etwa 13 Sv bis 14 Sv der Kompensation des Exports von NADW in den Südatlantik, also der thermohalinen Komponente der Strömung, zugeschrieben (SCHMITZ (1995). Wassermassenanalysen im Antillenbogen und im Floridastrom lassen auf eine Aufspaltung dieses Anteils in ein oberflächennahes Stromband oberhalb der 24 °C-Isotherme und eines im Bereich von 7 °C bis 12 °C schließen, wobei letzteres dem Antarktischen Zwischenwasser (AAIW) zugerechnet wird (SCHMITZ & RICHARDSON, 1991). Der verbleibende Transportanteil des Floridastroms, der aus der windgetriebenen Zirkulation resultiert, setzt sich im Wesentlichen aus relativ salzreichem Wasser nordatlantischer Herkunft zusammen und dominiert den Temperaturbereich zwischen 12 °C und 24 °C (SCHMITZ ET AL., 1993). Ein Überblick über die beteiligten Wassermassen, tropisches Oberflächenwasser (TSW), nord- und südatlantisches Zentralwasser (NACW bzw. SACW) und das AAIW wird z. B. von STRAMMA & SCHOTT (1999) gegeben.

SCHMITZ & RICHARDSON (1991) geben den Netto-Einstrom in die Karibik, der den Floridastrom balanciert, auf Basis einer Synthese von Beobachtungsmaterial in den Karibischen Passagen und in der Floridastraße mit teilweise nachträglich überarbeiteten direkten und indirekten Transportbilanzierungen, mit 29 Sv an. Bei dieser Synthese trägt die Windward-Passage mit 6.8 Sv bei. WILSON & JOHNS (1997) fordern sogar einen Netto-Einstrom von etwa 8 Sv. Der mittlere Transport durch die Windward-Passage variiert bei Vergleich verschiedener Zirkulationsmodelle enorm, so auch im Vergleich von FLAME und DYNAMO-LEVEL. Dieser Sachverhalt wird im Folgenden näher beleuchtet, wobei sich die Fernwirkung der spezifischen Darstellung der Florida Straße in den Kieler Modellen als dominante Ursache für das unterschiedliche Transportverhalten in der Windward-Passage heraus kristallisiert.

Abb. 3.7 (oben) zeigt die mittlere Zirkulation im karibischen Zentralwasserbereich des regionalen Modells. Der hauptsächliche nordwärtige Transport über 26° N erfolgt in diesem Niveau (450 m) durch die Floridastraße verbunden mit diversen Einstromereignissen in die Karibik zwischen Kuba und Südamerika. Diese und weitere Strömungsdetails, wie der „Loop Current“ nördlich des Yucatan-Kanals oder der Antillenstrom östlich der Bahamas stehen in guter Übereinstimmung mit früheren CME Resultaten (BÖNING ET AL., 1991). In DYNAMO-LEVEL lässt sich in 450 m Tiefe kein Floridastrom über 26° N hinaus erkennen – der nordwärtige Transport erfolgt hier ausschließlich über den Antillenstrom, verbunden mit einem Versorgungsast, der durch die Windward-Passage aus der Karibik hinaus führt (Abb. 3.7 (unten)).

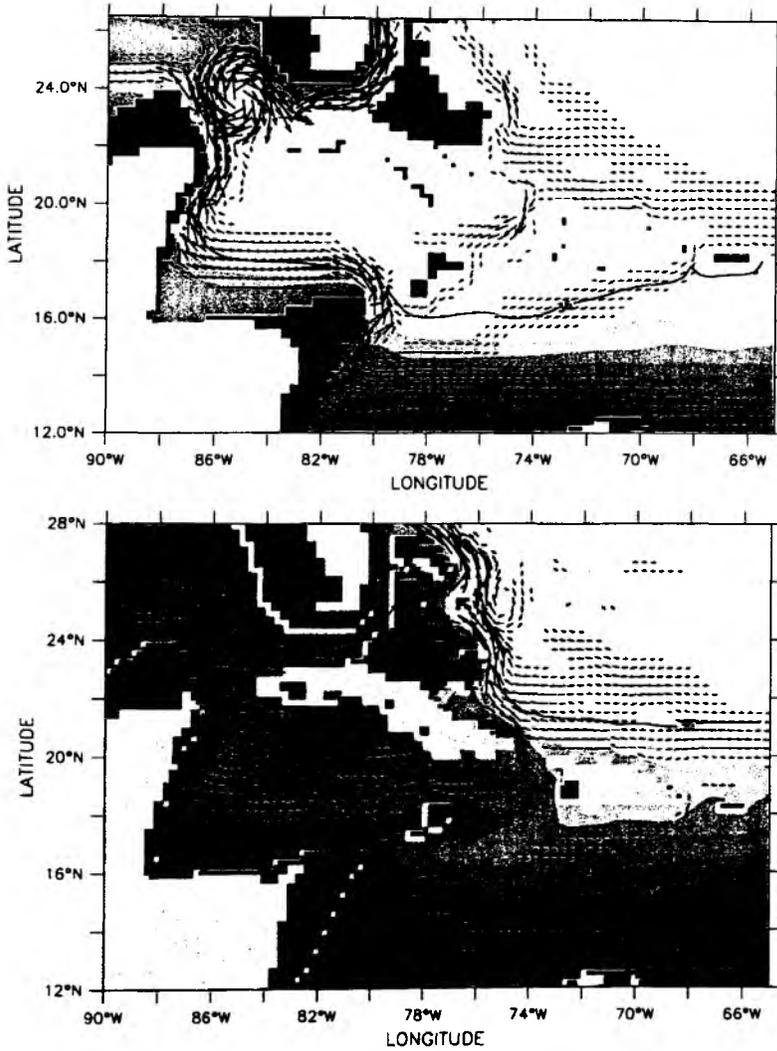


Abbildung 3.7: Mittleres Geschwindigkeitsfeld [cm/s] und Salzgehalt in der Karibik in 450 m Tiefe: (oben) regionales Modell und (unten) DYNAMO-LEVEL; Bereich dargestellter Vektoren: 3 bis 20 cm/s, größere Geschwindigkeiten wurden auf die maximale Vektorlänge von 20 cm/s beschränkt; Bereich des Salzgehalts: blau \leq 36 psu < gelb

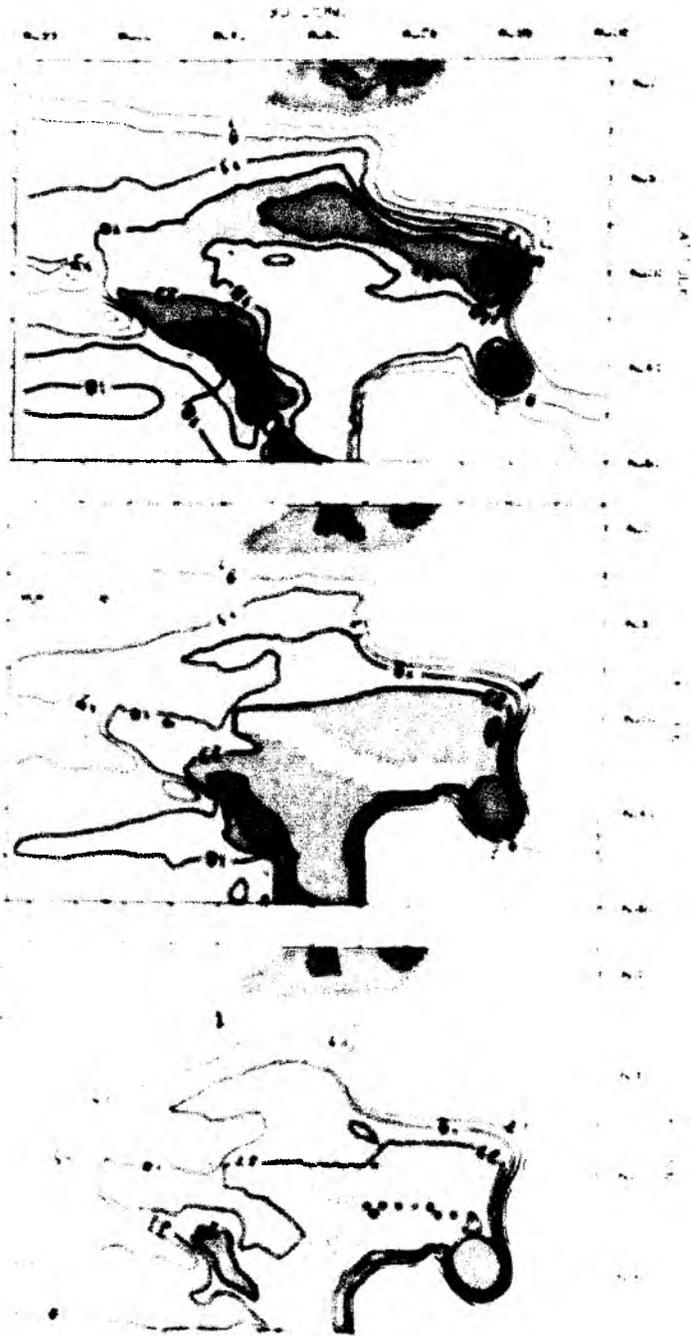
3.2. EFFEKTE TOPOGRAPHISCHER SCHLÜSSELREGIONEN

Der vertikal integrierte Volumen- oder Massentransport, der sich analog zum Overturning als Stromfunktion ausdrücken lässt (siehe Abschnitt 3.1), gibt Aufschluss über den Netto-Transport über die gesamte Wassersäule und ist in Abb. 3.8 dargestellt. Der entscheidende Unterschied der gezeigten FLAME Modelle zu DYNAMO-LEVEL, der sich im Strömungsfeld in Abb. 3.7 bereits andeutet, ist die Stärke des mittleren barotropen Transports durch die Floridastraße. 23.8 Sv mittlerer Durchstrom im regionalen Modell, bzw. 24.3 Sv im nordatlantischen Referenzlauf stehen 15.0 Sv in DYNAMO-LEVEL gegenüber. Durch die Windward Passage resultiert daraus ein Einstrom von 5.0 Sv bzw. 4.9 Sv in die Karibische See der FLAME Modelle – DYNAMO hingegen fordert an dieser Stelle einen Netto-Ausstrom von 2.5 Sv.

Dieses Beispiel verdeutlicht die starke Sensitivität von Modellergebnissen bezüglich der Darstellung der topographischen Verhältnisse, wie sie bereits von BÖNING (1992) auf Basis früherer Modellresultate (CME) im Westatlantik diskutiert wurde. Die diskretisierte Floridastraße in FLAME (siehe Abschnitt 2.2.1) lässt im Gegensatz zu DYNAMO-LEVEL einen Durchstrom in und unterhalb von 450 m Tiefe zu. In Abb. 3.9 ist dazu die Verteilung der mittleren meridionalen Geschwindigkeitskomponente auf einem Zonalschnitt (26° N) zum Vergleich dargestellt. Die reale Schwelentiefe der Floridastraße beträgt etwa 800 m (auf 24.5° N, mit einer nominellen Breite von 60 km; siehe z. B. <http://www.soc.soton.ac.uk/JRD/OCCAM/sills.html>). Diese Vorgabe wird nur in FLAME erfüllt (Abb. 3.9 (links)).

Allen hier gegenübergestellten Modellen ist die Verwendung des B-Gitters gemein (Abschnitt 2.1). Bei der Topographie wird zwischen Land- und Wasserboxen unterschieden, die dem Tracergitter zugeordnet sind. So ist u. a. gewährleistet, dass Geschwindigkeitspunkte auf den Grenzflächen dieser Boxen und gegebene Randbedingungen exakt erfüllt werden können. Die in FLAME und DYNAMO-LEVEL verwendete no-slip Randbedingung hat zur Folge, dass isolierte, von Landboxen eingeschlossene Tracerboxen und Tracerbox-Kanäle keinen aktiven Geschwindigkeitspunkt aufweisen – advective Transporte sind hier nicht möglich. In dieser Tatsache liegt die in DYNAMO-LEVEL zunächst nicht unmittelbar nachvollziehbare Stromlosigkeit in der Floridastraße unterhalb von 450 m Tiefe begründet (Abb. 3.9 (rechts)). Erst wenn in den entscheidenden Passagen, den potenziellen Schlüsselregionen des untersuchten Gebiets, Tracerboxen über dem Boden paarweise angeordnet sind und diese nicht diagonal versetzt aufeinander folgen, besteht überhaupt eine Chance, an diesen Stellen einen realistischen Beitrag zur Zirkulation im Modell zu erhalten. D. h. es muss gewährleistet sein, dass die resultierenden Ge-

Abbildung 38. Mittlere vertikal integrierte Viskositätsverteilung in der Karthol (dem) normalen Modell (Mittler) Rotationszahl (NA RE) (unter) DYNAMISCH (EFT)



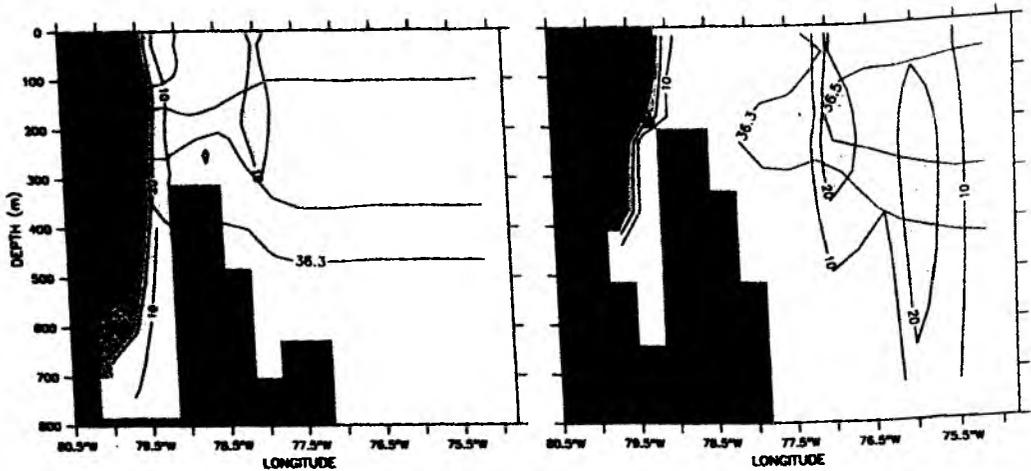


Abbildung 3.9: Mittlere meridionale Geschwindigkeit (schattiert) und Salzgehalt (Konturlinien 36.3 und 36.5) bei 26° N: (links) regionales Modell, (rechts) DYNAMO-LEVEL

schwindigkeitsboxen lateral immer eine Fläche mit dem Nachbarn teilen, um einen Impulsfluss zu ermöglichen.

3.2.2 Zirkulation im AABW-Niveau

In diesem Abschnitt wird ein weiteres Beispiel für die enorme Abhängigkeit großräumiger Zirkulationseigenschaften des Modells von der lokalen Darstellung topographischer Verhältnisse gegeben. Das AABW, das in großer Tiefe über den Südrand des regionalen Modells in das Untersuchungsgebiet gelangt, wird bezüglich seiner charakteristischen Eigenschaften und seines Ausbreitungsverhaltens über dem Boden – insbesondere mit Fokus auf tiefgreifende Passagen, die die Becken niederer Breiten miteinander verbinden – in FLAME und DYNAMO-LEVEL untersucht.

Ein Einblick in die mittlere tropische Zirkulation und Temperaturverteilung in 4125 m Tiefe wird in Abb. 3.10 gegeben. Das regionale Modell ist DYNAMO-LEVEL gegenübergestellt. Beschränkt man den Vergleich zunächst auf das jeweilige Geschwindigkeitsfeld, so zeigen sich viele Gemeinsamkeiten in beiden Modellrealisierungen, die eindeutig den Charakter der Zirkulation von AABW aufweisen. Das Bodenwasser erreicht das südäquatoriale Westbecken als nordwärtiger Randstrom vor Brasilien und spaltet sich in einen Ast auf, der nach Osten in die Romanche-Bruchzone führt, und einen zweiten Ast, der nordwestwärts den „Äquatorialen Ka-

nal“ durchströmt – diesen hauptsächlich durch seine südliche Hälfte, wie auch aus Beobachtungen bekannt ist (HALL ET AL., 1997; RHEIN ET AL., 1998). Im Westen setzt das AABW in beiden Modellen seinen Weg, topographisch geführt, durch die Ceara-Tiefebene fort, passiert die Ceara-Erhebung bei 4° N an ihrer östlichen Berandung und erreicht so das Guayana-Becken.

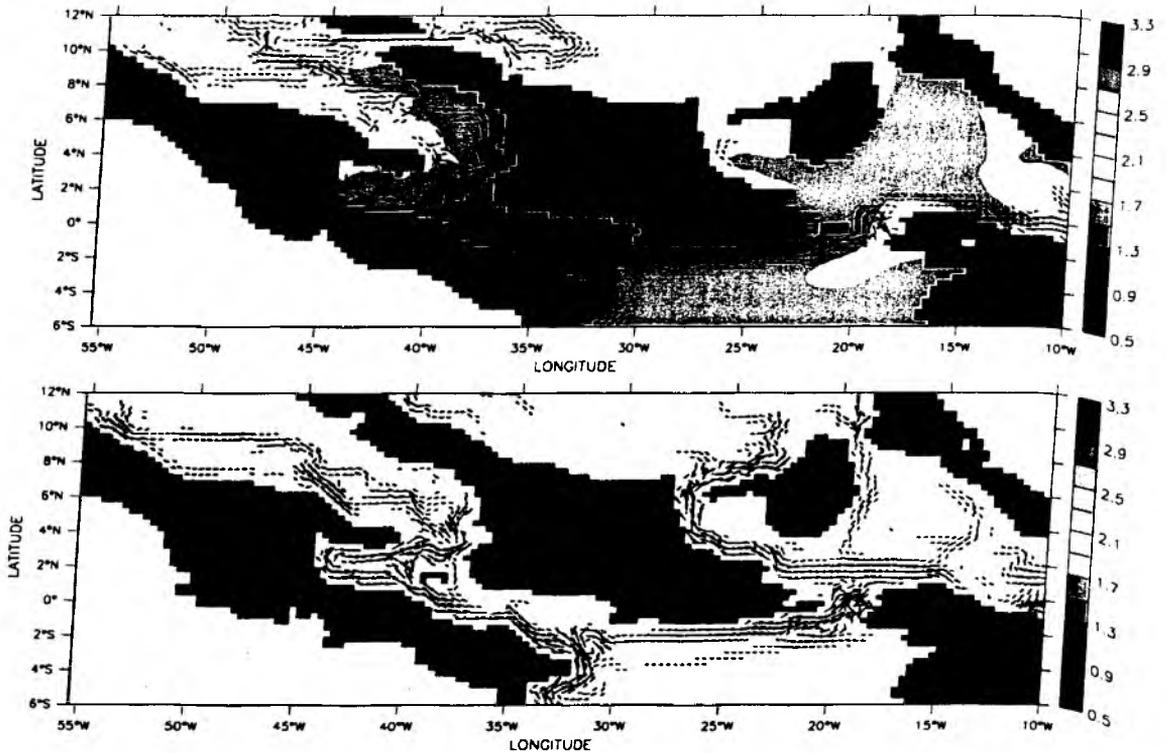


Abbildung 3.10: Mittlere Strömungen [cm/s] und Temperatur in 4125 m Tiefe: (oben) im regionalen Modell, (unten) in DYNAMO-LEVEL

Im Guayana-Becken zeigt sich in DYNAMO-LEVEL ein Strömungsfeld, das im gesamten Becken ausschließlich nach Nordwesten ausgerichtet ist (Abb. 3.10 (unten)), hingegen stellen sich die Verhältnisse im regionalen Modell komplexer dar: Das AABW fließt im Inneren des Guayana-Beckens ebenfalls nordwestwärts, allerdings rezirkuliert ein Teil bei ca. 11° N nach Osten und passiert die in FLAME in dieser Tiefe repräsentierte Vema-Bruchzone in Richtung der Gambia-Tiefebene. Zudem zeigt sich in diesen Breiten ein südostwärtiger Randstrom vor Brasilien, der als tie-

fes NADW-Signal interpretiert werden kann (Abb. 3.10 (oben)). Im Osten erscheint das Strömungsverhalten des regionalen Modells hingegen weniger komplex als in DYNAMO-LEVEL: Der zonale Ast, der in beiden Modellen den Mittelatlantischen Rücken über die Romanche-Bruchzone passiert, setzt in der FLAME-Realisierung seinen Weg nach Osten im Sierra-Leone-Becken fort. In DYNAMO-LEVEL zeigt sich hingegen unmittelbar hinter dieser Passage ein westwärtiger Strom, aus dem zwei nordwärtige Versorgungsäste in die Gambia-Tiefebene hervorgehen, die beidseitig um die Sierra-Leone-Erhebung herumführen.

Eine Bewertung dieser Zirkulationsmuster auf der Basis von wenigem vorhandenen Beobachtungsmaterial ist sehr schwer. Der Vergleich der zugehörigen mittleren Temperaturverteilungen in den Modellen führt, unter Berücksichtigung von Beobachtungen, hingegen klar auf die defizitären Eigenschaften des AABW in DYNAMO-LEVEL, die in Abschnitt 3.1 bereits angesprochen wurden (Abb. 3.10). Bei Verwendung einer potenziellen Temperatur $\theta = 1.9\text{ °C}$ als obere Schranke für die Definition von AABW im äquatorialen Atlantik (siehe z. B. MCCARTNEY & CURRY, 1993; MERCIER & SPEER, 1998), verbleibt in DYNAMO-LEVEL in der Tiefe von 4125 m ein auf die Südhemisphäre beschränktes Residuum dieser Wassermasse am Westrand. Im regionalen Modell lässt sich hier hingegen das Bodenwasser antarktischer Herkunft bis über die Vema-Bruchzone hinaus nach Norden und bis in das Sierra-Leone-Becken nach Osten anhand seines Temperatursignals verfolgen.

Die explizite Darstellung der Vema-Bruchzone in FLAME spielt eine entscheidende Rolle für die Zirkulation und verbunden damit für die Ausbreitung der Wassermassen über dem Modellboden. Erst die Gewährleistung hinreichend tiefer Advektion durch diesen Kanal aufgrund der gezielten Nachbearbeitung der geglätteten Modelltopographie (siehe Abschnitt 2.2.1) macht den Mittelatlantischen Rücken auf dieser Breite für das AABW passierbar und lässt einen Abfluss in das Ostbecken, die Gambia-Tiefebene, zu. Der resultierende mittlere zonale Transport von AABW über 41° W (mit $\theta \leq 1.9\text{ °C}$) umfasst im regionalen Modell über 1.2 Sv. In DYNAMO-LEVEL ist die Vema-Bruchzone bei der Mittelung der Topographie weggeglättet und nicht weiter berücksichtigt worden. Sie ist daher in dem Modell nicht repräsentiert.

Geostrophische Transportabschätzungen aus Beobachtungen fordern im Vema-Kanal einen ostwärtigen Durchstrom, der etwa der Hälfte des transäquatorialen Bodenwassertransports im Westatlantik entspricht, MCCARTNEY ET AL. (1991) geben einen Transport von mehr als 2 Sv durch diese Bruchzone an, bei einer interhemisphärischen Versorgungsrate von 4.3 Sv durch den Äquatorialen Kanal (MCCARTNEY & CURRY, 1993). Neuere geostrophische Berechnungen in Verbindung mit direk-

ten Strömungsmessungen im tropischen Atlantik sind bei RHEIN ET AL. (1998) zusammengefasst. Sie bestätigen den großen Anteil der Romanche- und der Vema-Bruchzone an der beckenweiten Zirkulation im AABW-Niveau. Von einem nordwärtigen Transport von 4.7 Sv über 5° S gelangen nur ca. 0.3 Sv westlich der Vema-Bruchzone über 11° N hinaus. Der Anteil der Bodenwasserzirkulation im Westatlantik fällt allerdings geringer aus als bei den früheren Analysen von MCCARTNEY ET AL. (1991) und MCCARTNEY & CURRY (1993): Die hohen ostwärtigen Durchstromraten von über 2 Sv in der Vema-Bruchzone werden zwar von FISCHER ET AL. (1997) bestätigt, der Anteil des AABW beträgt hier jedoch nur 1.1 Sv (siehe RHEIN ET AL., 1998) und steht in guter Übereinstimmung mit dem Resultat im regionalen Modell. Durch den Äquatorialen Kanal gelangen nur 2.0 Sv AABW über 36° W nach Westen und somit in die nördliche Hemisphäre (HALL ET AL., 1997). Das Modell postuliert hier 1.9 Sv für Bodenwasser mit $\theta \leq 1.5$ °C bzw. 2.7 Sv mit $\theta \leq 2.0$ °C.

Auf Basis einiger exemplarischer Aspekte der Zirkulation im Warmwasserbereich und in der Tiefe der verglichenen Modellrealisierungen, konnte die enorme Bedeutung einer adäquaten Darstellung der ozeanischen Bodenstruktur im Modell aufgezeigt werden. Geringe Modifikationen der Topographie können zu völlig unterschiedlichen Zirkulations- und Transportmustern führen und machen detaillierte Plausibilitätsbetrachtungen, insbesondere unter Einbeziehung von Beobachtungsbefunden, zwingend erforderlich.

Mit der erfolgreichen Implementierung des offenen Nordrands bei 26.5° N in das in die FLAME-Hierarchie eingebettete, regionale Modell des tropischen und subtropischen Atlantiks liegt nunmehr ein kompaktes Instrument für gezielte Studien in dieser Region vor. Anhand des Vergleichs wesentlicher Zirkulationsmerkmale in dem Modell – insbesondere solcher, die unmittelbar von der gelungenen Parametrisierung der ozeanischen Prozesse an den offenen Rändern abhängig sind (z. B. MOC und ihre Komponenten im Detail) – mit dem übergeordneten Muttermodell in FLAME, dem Kieler Vorgänger DYNAMO-LEVEL und vor allem immer wieder mit Beobachtungen, konnte gezeigt werden, dass das vorliegende „quasi-gekoppelte“ System (Modellinneres und offene Ränder) in der Lage ist, eine realistische großräumige Zirkulation aufzubauen – vorausgesetzt, eine vergleichbar realistische Darstellung der Topographie ist gewährleistet.

4 Transporte in der tropischen Warmwassersphäre

Die Betrachtung des komplexen Strömungsregimes im tropischen Atlantik wirft unmittelbar die Frage auf, in welchem Ausmaß die wind- und die thermohalin getriebene Zirkulation in Wechselwirkung treten. FRATANTONI ET AL. (2000) postulieren hier für die mittleren Verhältnisse eine in erster Näherung „vorherrschende lineare Superposition“ der Regime. Zwischen den Extremen – nordwärtiger interhemisphärischer Warmwassertransfer in Verbindung mit dem tiefgreifenden meridionalen Overturning (MOC) auf der einen und ausgeprägte zonale Scherströmungen als wesentlicher Bestandteil des (barotropen) „Sverdrup-Regimes“ auf der anderen Seite – finden sich relativ flache 3-dimensionale Zellen, die Ausdruck des Zusammen- bzw. Wechselspiels thermohaliner und windgetriebener Zirkulation sind: die tropisch-subtropische Zelle (STC) und die tropische Zelle (TC).

In diesem Kapitel wird zunächst gezeigt, inwieweit die einzelnen, aus bisherigen Beobachtungen und Modellstudien bekannten Strömungskomponenten der tropischen Warmwassersphäre im regionalen Modell repräsentiert sind, um schließlich ihren jeweiligen Anteil an den dort vorherrschenden Transportprozessen zu untersuchen. Hierbei steht insbesondere die Frage im Vordergrund, wie der interhemisphärische Transfer südatlantischer Wassermassen bis in die Karibik durch das komplexe Strömungsfeld erfolgt und welche Rolle die tropisch-subtropischen Zellen dabei spielen.

4.1 Das äquatoriale Strömungsregime

4.1.1 Eine neue Parametrisierung der vertikalen Viskosität

Ein Defizit der Kieler Nordatlantikmodelle seit CME ist eine zu diffuse Thermokline in den Tropen und ein Äquatorialer Unterstrom (EUC), der nicht weit genug nach Osten vordringt. SCHOTT & BÖNING (1991) haben gezeigt, dass das Problem der diffusen Thermokline durch Einschalten eines Deckschichtmodells („Kraus-Turner“, siehe **Abschnitt 2.2.2**) moderat reduziert werden kann, besonders dort, wo diese nahe der Oberfläche auftritt. Die mangelhafte Darstellung des EUC, vor allem der Zu-

sammenbruch im Ostatlantik, konnte in der CME-Vergleichsstudie selbst durch eine Verringerung der konstanten vertikalen Viskosität K_m von $30 \text{ cm}^2/\text{s}$ auf $10 \text{ cm}^2/\text{s}$ nicht wesentlich verbessert werden. SCHOTT & BÖNING (1991) haben angeregt, dass dieses Problem eine von der Stabilität der Schichtung abhängige Parametrisierung der vertikalen Viskosität erforderlich macht, wie ein Blick auf das tropische Atlantik-Modell von PHILANDER & PACANOWSKI (1986b) nahelegt. Letztere verwenden ein vertikales Vermischungsschema, das über die „Richardson-Zahl“ parametrisiert ist (PACANOWSKI & PHILANDER, 1981) – das Verhältnis von Stabilität der Schichtung und vertikaler Scherung des Strömungsfelds, und finden eine realistischere Darstellung des EUC und der einhergehenden Temperatur-Sprungschicht in ihrem Modell.

Untersuchungen von WACONGNE (1989), BLANKE & DELECLUSE (1993) und insbesondere von OSCHLIES & GARÇON (1999) zeigen, dass die Parametrisierung der vertikalen Viskosität in der Tat die entscheidende Rolle für die ageostrophische Dynamik auf dem Äquator spielen kann. Im Gegensatz zum herkömmlichen Ansatz, der in Kiel im Rahmen von CME und DYNAMO verfolgt wurde und typisch für Modelle ist, die nicht explizit für Studien der äquatorialen Dynamik konzipiert sind – das Vorschreiben eines konstanten Austauschcoeffizienten für die Reibung zwischen den Modellschichten (typischerweise $10 \text{ cm}^2/\text{s}$, siehe z. B. BÖNING ET AL. (1996) und auch Abschnitt 2.2.2) – wird bei OSCHLIES & GARÇON (1999) der vertikale Austausch von Impuls über die lokal verfügbare turbulente kinetische Energie („TKE“) und die statische Schichtungsstabilität parametrisiert. Der entscheidende Faktor, der zu einer drastischen Verstärkung des EUC und einem ostwärtigen Vordringen bis vor Afrika führte, ist die Reduzierung des vertikalen Impulsaustauschs im Kern des Strahlstroms durch das komplexe TKE-Schließungsschema. Mit einem Vergleichslauf, der sich einzig durch die Einführung einer unteren Schranke für den vertikalen Viskositätskoeffizienten ($K_m \geq 10 \text{ cm}^2/\text{s}$) von ihrem Referenzlauf unterscheidet, reproduzieren OSCHLIES & GARÇON (1999) den defizitären EUC der Experimente mit konstantem Koeffizienten ($K_m = 10 \text{ cm}^2/\text{s}$).

Vor diesem Hintergrund wurde im regionalen Modell ein Ansatz verfolgt, der in Analogie zur Parametrisierung der vertikalen Diffusion in FLAME (CGH-Schema, siehe Abschnitt 2.2.2) auch für die vertikale Vermischung von Impuls die Abhängigkeit der Energiedissipation auf turbulenten Skalen von der Stabilität der Schichtung berücksichtigt. Somit gilt für den entsprechenden Koeffizienten:

$$K_m = \begin{cases} a_{0,(m)}/N, & K_{m,\min} \leq K_m \leq K_{m,\max}, \quad N^2 > 0 \\ K_{m,\max}, & N^2 \leq 0 \end{cases}$$

Der Austauschkoefizient für Impuls K_m bewegt sich in einem Bereich von $K_{m,min} = 2 \text{ cm}^2/\text{s}$ bis $K_{m,max} = 10 \text{ cm}^2/\text{s}$. Damit das Schema effektiv arbeitet, muss für den Parameter $a_{0,(m)} = 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}^2$ angesetzt werden. Dem Effekt windbedingter hochfrequenter Vermischung in Oberflächennähe, der durch die monatliche Klimatologie nicht explizit aufgelöst werden kann (Abschnitt 2.2.2), wird durch einen konstanten Viskositätskoeffizienten zwischen den oberen zwei Schichten mit $K_{m,Ekman} = 50 \text{ cm}^2/\text{s}$ Rechnung getragen. Somit ist im gesamten Modellgebiet eine Ekmansche Reibungstiefe realisiert, die mindestens die oberen 20 m umfasst.

In Abb. 4.1 ist der mittlere EUC im regionalen Modell mit konstantem Koeffizienten der Darstellung in einem Lauf mit „CGH“- Vermischung des Impulses und in einem französischen Modell des Atlantiks, der 1/3°- Version von „CLIPPER“ (TREGUIER ET AL., 1999), in dem wie bei BLANKE & DELECLUSE (1993) und OSCHLIES & GARÇON (1999) ebenfalls das TKE-Schema zur Anwendung kommt, gegenübergestellt. In den Experimenten mit komplexeren Vermischungsansätzen erhöht sich die Geschwindigkeit des EUC im Kern deutlich, einhergehend mit verstärktem ostwärtigen Vordringen. Das Geschwindigkeitsmaximum in den beiden FLAME-Realisierungen liegt im Westbecken und erhöht sich durch Einschalten des CGH-Schemas für Impuls von 40 cm/s bei ca. 35° W auf 80 cm/s bei ca. 30° W. In CLIPPER werden 100 cm/s erreicht, hier zeigt sich das Maximum jedoch im Ostbecken zwischen etwa 25° W und 0° .

Eine Analyse der Dynamik des EUC im Modell von PHILANDER & PACANOWSKI (1986b), in dem das Richardson-Zahl-abhängige Vermischungsschema implementiert ist (s. o.), führte WACONGNE (1989) zu dem Schluss, dass der EUC nur unmittelbar vor dem Westrand eine Beschleunigung erfährt (bis ca. 30° W), östlich davon jedoch die Reibungskräfte den zonalen Druckgradienten überwiegen und so den Strahlstrom abbremsen – eine Situation, die offenbar durch die Verhältnisse im regionalen Modell wiedergespiegelt wird (Abb. 4.1 (Mitte)). Der Vergleich mit direkten Strömungsmessungen auf 4° W, die im Rahmen des „FOCAL“- Messvorhabens gewonnen wurden (siehe dazu VERSTRAETE, 1992), zeigt schließlich eine bemerkenswerte Übereinstimmung des regionalen Modells mit den Beobachtungen (Abb. 4.2). Der Kern des EUC liegt, isoliert vom westwärts setzenden SEC an der Oberfläche, in ca. 60 m Tiefe (bzw. 50 m im Modell) und weist sowohl in den Messungen als auch in der Simulation ein mittleres ostwärtiges Geschwindigkeitsmaximum von über 50 cm/s auf. In CLIPPER werden hier über 100 cm/s erreicht, ein Wert der den beobachteten um den Faktor 2 überschätzt und in etwa dem im Modell von OSCHLIES & GARÇON (1999) entspricht ($\bar{u}_{max} > 90 \text{ cm/s}$).

4.1. DAS ÄQUATORIALE STRÖMUNGSREGIME

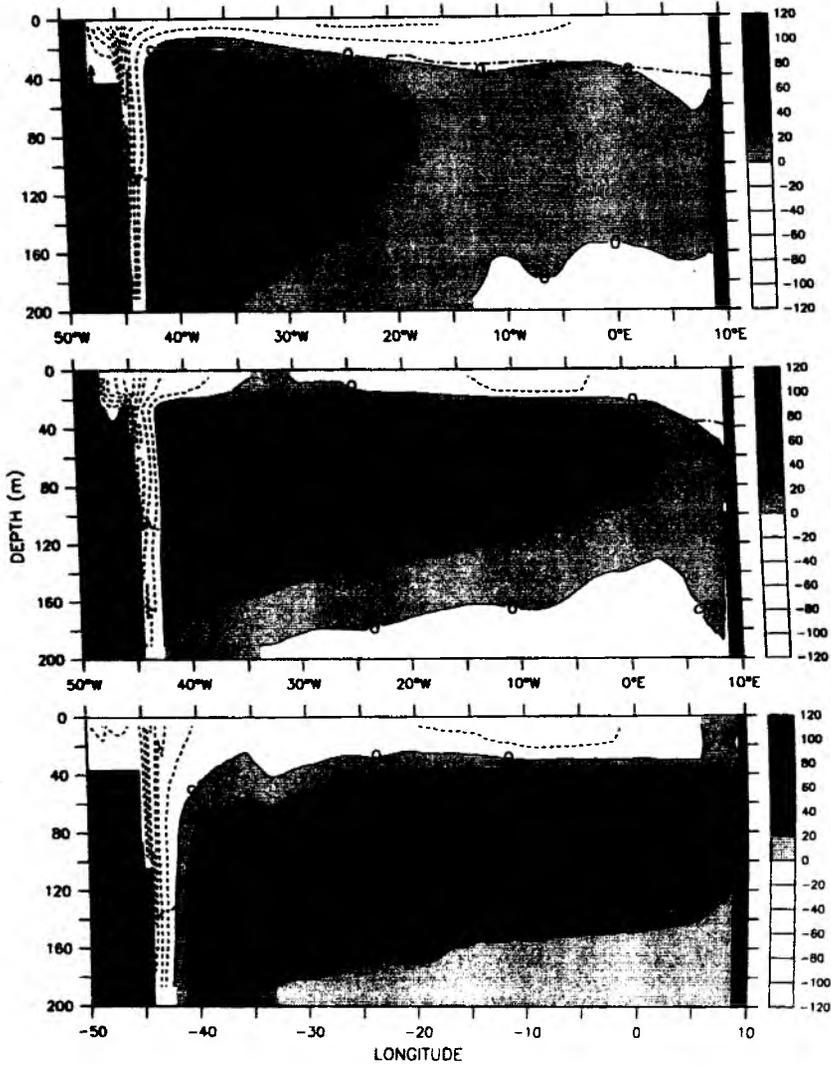


Abbildung 4.1: Mittlerer EUC in verschiedenen Modellrealisierungen, zonale Geschwindigkeitskomponente und Isopykne ($\sigma_\theta = 25$), die in etwa das Zentrum der Thermoklinen markiert: Referenzlauf (oben) ohne und (Mitte) mit vertikaler CGH-Parametrisierung des Impulses und (unten) CLIPPER ($1/3^\circ$) mit TKE-Parametrisierung (CLIPPER-Daten von A. TREGUIER, persönliche Mitteilung)

Im Folgenden wird mit der Bezeichnung „Standard-“ oder „Referenzexperiment“, das regionale Modell mit der vorgestellten CGH-Parametrisierung des Impulses in der Vertikalen gemeint sein („TR_REF“).

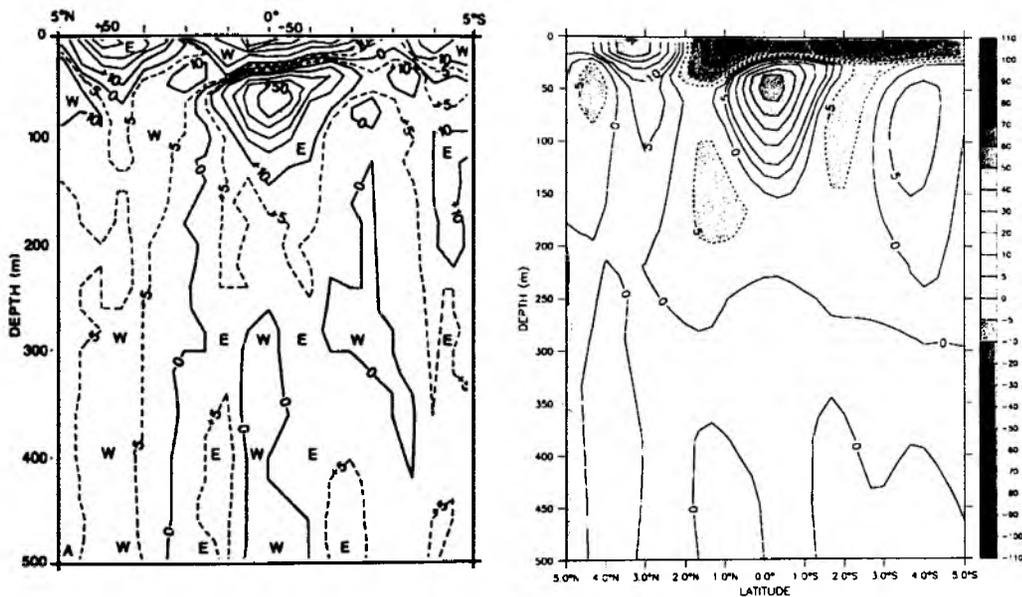


Abbildung 4.2: Beobachteter und modellierter EUC auf 4° W zum Vergleich: (links) mittleres Profil aus wiederholten direkten Strömungsmessungen (VERSTRAETE, 1992), (rechts) Referenzlauf mit vertikaler CGH-Parametrisierung des Impulses

4.1.2 Das zonale Stromsystem

Wie sich bereits in Abb. 4.2 andeutet, löst das regionale Modell weitere bekannte Details des zonalen Strömungssystems im Bereich des Äquators auf. In Abb. 4.3 ist ein mittleres Profil der zonalen Geschwindigkeiten bei 35° W, das auf vier wiederholt durchgeführten direkten Strömungsmessungen im Rahmen von „WOCE“ (World Ocean Circulation Experiment) basiert (SCHOTT ET AL., 1998), dem Referenzlauf gegenübergestellt. Der Kern des EUC liegt in ca. 100 m Tiefe mit einem Geschwindigkeitsmaximum von 70 cm/s im Modell und 50 cm/s in den Beobachtungen. Der mittlere Transport, der bei SCHOTT ET AL. (1998) für diesen Strom mit 22.3 Sv angegeben wurde, beträgt im Modell 21.9 Sv. Dieser Wert stellt ein Jahresmittel über momentane Transporte der oberen 200 m dar, die alle drei Tage vorliegen und Kompensation durch z. B. den westwärtigen SEC nicht berücksichtigen. Zwei weitere ostwärtige Zonalströmungen (auf 35° W), die sich auch deutlich bei 4° W in Beobachtungen und Modell abzeichnen (Abb. 4.2), sind der nord- und der südäquatoriale Unterstrom (NEUC bzw. SEUC) bei ca. $3^\circ - 4^\circ$ zu beiden Seiten des Äquators, wobei letzterer sein Maximum in ca. 200 m Tiefe hat. Der modellierte NEUC reicht im Gegensatz zu den Beobachtungen (hier liegt der Kern in ca. 100 m Tiefe) bis an

4.1. DAS ÄQUATORIALE STRÖMUNGSREGIME

die Oberfläche und könnte auch als Nordäquatorialer Gegenstrom (NECC) interpretiert werden. Anhand von Abb. 4.3 (oben) kann zunächst nicht zwischen NEUC und NECC unterschieden werden.

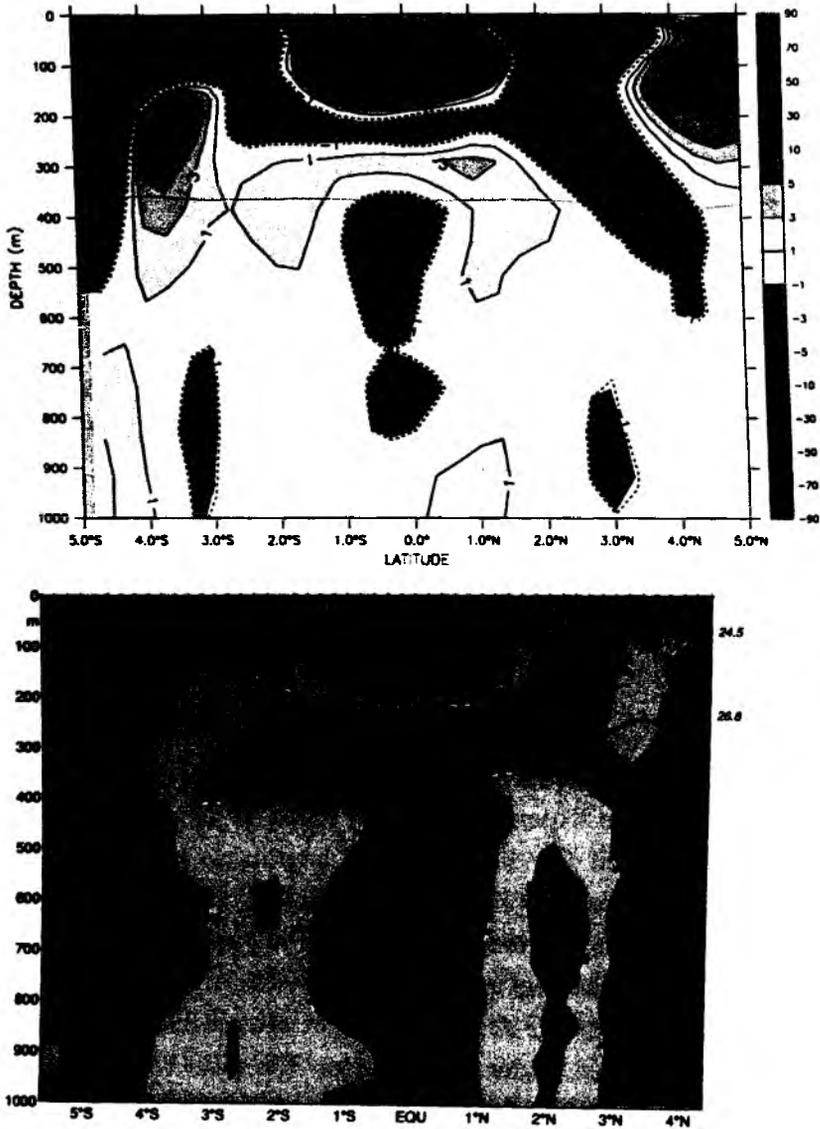


Abbildung 4.3: Zonale Geschwindigkeit [cm/s] der oberen 1000 m bei 35° W und Isopyknien ($\sigma_\theta = 24.5, 26.8$): (oben) Jahresmittel im Referenzlauf, (unten) gemittelte direkte Stömungsmessungen von SCHOTT ET AL. (1998)

Westwärtige Transporte in Oberflächennähe passieren durch den nord- und süd-äquatorialen Ast des SEC und durch das NBC/NBUC-Randstromregime südlich von 4° S, das im Modell wie in den Messungen noch klar den Charakter eines Unterstroms (siehe dazu auch Abschnitt 3.1) und mit einem Geschwindigkeitsmaximum von jeweils mehr als 50 cm/s eine weitere gute Übereinstimmung aufweist. Im Zwischenwasserbereich, unterhalb von $\sigma_\theta = 26.8$, zeigt sich auf dem Äquator der westwärts setzende äquatoriale Zwischenwasserstrom (EIC) und ca. $2^\circ - 3^\circ$ beidseits des Äquators der nord- und südäquatoriale Gegenstrom des Zwischenwasserbereichs (NICC bzw. SICC). Auch diese Zonalströmungen in größeren Tiefen, die bereits von SCHOTT ET AL. (1995) beschrieben wurden, sind im Modell angedeutet, wenn auch mit relativ schwachen mittleren Amplituden ($O[1 - 3 \text{ cm/s}]$).

Die Darstellung dieses Stromsystems in weiteren Realisierungen von FLAME und mögliche Abhängigkeiten von den Modellparametern horizontale Auflösung und Vermischungsparametrisierung werden anhand zweier Modelle des Nordatlantiks näher untersucht. Es handelt sich dabei zum einen um ein Experiment, bei dem die horizontale Auflösung von $1/3^\circ$ im Standardfall (NA_REF) auf $1/12^\circ$ erhöht wurde („NA_HRS“) und zum anderen um eine ($1/3^\circ$) Realisierung mit isopyknischer Vermischung nach GERDES ET AL. (1991) („NA_ISO“), die beide in Abb. 4.4 zusammengefasst sind.

Die Verteilung der mittleren zonalen Geschwindigkeiten bei 35° W in NA_HRS führt auf ein qualitativ sowie quantitativ ähnliches Zonalstromsystem wie im Referenzlauf, mit gleichem Grad an Komplexität und Übereinstimmung zu den Beobachtungen (Abb. 4.3): ein westwärtiges NBUC/SEC-Regime, in das die isolierten Gegenströmungen SEUC, EUC und NEUC/NECC-Regime eingebettet sind, und das relativ schwach ausgeprägte System im Zwischenwasserbereich mit SICC, EIC und NICC (Abb. 4.4 (rechts)). Die Geschwindigkeitextrema liegen nach wie vor bei mehr als 50 cm/s nach Westen im NBUC und über 70 cm/s ostwärts im EUC.

Das Experiment NA_ISO führt hingegen auf einen erheblichen Verlust an Signatur und Details des gescherten, zonalen Stromsystems (Abb. 4.4 (links)). Die ostwärtigen SEUC, EUC und das NEUC/NECC-Regime sind zu einem Stromband verschmolzen und werden nicht mehr durch westwärtige Äste des SEC voneinander isoliert. Das Strömungsmaximum im EUC liegt nur noch zwischen 30 cm/s und 50 cm/s, wobei der Extremwert im NBUC mit über 50 cm/s hingegen erhalten geblieben ist. Die Strömungen im Zwischenwasserbereich werden von diesem Modell (bei 35° W) nicht aufgelöst. Die Ursache für die erheblichen Modifikationen des Zonalstromsystems, insbesondere der Dämpfung der ausgeprägten Scherungen, dürf-

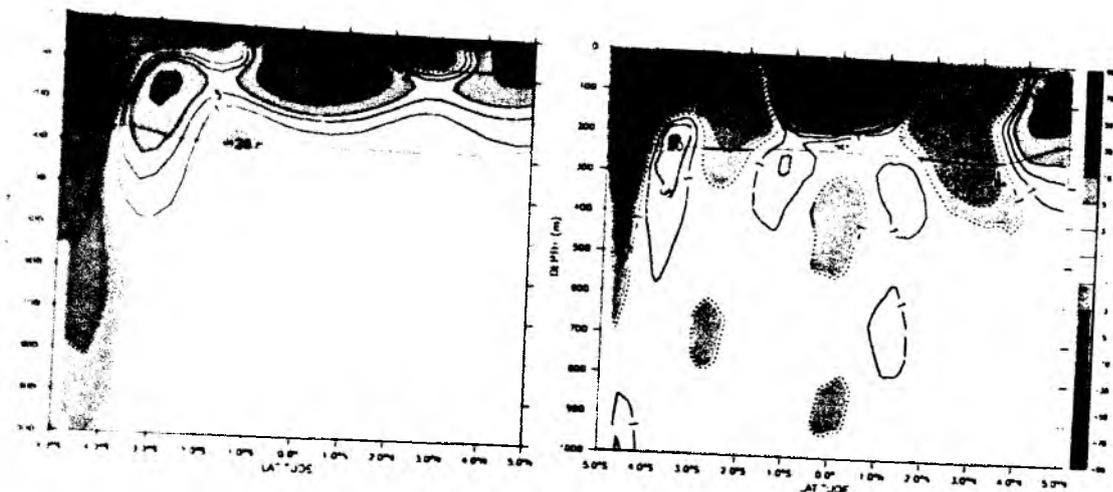


Abbildung 4.4: Mittlere zonale Geschwindigkeit [cm/s] der oberen 1000 m bei 35° W und Isopyknen ($\sigma_\theta = 24.5, 26.8$): (links) NA-Modell mit isopyknischer Vermischung und $1/3^\circ$ horizontaler Auflösung (NA_ISO), (rechts) hochaufgelöstes ($1/12^\circ$) NA-Modell mit kartesischer Vermischung (NA_HRS)

te hauptsächlich in der Parametrisierung der horizontalen Viskosität zu suchen sein. Hier wurde in den isopyknischen Realisierungen von FLAME ein harmonischer Ansatz gewählt, der im Gegensatz zu dem weitaus Skalen selektiveren biharmonischen Ansatz im Referenzlauf (siehe Abschnitt 2.2.2) auch auf großräumige Prozesse bedeutend einwirken kann. Vor diesem Hintergrund lässt sich die Diffusionsparametrisierung im Modell, für die bei dem isopyknischen Schema ebenfalls ein (zusätzlicher und numerisch bedingter) harmonischer Vermischungsansatz in der Horizontalen erforderlich ist, als ein weiterer möglicher Einflussfaktor für das reduzierte Scherungsprofil bei 35° W nicht ausschließen.

Um einen ersten Eindruck der Variabilität in Oberflächennähe des komplexen äquatorialen Stromsystems zu geben, wird anhand eines Phasendiagramms (Hovmöller-Diagramm) in Abb. 4.5 das zeitliche Verhalten des NECC und der anderen oberflächennahen Strömungen im Modell bei 40° W vor Brasilien illustriert. Dargestellt sind Zeitreihen der über die oberen 100 m gemittelten zonalen Geschwindigkeitskomponente – zum einen für den Referenzlauf (Abb. 4.5 (oben)) und zum anderen für ein „spin-down“ Experiment, bei dem der Windantrieb abgeschaltet wurde („NOWIND“) (Abb. 4.5 (unten)).

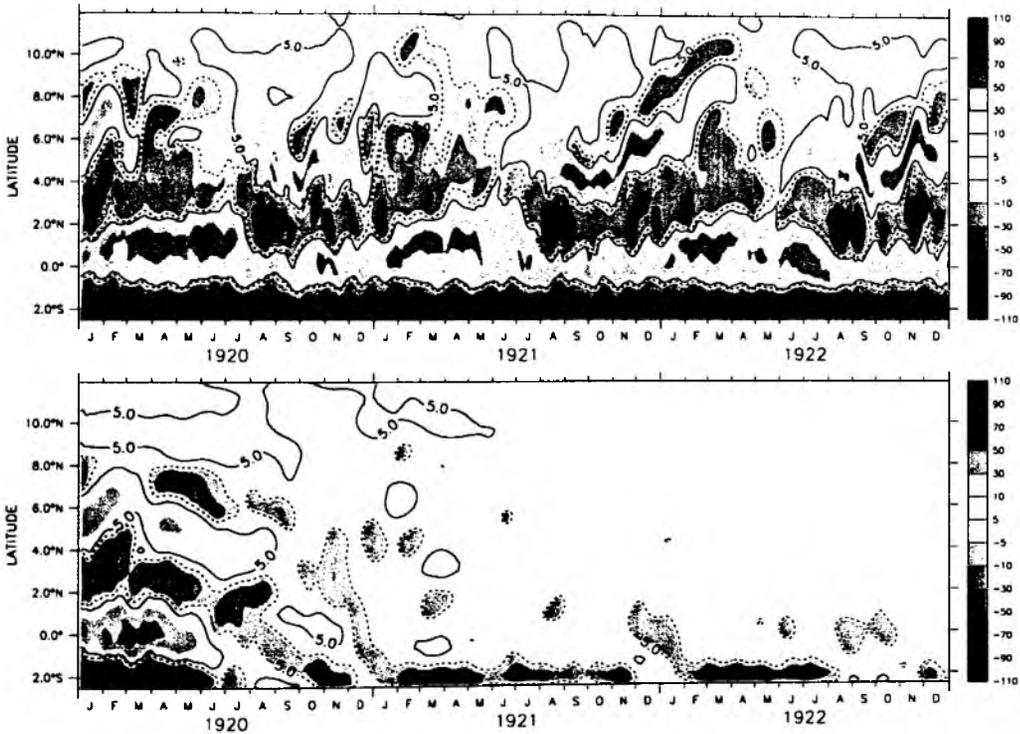


Abbildung 4.5: Phasendiagramm der zonalen Strömungskomponente auf 40° W, gemittelt über die oberen 100 m: (oben) Referenzlauf, (unten) Experiment NOWIND; die Jahresangabe auf der Zeitachse ist willkürlich – 1920 entspricht dem Beginn des spin-down Experiments

Augenfällig ist die ausgeprägte Saisonalität des NECC (genauer gesagt: des NECC/NEUC-Regimes, das, auf Basis der bisherigen integralen Eulerschen Darstellungen, nicht isoliert betrachtet werden kann). In der jeweils zweiten Jahreshälfte etabliert sich der ostwärts setzende „NECC“ auf einer breiten Front zwischen ca. 4° N und 10° N. Ab September erfolgt eine Separation in zwei Strombänder, die sich beide im weiteren Verlauf nach Norden verlagern. Der südliche Ast des NECC dominiert mit (vertikal gemittelten!) Spitzengeschwindigkeiten von über 70 cm/s und überlebt den weitaus schwächeren nördlichen Ausläufer bis Ende März. Dabei verlagert ersterer seinen Kern von 4° N auf 8° N. Im Frühling beherrscht schließlich ein breiter, wenn auch schwacher westwärtiger NECC diesen Bereich. Diese „Doppelbandstruktur“ und der damit verbundene Jahresgang des NECC stehen in guter Übereinstimmung mit Beobachtungen (siehe z. B. DIDDEN & SCHOTT, 1992) und früheren Kieler CME-Analysen auf Basis von Floatsimulationen (KRÖGER, 1996).

Das spin-down Experiment NOWIND, bei dem der Windantrieb abgeschaltet und das Modell nur noch durch Dichteflüsse an der Oberfläche und Anpassung im offenen Randbereich thermohalin angetrieben wurde, zeigt, dass das Modell auf kurzer Zeitskala ($O[1 \text{ Jahr}]$) mit einem nahezu völligen Zusammenbruch des oberflächennahen Zonalstromsystems antwortet. Lediglich über dem Kontinentalabhang vor Brasilien bleibt ein Residuum des Randstroms, der oberflächennächste Anteil des NBC/NBUC-Regimes, der der thermohalinen Komponente zugeordnet werden muss und zum interhemisphärischen Transport südatlantischen Wassers beiträgt. Die Modellantwort auf das Abschalten des Windantriebs stellt ein zu erwartendes Ergebnis dar. Bemerkenswert ist in diesem Zusammenhang, dass der wesentliche Anteil des oberflächennahen, westwärtigen Randstroms bei 40° W ($O[100 \text{ cm/s}]$) offenbar dem Beitrag des zonalen SEC zuzuordnen ist und die thermohaline Komponente in diesem Niveau mit Geschwindigkeiten der Größenordnung $O[10 \text{ cm/s}]$ nur eine untergeordnete Rolle zu spielen scheint. Bei 44° W , unmittelbar südlich des Äquators, etabliert sich im Modell – in guter Übereinstimmung mit Beobachtungen (SCHOTT ET AL., 1998) – schließlich der NBC als ein oberflächen-intensivierter Randstrom aus der Superposition des NBUC und des SEC, was hier nicht explizit gezeigt wird.

4.1.3 NBC-Retrofektion und -Eddies

Der Jahresgang des NECC (Abb. 4.5 (oben)) ist Bestandteil eines der wesentlichen Aspekte des Strömungsregimes im Warmwasserbereich des tropischen Atlantiks: die asymmetrische Verteilung der saisonalen Variabilität auf die Nord- und Südhemisphäre – mit geringen Amplituden im Süden und signifikant höheren Signalen nördlich des Äquators (siehe z. B. SCHOTT ET AL., 1998).

Kombinierte, wiederholt durchgeführte Strömungsmessungen unmittelbar am Äquator bei 44° W (SCHOTT ET AL., 1993, 1998) deuten auf einen oberflächenintensivierten NBC hin, der bei einem mittleren Transport von mehr als 34 Sv in den oberen 1000 Metern (24 Sv bis 300 m Tiefe) einen schwachen Jahresgang mit weniger als 10 % des Mittelwerts aufweist. Im Gegensatz zu den Beobachtungen in Äquatornähe berichten JOHNS ET AL. (1998) von einem ausgeprägten Jahresgang im NBC-Transport bei ca. 4° N (zwischen 0 m und 800 m Tiefe) mit einem Minimum von 13 Sv in den Monaten April und Mai und einem Maximum von 36 Sv im Juli und August. In Abb. 4.6 ist das beobachtete, unterschiedliche jahreszeitliche Transportverhalten des NBC über die Schnitte bei 44° W und 4° N gegenübergestellt.

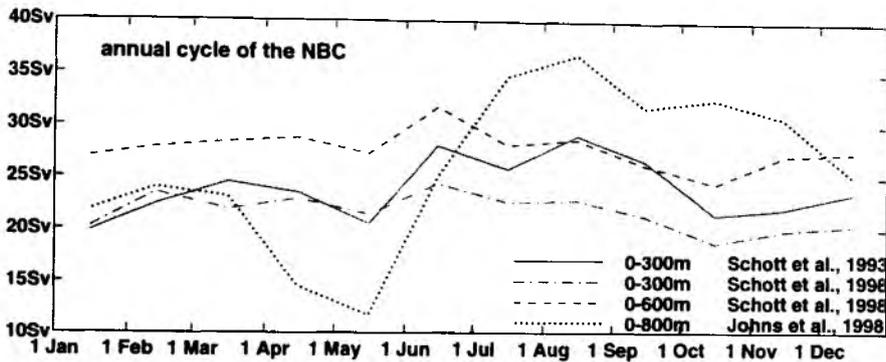


Abbildung 4.6: Zeitserie von beobachteten, monatlich gemittelten Transporten vor Brasilien: (gepunktete Kurve) bei 4° N bis 5° N, (alle anderen Kurven) bei 44° W; (aus SCHOTT ET AL., 1998)

Das Modell reproduziert den bemerkenswerten Unterschied in der Ausprägung des Jahresgangs im nordwestwärtigen NBC-Transport (Abb. 4.7). Die langjährige Zeitreihe der Transporte bei 4° N, bei der Intervalle von jeweils einem Jahresgang übereinander gelegt und anschließend gemittelt wurden (zwecks Optimierung des Signal/Rausch-Verhältnisses), zeigt wie die Beobachtungen einen relativ schwachen Transport in der ersten Jahreshälfte, der im Modell im März sogar nach Süden gerichtet ist; im Sommer und Herbst werden hingegen maximale nordwärtige Transportraten mit zum Teil über 30 Sv erreicht (August und Dezember). Ein entsprechender Jahresgang ist bei 44° W nicht erkennbar. Die hochfrequenten, über die Jahre kohärenten Variabilitäten mit Perioden von ca. 45 Tagen bis 90 Tagen (bei 44° W bzw. 4° N), die sich in den übereinander gelegten Transportzeitreihen abzeichnen, weisen auf deterministische Wellenprozesse hin. Die mittleren, absoluten Transportraten, die im Modell mit 18.6 Sv (44° W) und 18.4 Sv (4° N) unter den jeweils beobachteten liegen (22.5 Sv bzw. 26 Sv), sollen hier nicht verglichen werden, da bei der Bestimmung der Modell-Transporte Gegenströmungen und mögliche Rezirkulationen in die Berechnung mit eingegangen sind (Netto-Transportraten).

Ein Zusammenhang der gezeigten Unterschiede in der Saisonalität im Verlauf des Randstroms mit der Retroreflektion des NBC in den NECC in der zweiten Jahreshälfte (siehe z. B. JOHNS ET AL., 1990) liegt nahe. Der NECC selbst weist im Modell (Abb. 4.5 (oben)) wie in Beobachtungen den deutlichsten Jahresgang im oberflächennahen tropischen Atlantik auf, mit maximalen ostwärtigen Transporten im Spätsommer und einer Stromumkehr nach Westen im Frühling (siehe z. B.

4.1. DAS ÄQUATORIALE STRÖMUNGSREGIME

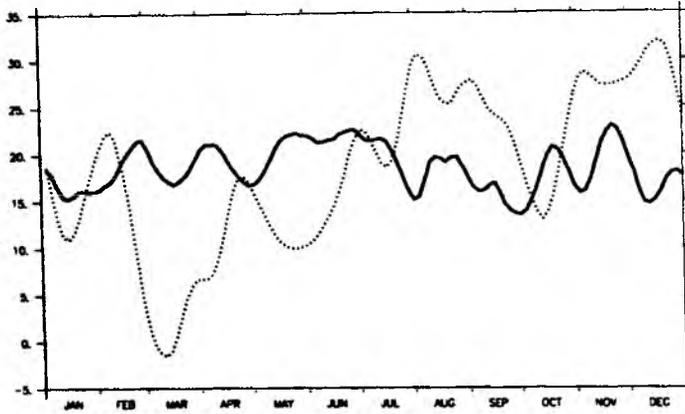


Abbildung 4.7: Jahresgang der Transporte im Modell auf einem ca. 4° breiten Streifen vor Brasilien (So): (gepunktet) nordwärts bei 4° N, 0 m bis 800 m und (durchgezogen) westwärts bei 44° W, 0 m bis 300 m

DIDDEN & SCHOTT, 1992). Die signifikante Kohärenz mit dem NBC-Zyklus könnte nun zu dem Schluss führen, dass die saisonale Variabilität auf 4° N ausschließlich Ausdruck einer variierenden Netto-Transportrate des ansonsten räumlich fixierten NBC-NECC Regimes ist. Allerdings wird einerseits der NECC aus weiteren Quellen gespeist, z. B. von Norden her aus dem Nordäquatorialen Strom (NEC) über den Guyana-Unterstrom (GUC), wie zunächst auf Basis von CME-Analysen postuliert (SCHOTT & BÖNING, 1991) und später durch Beobachtungen von WILSON ET AL. (1994) bestätigt wurde. Andererseits häufen sich die Indizien, wie auch im Weiteren gezeigt werden soll, dass die Retrofleksionszelle vor Brasilien bei weitem nicht mehr als ein lokal feststehender Bestandteil der Zirkulation betrachtet werden kann, sondern dass der ausgeprägte Jahresgang des NBC bei 4° N hauptsächlich durch die saisonale Migration der Retrofleksionszone verursacht sein dürfte, wie schon von SCHOTT ET AL. (1998) angemerkt wurde. Diese Tatsachen stellen obige Schlussfolgerung entschieden in Frage. Der Kenntnisstand über die Retrofleksionsereignisse vor Brasilien ist insbesondere im Hinblick auf ihr transientes Verhalten noch recht dürftig.

Mit Hilfe numerischer Modelle konnte bereits gezeigt werden, dass zum einen die quasi-stationäre und -saisonale Retrofleksionszelle vor Brasilien mit ihrem postulierten Zentrum bei etwa 5° N mit der permanenten Retrofleksion des NBC in den EUC in der Form eng verknüpft ist, dass sich erstere aus letzterer als eine ober-

flächenintensivierte Zelle etabliert, die (im CME-Modell) während des Jahres bis ca. 10° N nach Nordwesten wandert (KRÖGER, 1996). Zum anderen generiert diese Zelle – ebenfalls das ganze Jahr über – nordwestwärts wandernde antizyklonale Eddies, wie aus der Analyse von BARNIER ET AL. (2000) im Rahmen des DYNAMO-Projekts hervorgeht: DYNAMO-LEVEL und DYNAMO-SIGMA zeigen 6 Retrofleksionseddies pro Jahr. Dieses robuste Modellresultat steht in guter Übereinstimmung mit neuesten Analysen aus TOPEX/POSEIDON-Altimeterdaten von GONI & JOHNS (2000), die mit mehr als 5 Ringen pro Jahr deutlich über früheren Abschätzungen aus Beobachtungen und Modellvergleichen liegen (siehe z. B. DIDDEN & SCHOTT, 1993; RICHARDSON ET AL., 1994; FRATANTONI ET AL., 1995).

In **Abb. 4.8** ist eine Momentaufnahme des mittleren Strömungsfelds der oberen 100 m im regionalen Modell von Anfang September dargestellt. Das Modell reproduziert qualitativ sowie quantitativ die von DYNAMO prognostizierten und beobachteten Retrofleksionseddies. Diese dominieren in dieser Zeit des Jahres den nordwestwärtigen Transport entlang des südamerikanischen Kontinents in die Karibik. Drei Eddies haben den Antillenbogen bereits passiert. GONI & JOHNS (2000) schließen aus ihren Satellitendaten, dass nur jeder sechste beobachtete Ring durch die südlichen Passagen in die Karibik gelangt, die übrigen wandern vor Barbados weiter nach Norden (deren Trajektorien werden allerdings auch kaum weiter durch den Datensatz verfolgt). Die allem Anschein nach höhere Eindringrate der Eddies im Modell lässt sich u. a. mit der Darstellung der Inselgruppe der kleinen Antillen in der diskretisierten Topographie erklären, die aus numerischen Gründen geflutet ist (siehe **Abschnitt 2.2.1**).

Die Retrofleksion des NBC in den NECC bei ca. 5° N ist im vertikalen Mittel der oberen 100 m des Modell-Strömungsfelds in dieser Jahreszeit deutlich repräsentiert. Weniger klar erkennbar ist die Verbindung des NBC/NBUC-Regimes mit dem EUC, der intensive westwärtige SEC an der Oberfläche kaschiert in dieser Art der Darstellung den oberflächennahen Anteil der Retrofleksionszelle am Westrand, der sich z. B. in den simulierten Floats in **Abschnitt 2.3** jedoch deutlich abzeichnet (siehe **Abb. 2.2**). Der SEC dominiert die oberen 100 m der Wassersäule zu beiden Seiten des Äquators und lässt sich, wie der EUC und der NECC, als mehr oder weniger mäandrierender Zonalstrom bis in das Ostbecken (rück-) verfolgen.

Die Betrachtung momentaner Strömungsfelder über mehrere aufeinanderfolgende Jahre, die im regionalen Modell bei 54° W unmittelbar nördlich der wandernden Retrofleksionszelle durchgeführt wurde, führt auf relativ regelmäßig wiederkehrende Abschnürprozesse mit ca. 5 bzw. 6 Eddies pro Jahr – je nachdem, ob man je-

4.2. FLACHE SUBTROPISCH-TROPISCHE ZELLEN

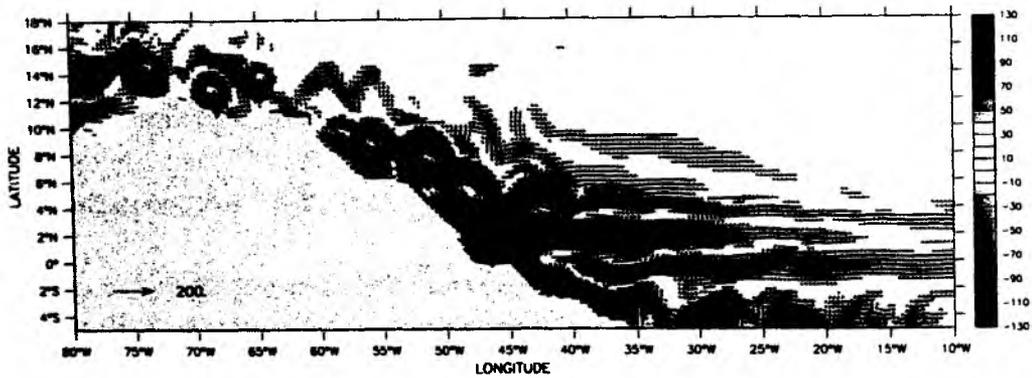


Abbildung 4.8: Momentaufnahme des Strömungsfelds im Referenzlauf, horizontale Geschwindigkeit Anfang September, vertikal über die oberen 100 m gemittelt: Vektoren auf zonaler Komponente mit $|\vec{v}| \geq 10 \text{ cm/s}$ sind dargestellt

weils zwei davon, die unmittelbar östlich vor 54° W in der zweiten Jahreshälfte zu einer Antizyklone verschmelzen, einzeln oder getrennt registriert. In **Abb. 4.9** ist dazu eine Zeitreihe des Absolutbetrags der Geschwindigkeit bei 54° W dargestellt. Der Generierungsprozess dieser Retrofleksionseddies ist nicht klar. BARNIER ET AL. (2000) favorisieren Scherungsinstabilität als mögliche Ursache und beziehen sich dabei auf die Analyse des lokalen Verhältnisses von potenzieller zu kinetischer Energie mesoskaliger Variabilität (EPE/EKE) in DYNAMO-LEVEL und DYNAMO-SIGMA (DYNAMO GROUP, 1997), die auf barokline Instabilitätsbedingungen u. a. im Randstrombereich vor Brasilien und im NECC hinweist.

Das regionale Modell ist in der Lage mit Hilfe relativ simpler aber offensichtlich sehr effektiver, von der Stabilität der Schichtung abhängiger, vertikaler Vermischungsansätze eine Zirkulation in der tropischen Warmwassersphäre aufzubauen, deren mittlere und saisonale Eigenschaften in guter Übereinstimmung mit Beobachtungsbefunden stehen. Auf einige wesentliche Elemente des äquatorialen Strömungssystems, die bisher nur skizziert wurden, wie z. B. der GUC in der Thermoklinen, wird im Folgenden noch näher eingegangen.

4.2 Flache subtropisch-tropische Zellen

Das klassische Beispiel für klimarelevante Interaktionen des gekoppelten Systems Ozean-Atmosphäre ist ENSO („El Niño Southern Oscillation“), die Korrelation der

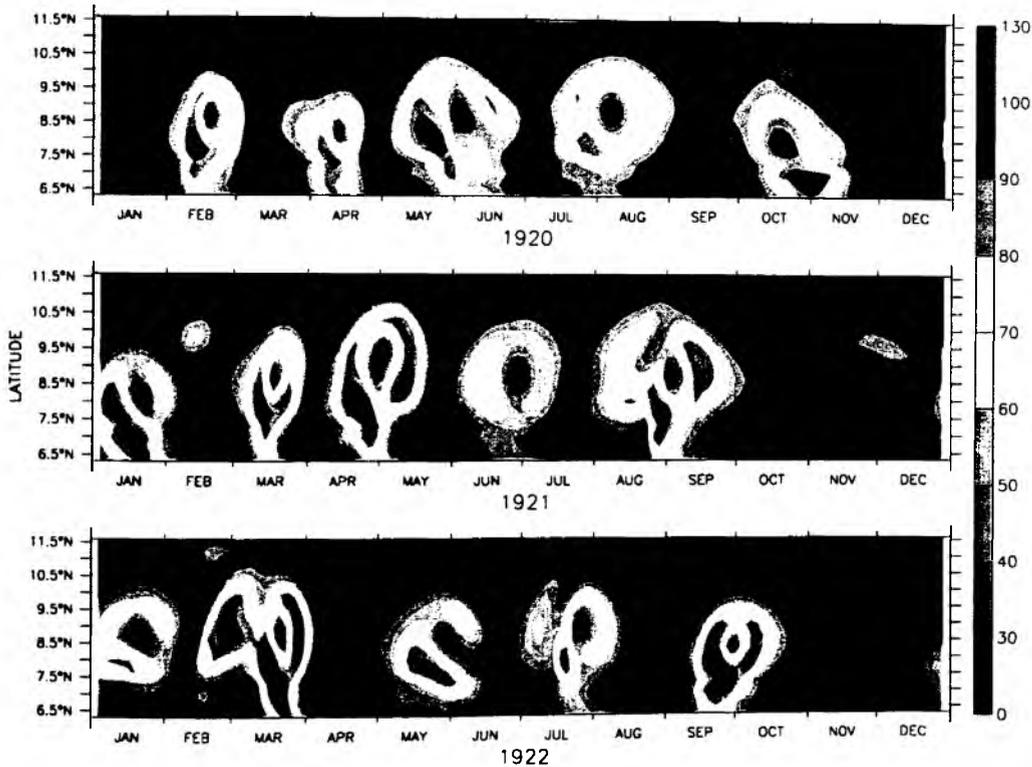


Abbildung 4.9: Retroflektionseddies: Absolutbetrag der Geschwindigkeit (cm/s) bei 54° W, dargestellt über drei Jahre im eingeschwungenen Referenzlauf; die Jahresangabe auf der Zeitachse ist willkürlich

„Luftdruckschaukel“ über den Osterinseln oder Tahiti und Darwin in Nordaustralien mit signifikanten Temperaturanomalien im Oberflächenbereich des tropischen Pazifiks (siehe dazu z. B. ARNTZ & FAHRBACH, 1991; PHILANDER, 1989). Dem natürlichen Mode dieses gekoppelten Systems mit Perioden von 3 bis 4 Jahren sind interdekadische Fluktuationen überlagert, die zu Irregularitäten der Oszillation führen und mit ozeanischem, subtropisch-tropischen Transfer langperiodischer Temperaturanomalien in der Thermoklinen in Zusammenhang gebracht werden (GU & PHILANDER, 1997). Dieser interdekadische Mechanismus, der z. B. für das Ausbleiben der Abkühlung der Oberflächentemperaturen im Anschluss an das „El Niño“-Ereignis 1991 im Ostpazifik vor Peru verantwortlich gemacht wird, wird auch für den Atlantik postuliert und könnte auch hier eine potenzielle Rolle für das Klima spielen (LAZAR ET AL., 2000).

4.2. FLACHE SUBTROPISCH-TROPISCHE ZELLEN

Einen entscheidenden Beitrag für das Verständnis der subtropisch-tropischen Interaktionen liefert das Konzept der „subtropischen Zelle“ (STC) von MCCREARY & LU (1994). Die Autoren kombinieren ein analytisches Modell mit numerischen Prozessstudien und erweitern den theoretischen Ansatz von PEDLOSKY (1987), der als erster einen Zusammenhang der Dynamik in der äquatorialen Thermokline mit der Theorie der ventilierten Sprungschicht von LUYTEN ET AL. (1982) herstellte. In der STC wird der äquatorwärtige Massenfluss in der subtropischen Thermokline durch einen polwärtigen Oberflächenfluss kompensiert. Geschlossen wird diese flache Zirkulationszelle durch Subduktion in den Subtropen und „Upwelling“ am Äquator. Die Abkürzung STC steht in der aktuellen Literatur mitunter auch für „Subtropical-Tropical Cell“ oder „Shallow Tropical-subtropical overturning Cell“.

In diesem Abschnitt soll zunächst der Frage nach der Ventilation der äquatorialen Thermokline im regionalen Modell nachgegangen werden, wobei insbesondere die Rolle der STC und weiterer, lokaler Umwälzzellen am Äquator, die potenziell an diesem Prozess beteiligt sein können, untersucht wird. Im Atlantik ist zudem der Zirkulation in den STC beider Hemisphären der nordwärtige Warmwassertransfer mit der tiefgreifenden meridionalen Umwälzzelle (MOC) überlagert. Welchen Effekt hat der obere Ast des „Conveyor Belts“ auf die jeweiligen Transporte und die zugehörigen Pfade in den STC?

4.2.1 Ventilation der äquatorialen Thermokline

Die Ventilation der äquatorialen Thermokline ist eng verknüpft mit der Frage nach den Quellen aus denen der EUC gespeist wird. Untersuchungen des pazifischen EUC in einem relativ simplen $3\frac{1}{2}$ - Schichten-Modell („Layer-Model“) von LU ET AL. (1998) haben gezeigt, dass neben den STC weitere Umwälzzellen zur Divergenz an der Oberfläche beitragen. Abgesehen von der dem Modell aufgezwungenen interozeanischen Zirkulation, bei der Zwischenwasser aus dem Süden in Oberflächen- und thermoklines Wasser transformiert wird und das Modellgebiet als Indonesischer Durchstrom verlässt, treten unmittelbar nördlich und südlich des Äquators flache tropische Zellen (TC) auf. Der wesentliche Anteil, der in dem Modell den EUC speist, ist jedoch ventilertes Wasser aus den STC. HAZELEGER ET AL. (2000) gehen auf Basis einer Analyse der zonal integrierten Wassermassen-Umwälzung im indo-pazifischen Bereich eines hochaufgelösten globalen Modells so weit zu sagen, dass ausschließlich die STC für die Ventilation der äquatorialen Thermokline im Pazifik verantwortlich seien, die TC spielten dabei überhaupt keine Rolle.

Um vor diesem Hintergrund einen ersten Eindruck der Verhältnisse im (modellierten) Atlantik zu gewinnen, ist in Abb. 4.10 das mittlere Overturning des Referenz-Experiments TR_REF (mit schichtungsabhängiger vertikaler Reibungsparametrisierung!) dargestellt, wobei der Fokus auf dem oberen Warmwasserbereich liegt. Entscheidend ist hierbei zunächst, dass es sich um die klassische Darstellung des zonal integrierten Volumen- bzw. Massentransports handelt: das Integral über das mittlere meridionale Strömungsfeld entlang kartesischer Koordinaten, also bezogen auf Modell-Level (Gleichung 3.1).

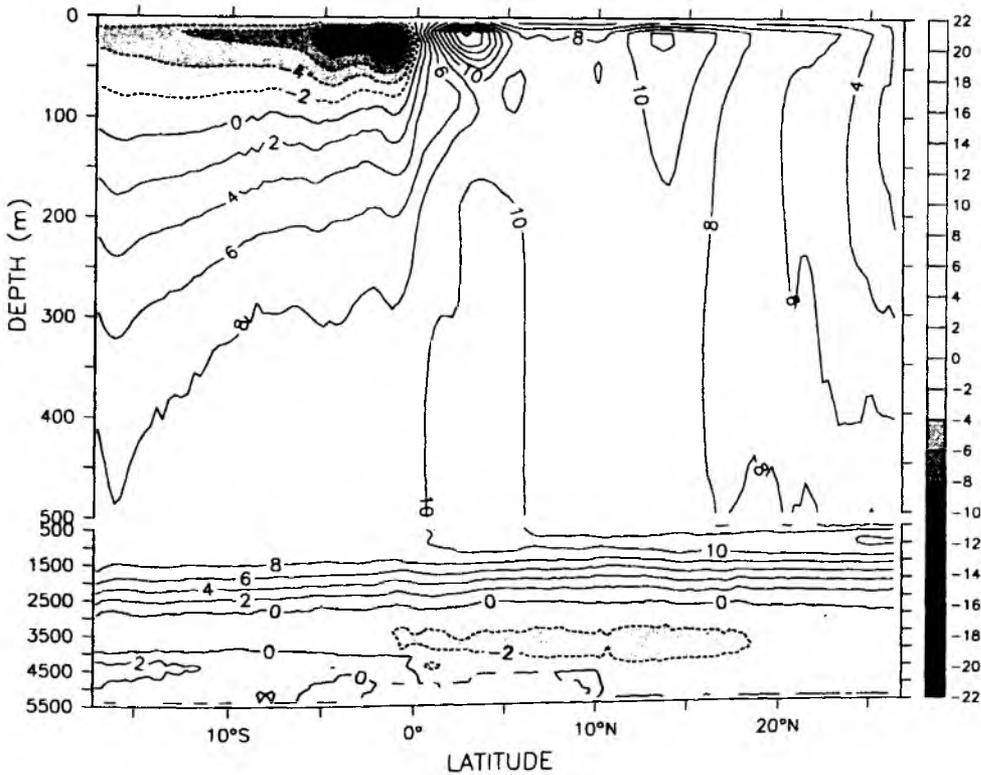


Abbildung 4.10: Mittleres Overturning des Referenzexperiments in kartesischen Koordinaten (Integration über Modell-Level)

Wie schon im Lauf mit konstanter vertikaler Viskosität werden am offenen Südrand des regionalen Modells mehr als 8 Sv mit der tiefgreifenden MOC umgewälzt (vergleiche Abb. 3.1 (c)). Dabei konzentriert sich der nordwärtige Einstrom auf die oberen 500 m, bei einer südwärtigen Kompensation unterhalb von ca. 1500 m. Im Tiefenbereich der oberen 100 m zeigt sich zwischen Südrand und Äquator eine um-

gekehrte Zirkulation, die als südliche STC interpretiert werden kann und mehr als 4 Sv aus den Subtropen in das äquatoriale Auftriebsgebiet transportiert. Eine entsprechende subtropisch-tropische Verbindung in der nördlichen Hemisphäre lässt sich hier nicht finden. Die äquatoriale Divergenz wird durch dominante lokale Zellen erheblich verstärkt, die sich auf etwa 5° S bis 5° N und die oberen 50 m beschränken und die südliche und die nördliche TC im Modell darstellen. Im Kern dieser Zellen werden maximale Umwälzraten von über 12 Sv im Süden bzw. über 20 Sv im Norden (bei ca. 2° S bzw. ca. 3° N) erreicht.

Um zu klären, ob die TC einen entscheidenden Beitrag für die Ventilation des EUC leisten und somit Dichteflüsse mit ihrer Umwälzung in Zusammenhang gebracht werden können oder ob sie ein Artefakt dieser Modell-Diagnostik sind (HAZELEGER ET AL., 2000), wird eine alternative Integrationsmethode gewählt, bei der die Transporte innerhalb von Isopyknen (hier σ_θ) gemäß

$$\phi(\varphi, \sigma_\theta) = \int a \cos(\varphi) d\lambda \int_{h(\lambda, \varphi, \sigma_\theta)}^0 v(\lambda, \varphi, z') dz' \quad (4.1)$$

bestimmt werden und die somit unmittelbar Einsicht in diapycnische Transportprozesse gestattet. Formal setzt dies allerdings stationäre Verhältnisse voraus (siehe z. B. DOÖS & WEBB, 1994; WILLEBRAND ET AL., 2001) oder aber eine explizite Berücksichtigung der fluktuierenden Anteile der verwendeten Modellgrößen σ_θ und v , wie in der folgenden Diskussion gezeigt werden soll.

In **Abb. 4.11 (oben)** ist zunächst der über die Niveaus des mittleren Dichtefelds akkumulierte mittlere Transport dargestellt ($\overline{v h_\sigma}$). Der Operator ($\overline{\quad}$) bezeichnet dabei die zeitliche Mittelung der Felder. Um zusätzlich den Effekt der Variabilität im Modell zu berücksichtigen – in diesem Fall saisonale Fluktuationen und hochfrequenterer Wirbel- und Wellenprozesse – wird in einem zweiten Schritt der isopycnische Transport zu jedem Zeitpunkt bestimmt und anschließend gemittelt ($\overline{v h_\sigma}$; **Abb. 4.11 (unten)**). HAZELEGER ET AL. (2000) bezeichnen das Resultat letzterer Integration, bei der die Beiträge der Eddies ($\overline{v' h'_\sigma}$) berücksichtigt werden, als eine „Lagrangesche mittlere Zirkulation“. Hierbei sei darauf hingewiesen, dass diese Art der Bestimmung zeitabhängiger Transporte nach wie vor den Charakter einer Eulerschen Betrachtungsweise hat und sich deutlich von der Methode der Floatsimulationen im Modell, der Integration transportbehafteter Teilchen in Raum und Zeit (siehe **Abschnitt 2.3.4**) unterscheidet, und es sich daher um eine eher unglückliche Begriffsbildung handelt.

Betrachtet man zunächst den Beitrag der mittleren Zirkulation **Abb. 4.11 (oben)**, der letztlich eine Projektion der mittleren Transportverhältnisse auf die (mittle-

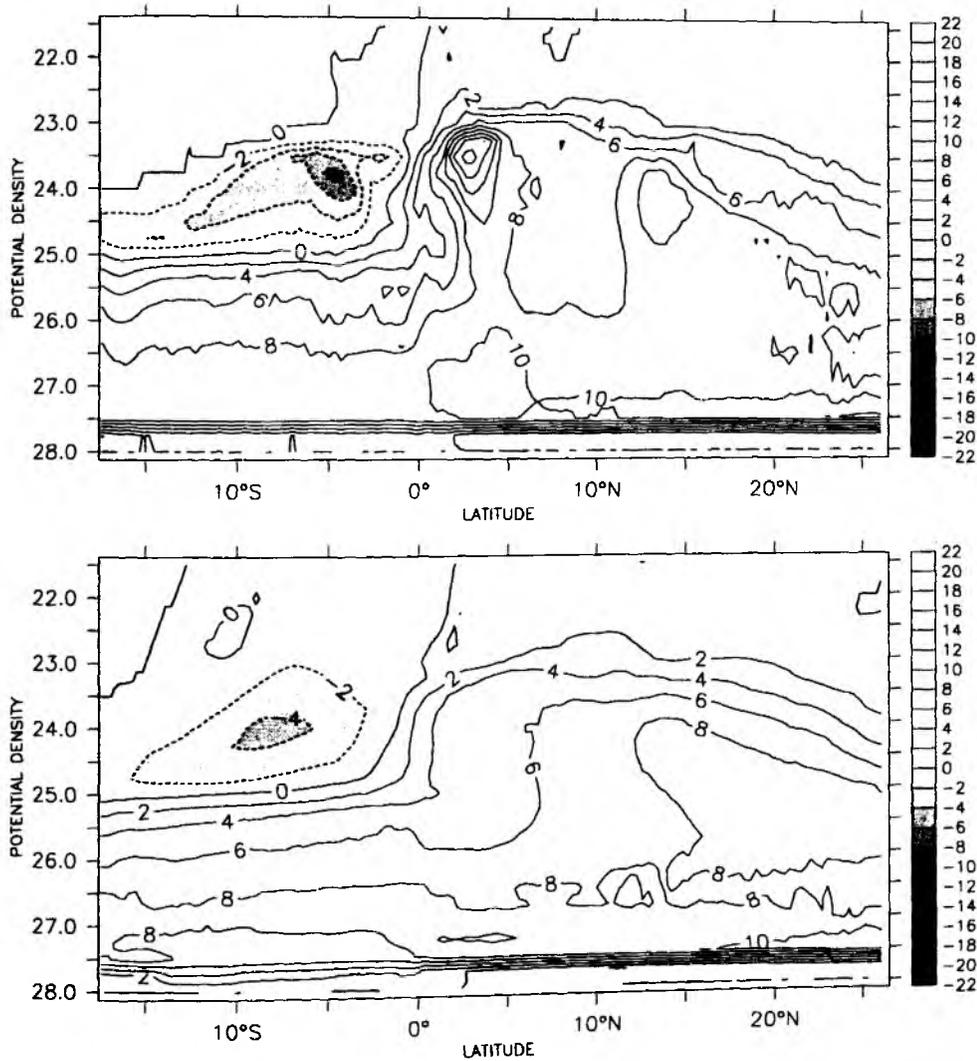


Abbildung 4.11: Mittleres Overturning des Referenzexperiments in Einheiten potenzieller Dichte σ_θ (Integration entlang Isopyknen): (oben) $\bar{\sigma}_\theta$, (unten) \bar{h}_θ

re) Dichtekoordinate darstellt, erkennt man eine moderate Abschwächung der Umwälz-Extrema in den TC um jeweils ca. 4 Sv. Die Zirkulation in der südlichen STC bleibt in dieser Art der Darstellung erhalten, wobei nun erkennbar wird, dass ein Teil der in die äquatoriale Thermokline isopyknisch rezirkulierenden Wassermassen die erforderliche Dichte bereits innerhalb des Modellgebiets (zwischen Südrand und et-

wa 12° S) erreicht. Die Umwälzrate in der MOC bleibt ebenfalls erhalten, mit über 12 Sv in der Nähe des Nordrands und mehr als 8 Sv an der südlichen Modellgrenze.

Der Übergang zur Integration des totalen Dichtetransports offenbart schließlich den enormen Effekt der Wirbel und anderer Fluktuationen auf die TC – sie verschwinden vollständig (Abb. 4.11 (unten)). In der südlichen STC, für die sich im Modell nach wie vor kein Pendant in der Nordhemisphäre finden lässt, zirkulieren weiterhin mehr als 4 Sv. Die andere thermohaline Zelle, die in allen Darstellungen der integralen Transporte qualitativ und quantitativ Bestand hat, ist die tiefgreifende MOC. Die Betrachtung der Transporte in Dichtekoordinaten macht deutlich, dass der gesamte, nordwärtige Warmwassertransfer in der MOC mit einer Transformation der beteiligten Wassermassen in ein anderes Dichteniveau einhergeht, bevor diese den Nordrand des Modells mit $\sigma_\theta \leq 25$ passieren. Der Einstrom der MOC im Süden erfolgt im Bereich von etwa $25 \leq \sigma_\theta \leq 26.4$. Die wesentlichen Transformationsprozesse vollziehen sich zwischen Äquator und ca. 15° N und führen lokal (mit $\sigma_\theta \leq 24$) auf sehr geringe Dichten.

Die hier durchgeführte Analyse der Umwälzprozesse ist eng verknüpft mit der Frage nach dem Wärmetransport im Modell und der Bedeutung der Wirbel für diese nicht-lineare Größe. Um eine Analogie zu den betrachteten Dichtetransporten herzustellen, erscheint es sinnvoll, den mittleren meridionalen Wärmetransport in Beiträge durch die mittlere Zirkulation ($\overline{v\theta}$) und die Fluktuationen ($\overline{v'\theta'}$) aufzuspalten:

$$H = \rho_0 C_p \iint_{-D(\lambda)}^0 \overline{v\theta} dz a \cos(\varphi) d\lambda \quad \text{mit: } \overline{v\theta} = \overline{v\theta} + \overline{v'\theta'} \quad (4.2)$$

Dabei ist ρ_0 eine konstante Referenzdichte, C_p die spezifische Wärme bei konstantem Druck, D die Wassertiefe und a der Erdradius, v und θ sind die Modellvariablen für die meridionale Geschwindigkeitskomponente und die potenzielle Temperatur. Der Beitrag der diffusiven Flüsse zum Wärmetransport, der im gesamten Gebiet des regionalen Modells, abgesehen von jeweils einem schmalen Streifen (ca. 1°) vor dem offenen Nord- bzw. Südrand, in der Größenordnung $O[10^{-3} \text{ PW}]$ liegt, ist generell vernachlässigbar und nicht in Gleichung 4.2 enthalten (siehe dazu auch BÖNING & HERRMANN, 1994). In Abb. 4.12 ist der mittlere meridionale Wärmetransport und die Separation in die Anteile der Fluktuationen und der mittleren Zirkulation für den Referenzlauf dargestellt.

Der gesamte mittlere Wärmetransport lässt sich im regionalen Modellgebiet in drei Bereiche unterteilen, wobei zwei davon die Süd- bzw. Nordhemisphäre von den Randzonen bis jeweils ca. 5° vor den Äquator darstellen, in denen der Wärmetransport nahezu konstant ist. Dazu kommt das äquatoriale Auftriebsgebiet, in

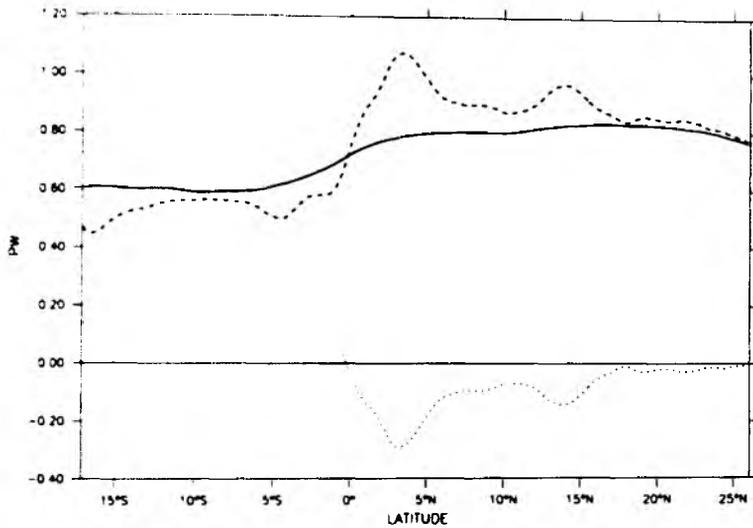


Abbildung 4.12: Mittlerer meridionaler Wärmetransport im Referenzlauf: (durchgezogen) Gesamttransport ($\overline{v\theta}$), (gestrichelt) Anteil der mittleren Zirkulation ($\overline{v\bar{\theta}}$), (gepunktet) Anteil der turbulenten Flüsse ($\overline{v'\theta'}$)

dem sich der Transport von etwa 0.6 PW auf 0.8 PW erhöht. Ein Vergleich mit einer Gegenüberstellung der Wärmetransporte der DYNAMO-Modelle mit Abschätzungen aus Beobachtungen (MACDONALD, 1998), die erstmals von DYNAMO GROUP (1997) veröffentlicht wurde, zeigt, dass das regionale Modell zwar höhere Werte als DYNAMO-LEVEL – insbesondere im südlichen Randbereich – aufweist, diese jedoch nach wie vor deutlich unter den beobachteten und denen der anderen DYNAMO-Modelle liegen (Abb. 4.13). Der relativ schwache mittlere Wärmetransport im regionalen Modell dürfte primär mit dem ebenso relativ schwachen Overturning in der MOC zusammenhängen, die relativ großen Werte vor dem Südrand mit Details in der Formulierung der Randbedingung, wie weitere Analysen im Rahmen von DYNAMO gezeigt haben (DYNAMO GROUP, 1997).

Durch zwei Effekte des Wirbelfelds kann nun der mittlere Wärmetransport beeinflusst werden. Zum einen durch den direkten Beitrag der turbulenten Flüsse $\overline{v'\theta'}$ und zum anderen durch die vom Wirbelfeld induzierte Änderung der mittleren Zirkulation, die sich in $\overline{v\bar{\theta}}$ niederschlägt. Die turbulenten Flüsse sind im gesamten Gebiet des regionalen Modells generell äquatorwärts gerichtet, was u. a. in guter Übereinstimmung mit früheren CME-Analysen (siehe z. B. BECKMANN ET AL., 1994) steht. Das Signal oder auch dem globalen Modell von SEMTNER & CHERVIN (1992) steht. Das Signal

4.2. FLACHE SUBTROPISCH-TROPISCHE ZELLEN

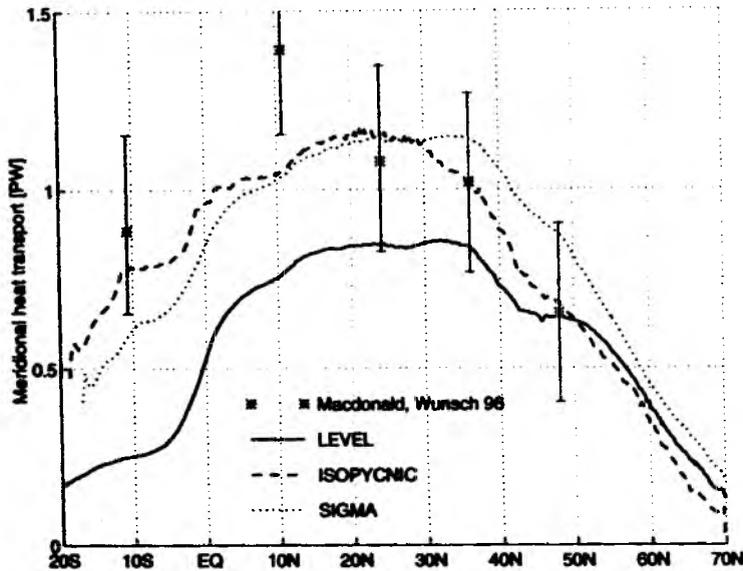


Abbildung 4.13: Mittlerer meridionaler Wärmetransport der Modelle des DYNAMO-Projekts und Abschätzungen aus Beobachtungen (MACDONALD, 1998); die Abbildung stammt aus DYNAMO GROUP (1997)

dieses direkten Beitrags des Wirbelfelds ist im äquatorialen Atlantik am stärksten ausgeprägt und weist in der Nähe von 5° N sein Maximum auf, dass (zumindest teilweise) mit der kräftigen Saisonalität des NECC-Regimes in Zusammenhang gebracht wird (BÖNING & BRYAN, 1996). Konnte noch mit idealisierten Modellstudien im tropischen und subtropischen Nordatlantik durch Variation der Gitterauflösung und somit der vorhandenen Wirbelenergie gezeigt werden, dass die turbulenten Flüsse durch den Effekt der durch das Wirbelfeld induzierten mittleren Zirkulation auf den Wärmetransport – unabhängig von der Intensität der Variabilität – nahezu kompensiert werden (siehe z. B. BÖNING & BUDICH, 1992), lässt ein komplexes Zirkulationsmodell wie das hier verwendete eine systematische Extraktion des Nettoeffekts der Wirbel nicht zu. Der Wärmetransport im Modell ist in erheblichem Maße von der diesbezüglichen Effektivität der Randzonen abhängig, die wiederum mit der Auflösung des Modells variiert, wie z. B. von BÖNING (1992) demonstriert wurde.

Ungeachtet dessen, wie stark nun der Nettoeffekt des Wirbelfelds auf den totalen Wärmetransport ausfällt, lässt sich aus Abb. 4.12 deutlich ablesen, dass die äquatorwärtigen, turbulenten Wirbelflüsse ($\overline{v'\theta'}$) die generelle Tendenz aufweisen,



der ausgeprägten Divergenz des Wärmetransportanteils der mittleren Zirkulation ($\bar{v}\bar{\theta}$) am Äquator entgegen zu wirken. Dieser Sachverhalt kommt analog in dem Verschwinden der TC in der Darstellung der zeitabhängigen Dichtetransporte in **Abb. 4.11 (unten)** zum Ausdruck. Die enorme mittlere Wassermassen-Umwälzung, die in den TC der klassischen, über Geopotenzialflächen akkumulierten Stromfunktion des zonal integrierten Volumentransports (**Abb. 4.10**) deutlich wird, ist ohne Bedeutung für diapyknische Transportprozesse und somit für die Ventilation der äquatorialen Thermokline.

4.2.2 Subtropisch-tropische Transportwege

Die bisherigen Betrachtungen liefern keinen Aufschluss über die Wege, die das ventilierte Wasser aus den Subtropen im Detail nimmt, bevor es in den EUC einspeist. Außerdem kann aus der fehlenden nördlichen STC in den verschiedenen integralen Darstellungen der Overturning-Stromfunktion (**Abb. 4.10, 4.11**) nicht geschlossen werden, dass es keine atlantische Subtropen-Tropen-Verbindung in der Nordhemisphäre gibt. Sowohl Beobachtungen als auch frühere Modellresultate deuten darauf hin, dass es neben dem thermoklinen Anteil des südhemisphärischen NBC/NBUC-Regimes, der den hauptsächlichen Versorgungsast des EUC darstellt, ein von Norden kommendes Pendant dieses Unterstroms im westlichen Randstrombereich gibt, den Guyana-Unterstrom (GUC), der zumindest zeitweise einen Beitrag liefert (siehe z. B. SCHOTT & BÖNING, 1991; SCHOTT ET AL., 1998).

Erste Einblicke in die relative Bedeutung der südlichen und möglichen nördlichen Versorgung der äquatorialen Auftriebsregion in der Thermokline gibt der künstliche Modell-Tracer „Alter“ – der einmal bei 18° S und einmal bei 18° N auf bzw. vor der jeweiligen Randzone in das Modellgebiet eingebracht wurde. In **Abb. 4.14** sind die mittleren Verteilungen der in den unterschiedlichen Hemisphären initialisierten Tracer bei 25° W für das Modelljahr 15 gegenübergestellt. Nahezu der gesamte Schnitt über dem Äquator (12° S bis mindestens 12° N) des dargestellten Tiefenbereichs (0 m bis 350 m) wird vom Alterstracer aus dem Süden dominiert (**Abb. 4.14 (oben)**). Wassermassen südatlantischen Ursprungs (18° S) erreichen im mittleren und unteren Niveau der Thermokline (gekennzeichnet durch $\sigma_\theta = 25, 25.5$) den EUC auf einer Zeitskala von weniger als vier Jahren. Dieses Wasser ist bei 25° W und ca. $\sigma_\theta = 25.5$ auf die untere Flanke des ostwärtigen Strahlstroms konzentriert, der in etwa 50 m Tiefe sein Geschwindigkeitsmaximum mit über 80 cm/s aufweist, und deutet zum einen auf vorherrschende advective Transportprozesse hin und zum an-

4.2. FLACHE SUBTROPISCH-TROPISCHE ZELLEN

deren auf einen Umweg über das NBUC/NBC-Regime am westlichen Rand (siehe auch Abb. 2.4).

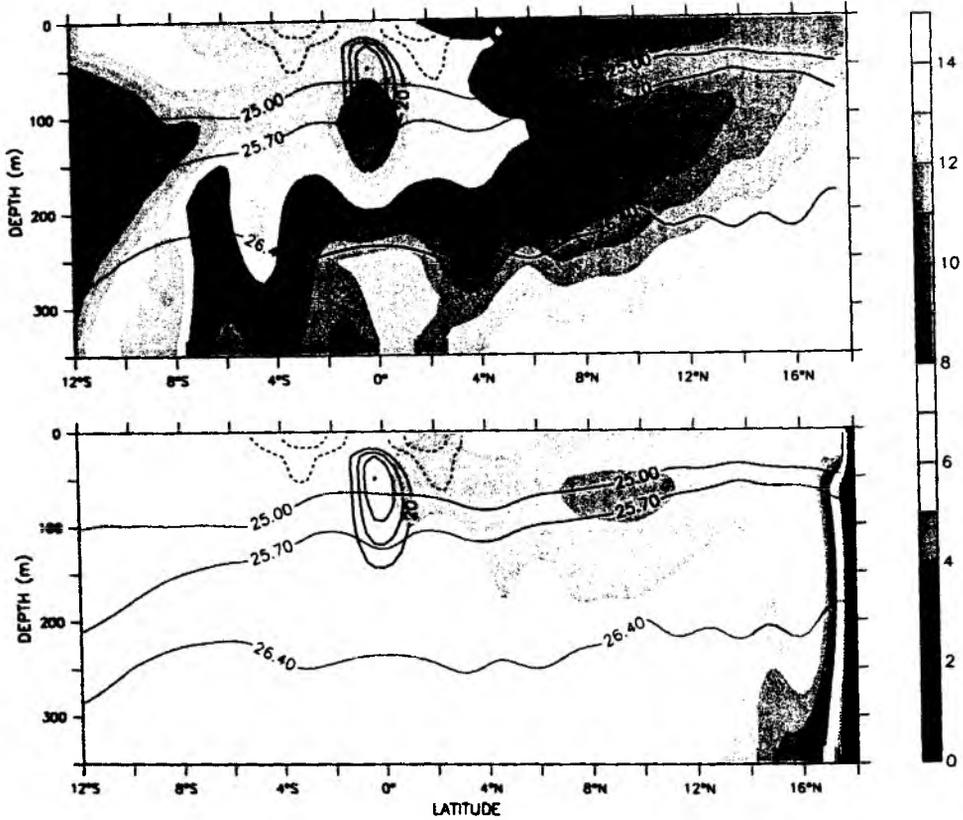


Abbildung 4.14: mittlere Verteilung bei 25° W: (koloriert) Tracer „Alter“ im Referenzlauf, (schwarze Konturlinien) zonale Geschwindigkeit [cm/s] (-40, -20, 20, 40, 60, 80), (blaue Konturlinien) σ_θ (25, 25.5, 26); Initialisierung bei (oben) 18° S und (unten) 18° N

Das markierte Wasser aus dem Quell-Bereich bei 18° N (Abb. 4.14 (unten)) indiziert (auf der Zeitskala der Integration) zunächst weder eine erkennbare Versorgung des EUC aus dem Norden noch eine Verbindung des nördlichen subtropischen Wassers im thermoklinen und subthermoklinen Bereich mit der Südhemisphäre überhaupt. Hierbei muss allerdings noch genauer überprüft werden, wie die Verhältnisse westlich von 25° W insbesondere im Randstrombereich sind und welche Bedeutung dem lokalen, wenn auch relativ schwach ausgeprägten Tracersignal bei ca. 9° N, 25° W im Tiefenbereich der Thermokline zukommt.

Motiviert durch die Verteilung der Tracer bei 25° W und die Lage der Isopyknen, wird in **Abb. 4.15** die horizontale Ausbreitung des nördlichen und südlichen Alters auf $\sigma_\theta = 25.5$ verglichen. Hier wird deutlich, dass die Versorgung des EUC im Wesentlichen aus den extratropischen Regionen des Südatlantiks über das NBUC/NBC-Regime erfolgen muss, was in guter Übereinstimmung mit zahlreichen Beobachtungsbefunden steht (z. B. METCALF & STALCUP, 1967; WILSON ET AL., 1994; SCHOTT ET AL., 1998). Die Verteilung des Alters von 18° N lässt keinen Schluss auf einen entsprechenden südwardigen westlichen Randstrom im betrachteten Niveau in der Nordhemisphäre zu, deutet aber eine gewisse Rolle für die Versorgung des zonalen Gegenstromsystems in der Nordhemisphäre an.

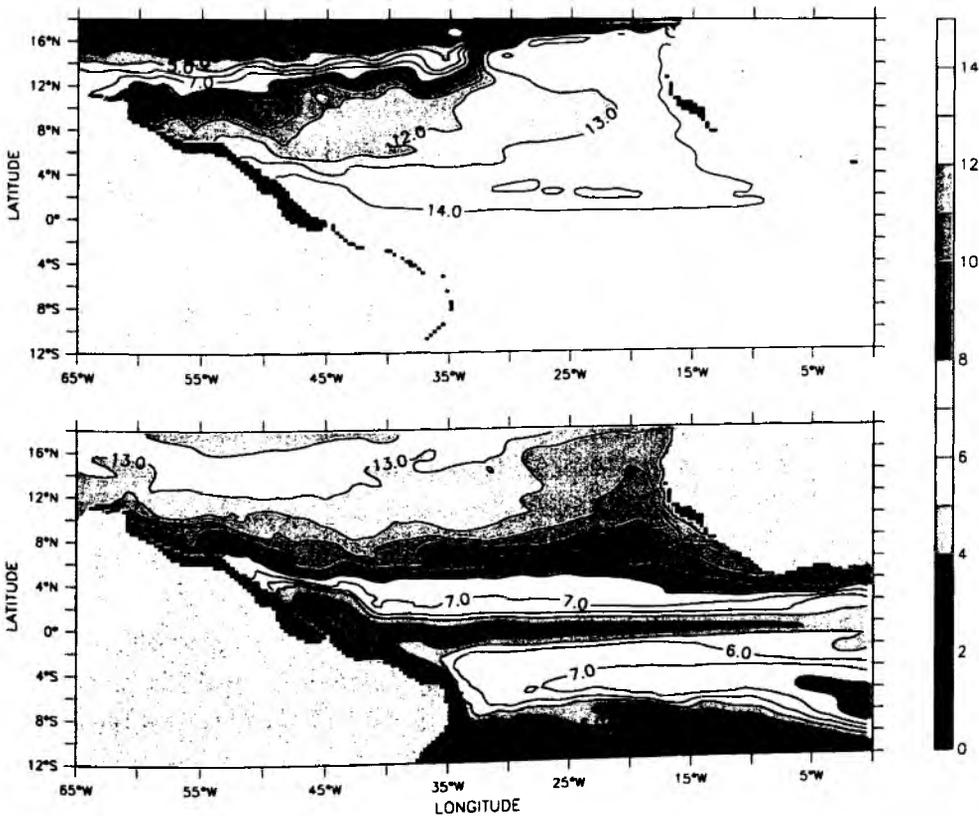


Abbildung 4.15: mittlere Verteilung (Jahr 15) von Alter im Referenzlauf auf $\sigma_\theta = 25.5$: Initialisierung bei (oben) 18° N und (unten) 18° S

Eine exemplarische Float-Simulation im Modell, die im Winter im südöstlichen, westwärts setzenden Zweig des Subtropenwirbels (etwa im mittleren Kern des NEC

bei 25° W) initialisiert wurde, bestätigt das integrale Bild der Altersverteilung dahingehend, dass sich im Bahnverlauf der Floats, die den Subtropenwirbel verlassen und nicht ihren Weg über die Karibik nach Nordwesten fortsetzen, kein GUC vor der Nordostküste Südamerikas abzeichnet (Abb. 4.16). Stattdessen deuten die Trajektorien auf eine Verbindung der thermoklinen, subtropischen Wassermassen zum Äquator über das Ostbecken hin. Ein erheblicher Anteil der Floats im NEC rezirkuliert dabei auf einer breiten Front bei ca. 10° N bis 12° N und 50° W bis 20° W in den NECC, setzt ostwärts und treibt auf seinem Weg bis vor die Küste Afrikas bei etwa 8° N auf. An die Oberfläche gelangt, erfährt der Zonalstrom eine Bifurkation in eine nordwestwärtige Ekmandrift auf der einen Seite und südostwärtigen Randstromtransport auf der anderen Seite. Einige Floats gelangen schließlich bei ca. 0° W im Bereich der äquatorialen Divergenz über südwestwärtige Ekmandrift in die Südhemisphäre. Weitere Integrationen, die ebenfalls bei 25° W im thermoklinen Niveau des Subtropenwirbels sukzessive mit monatlichem Abstand über ein Jahr verteilt initialisiert wurden, liefern das (qualitativ) gleiche Bild über die Strömungsverhältnisse in der extratropischen und äquatorialen Region des Nordatlantiks und lassen somit nicht auf eine saisonale Abhängigkeit der Ausbreitungswege der verfolgten Wassermassen schließen.

Die Untersuchungen der subtropisch-tropischen Interaktionen und der damit verbundenen Transportpfade mit Fokus auf den Pazifischen Ozean führten in den letzten Jahren zu teilweise widersprüchlichen Aussagen – insbesondere bezüglich der Versorgung der äquatorialen Auftriebsregion aus dem Norden. Analytische sowie mehr oder weniger idealisierte Layer-Modelle auf der einen Seite fordern hierbei (vor dem Hintergrund der potenziellen Vorticity als Erhaltungsgröße) eine südöstlich des Subtropenwirbels lokalisierte Schattenzone bzw. „potenzielle Vorticity-Barriere“, die sich aufgrund erhöhten Upwellings in der Ekman-schicht in Verbindung mit der intertropischen Konvergenzzone (ITCZ) ausbildet und die einen direkten, äquatorwärtigen Transport der STC in der Thermokline im Ozeaninneren der Nordhemisphäre unterdrückt. Stattdessen gelangt das ventilierte Wasser in diesen Modellen zunächst mit dem NEC nördlich der ITCZ bis an den südamerikanischen Kontinent, um anschließend als westlicher Randstrom bis zum EUC vorzudringen (z. B. PEDLOSKY, 1987; MCCREARY & LU, 1994; LU & MCCREARY, 1995). Auf der anderen Seite zeigt sich in zahlreichen komplexeren Modellen der großräumigen Zirkulation ein wesentlicher Versorgungsanteil des EUC im Ozeaninneren (z. B. LIU ET AL., 1994; BLANKE & RAYNAUD, 1997; ROTHSTEIN ET AL., 1998), der mit Befun-

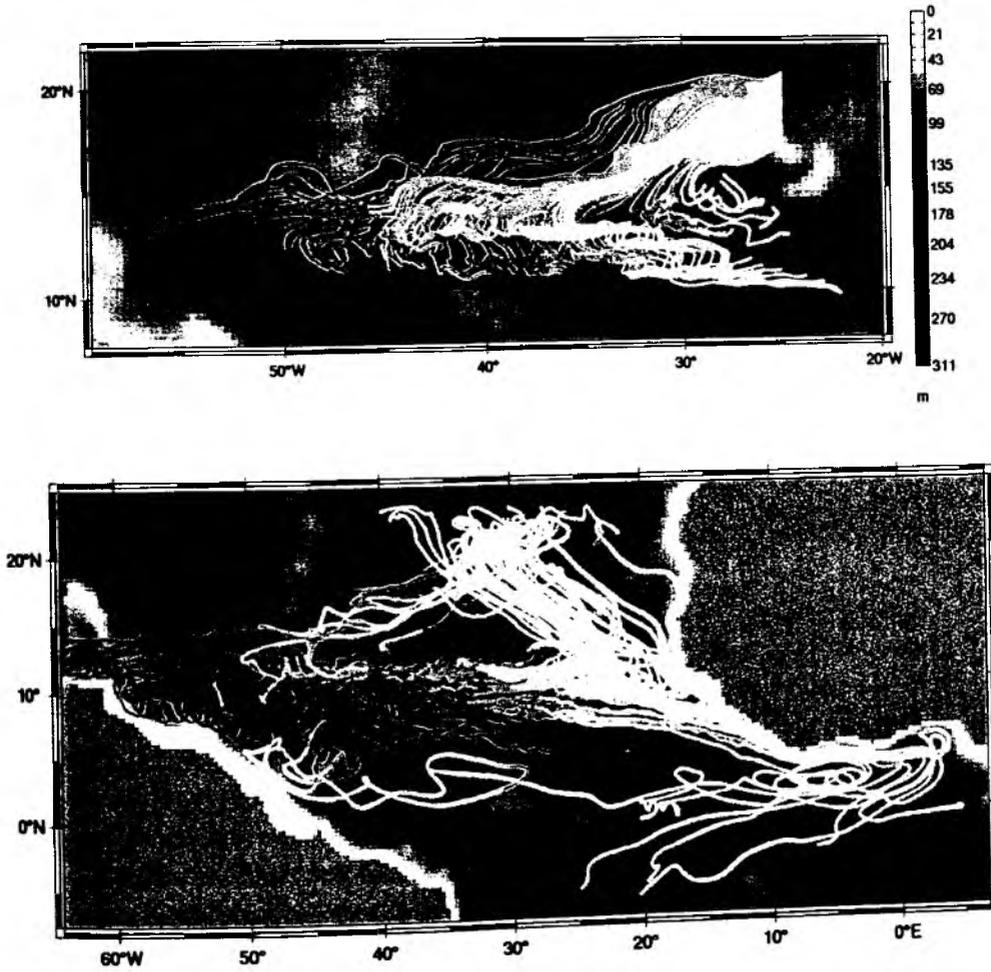


Abbildung 4.16: Floatsimulation im NEC; Initialisierung im Winter bei 25° W, 17° N bis 20° N, in 50 m bis 60 m Tiefe; Integrationsdauer: 5 Jahre, wobei (oben) die erste Hälfte und (unten) die zweite Hälfte des Zeitraums der Simulation aus Gründen der Übersichtlichkeit separat dargestellt sind; Farbskala: vertikale Trajektorienposition [m]

den aus beobachteten Tracerverteilungen in Einklang steht (z. B. FINE ET AL., 1987; JOHNSON & MCPHADEN, 1999).

Die Frage nach den Transportwegen der ventilierten Wassermassen im Pazifik führte zu dem Konzept der „subduction windows“ (LIU ET AL., 1994) – verschiedene Fenster im Subtropenwirbel, bei denen sich nach erfolgter Subduktion Rezirkulation nach Nordwesten („recirculation window“) oder äquatorwärtige Advektion

im westlichen Randstrom („western boundary exchange window“) oder im Inneren („eastern interior exchange window“) anschließt. Mögliche Ursachen für die unterschiedliche Bedeutung der exchange windows in den angesprochenen Modellen (s. o.) werden von LU ET AL. (1998) diskutiert; u. a. werden erhöhte vertikale (diapyrnische) Austauschprozesse als Ursache für einen Zusammenbruch der potenziellen Vorticity-Barriere in den komplexen Zirkulationsmodellen und somit für eine mögliche Verbindung der Subtropen mit den Tropen im Ozeaninneren vorgeschlagen.

Für den Nordatlantik existieren weitaus weniger entsprechende numerische Untersuchungen der subtropisch-tropischen Interaktionen. Bezüglich der Transportwege ventilerten Wassers aus dem Subtropenwirbel bietet sich ein Vergleich mit drei aktuellen und unabhängigen Lagrangeschen Modellstudien an.

Gezielte Floatsimulationen in den Subduktionsgebieten eines globalen Level-Modells mit zum Teil Wirbel zulassender Gitterweite (1° horizontale Auflösung ($1/3^\circ$ in den Tropen), 50 Level) von HARPER (2000) weisen nicht nur auf die Existenz sowohl des western boundary exchange windows als auch des interior exchange windows in beiden Hemisphären des Pazifischen Ozeans hin, sondern auch auf die diesbezüglichen asymmetrischen Verhältnisse im Atlantik, wie sie sich in den bisherigen Analysen des regionalen Modells bereits abzeichnen und ja auch aus Beobachtungen geschlossen wurden. Die im südatlantischen Subtropenwirbel initialisierten Floats von HARPER (2000) konzentrieren sich primär vor der Küste Brasiliens, wo bei etwa 18° S ein Teil nach Süden rezirkuliert und ein anderer Teil mit dem NBC in den EUC gelangt (western boundary exchange window). Im Nordatlantik deuten die entsprechenden Trajektorien auf nahezu ausschließliche Rezirkulation über die Karibik hin (recirculation window) und lassen weder auf eine Verbindung mit dem EUC im Modellinneren noch in Form eines GUC schließen. Der Autor führt das resultierende Zirkulationsmuster in seinem Modell auf die Geometrie des atlantischen Beckens zurück.

Ähnliche qualitative Lagrangesche Analysen von MALANOTTE-RIZZOLI ET AL. (2000) liefern ebenfalls das Bild der dominanten Versorgung des EUC mit thermoklinem Wasser aus den südatlantischen Subduktionsregionen über das interior exchange window. Als Datenbasis wurden hierbei mittlere Eulersche Geschwindigkeitsfelder eines nicht Wirbel auflösenden Modells des Nordatlantiks mit bodenfolgenden (σ -) Koordinaten in der Vertikalen verwendet ($3/4^\circ$ horizontale Auflösung, 20 Level). Im Nordatlantik liefert die Lagrangesche Integration über das stationäre Geschwindigkeitsfeld im Gegensatz zur Analyse von HARPER (2000) einen Hinweis

auf eine breitbandige, das zonale Stromsystem „zickzackförmig“ abbildende Verbindung mit dem EUC, wobei die Autoren auf Basis der Bahnverläufe keine Unterscheidung zwischen western boundary und interior exchange window vornehmen können. Sie folgern jedoch, dass der nordwestwärts strömende NBC den dominanten westlichen Randstrom darstellt, der den Verlauf des GUC (in Form eines Gegenstroms) weiter im Ozeaninneren erzwingt. Einige Floats zeichnen den vorherrschenden Bahnverlauf des eastern interior exchange windows im regionalen Modell über das Ostbecken vor Afrika nach.

Die Untersuchungen von BLANKE ET AL. (1999) unterstützen schließlich den Eindruck, dass der „interior exchange“ eine gewisse Rolle in der Nordhemisphäre spielen dürfte. Die Quantifizierung südwärtiger Transportanteile mittels transportbehafteter Floatsimulation im Warmwasserbereich ihres Zirkulationsmodells (1° horizontale Auflösung – auf 1/2° am Äquator fokussierend, 31 Level), führen auf einen Transfer über die gesamte Breite des nördlichen Beckens, der im Westen vom NBC und im Osten vom Afrikanischen Kontinent begrenzt wird. Dabei etabliert sich ein Transportzweig, der aus dem Westbecken bei etwa 5° N ostwärts führt und anschließend im Ostbecken seinen Weg in Richtung Äquator fortsetzt. Der transäquatoriale Transport oberflächennaher und thermokliner Wassermassen, der bei BLANKE ET AL. (1999) von 10° N bis nach 10° S gelangt, umfasst jedoch nur weniger als 1 Sv.

Die Floats im regionalen Modell deuten auf einige wesentliche Aspekte der subtropisch-tropischen Verbindung im Nordatlantik hin, die zuvor in den integrierten Eulerschen Analysen nicht zutage getreten sind. Die Bahnverläufe in diesem und in den diskutierten Lagrangeschen Analysen anderer Zirkulationsmodelle stellen einen GUC in Form eines westlichen Rand- und Unterstroms vor Guyana und Brasilien – der in CME im Dezember in den NECC und im April in den EUC ein-speiste (SCHOTT & BÖNING, 1991) – in Frage. Die Versorgung der äquatorialen Auftriebsregion aus dem Norden über das interior exchange window, verbunden mit zonalem Transport in das Ostbecken, Auftrieb und südwärtiger Drift vor Afrika, stellt eine Alternative dar. Vor dem Hintergrund der zonal integrierten Transporte (siehe Abb. 4.10, 4.11) und der Verteilung des Alterstracers im gesamten Modellgebiet (siehe Abb. 4.14, 4.15) kann dieser Variante der nördlichen Subtropen-Tropen-Verbindung jedoch nur eine untergeordnete Bedeutung für die Nettoversorgung der äquatorialen Auftriebsregion beigemessen werden – diese erfolgt im Referenzlauf hauptsächlich aus dem Süden, über Retrofektion des NBC in den EUC.

4.2.3 Einfluss des Conveyor Belts

Nachdem gezeigt werden konnte, dass der NBC im Modell das westliche Randstromsystem an der Oberfläche und im thermoklinen Niveau weit über den Äquator hinaus beherrscht, soll nun der Effekt des nordwärtigen Warmwassertransfers mit der MOC, der ja einen erheblichen Anteil des Transports im NBC ausmacht, auf die subtropisch-tropische Verbindung, insbesondere in der Nordhemisphäre, untersucht werden.

BÖNING (1992) stellte in verschiedenen Kieler CME-Experimenten einen Zusammenhang der entlang des südamerikanischen Schelfrands konzentrierten Unterströme (NBUC im Süden und GUC im Norden) mit den äquatorwärtigen Ästen der STC her. Die STC zeichneten sich im Overturning der CME-Modelle deutlich zu beiden Seiten des Äquators ab. Entscheidend für die weitere Diskussion ist hierbei das relativ schwache transäquatoriale Signal der MOC, das mit etwa 4 Sv tiefgreifender Umwälzung allen dort verglichenen CME-Modellversionen gemein war. Die hauptsächlichsten Ursachen für dieses Modelldefizit liegen zum einen im „Veronis-Effekt“, einem unrealistischen Aufquellen von Tiefenwasser im westlichen Randstrom der mittleren Breiten aufgrund zu hoher horizontaler Diffusion von Wärme über die starken Fronten hinweg (VERONIS, 1975), und zum anderen in der Behandlung der nördlichen Randzone in den Modellen, verbunden mit Problemen in der Darstellung des Overflows (siehe dazu BÖNING ET AL., 1995, 1996), die hier nicht weiter diskutiert werden sollen.

Die MOC im regionalen Modell, weist mit mehr als 8 Sv am Äquator eine etwa doppelt so hohe Umwälzrate wie in CME auf. Um die Rolle der MOC im Detail zu untersuchen, wird in einem Sensitivitäts-Experiment das tiefgreifende Overturning abgeschaltet. („NOOVER“). Hierfür müssen die Antriebsfunktionen an den offenen Rändern modifiziert werden. Die Realisierung dieser „Conveyor off“- Situation erfolgt über einen Abbau des vertikalen Scherungsprofils in den Ein- und Ausstrombereichen des Modells zum einen durch horizontale Homogenisierung der vorgeschriebenen Dichteverteilung auf den Randscheiben, die ja das barokline Geschwindigkeitsfeld bei Einstrom adjustiert, und zum anderen durch lineare Schließung der an der nördlichen Modellbegrenzung vorgeschriebenen barotropen Stromfunktion im Bereich des Floridaströms und des DWBC, um in Analogie zu der Behandlung dieser Antriebskomponente am Südrand eine Annäherung an eine rein windbedingte, barotrope Transportbilanz auch über die nördliche Modellberandung zu erreichen (siehe Abschnitt 2.2.3). In Abb. 4.17 ist der mittlere zonal integrierte Volumentransport (bezogen auf z-Level) in NOOVER nach 10-jähriger Integration dargestellt.

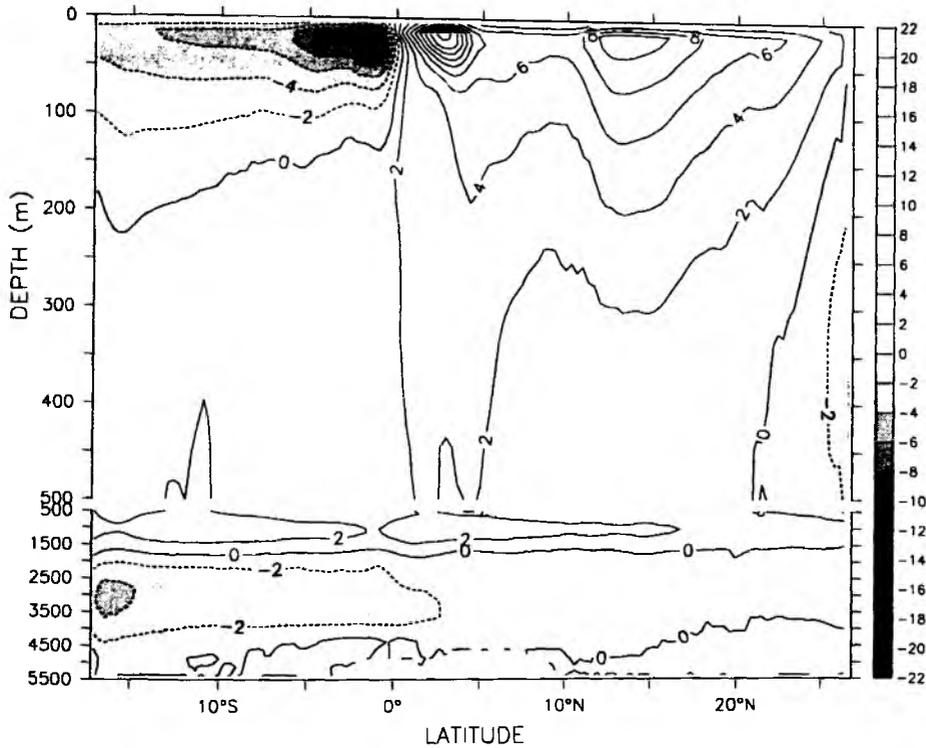


Abbildung 4.17: Mittleres Overturning in NOOVER in kartesischen Koordinaten (Integration über Modell-Level)

Der dynamische Anpassungsprozess an die neuen Randbedingungen führt in wenigen Jahren zu einem völligen Zusammenbruch der tiefgreifenden MOC (siehe auch Abschnitt 3.1.2). Der Fokus liegt nach wie vor auf der Warmwassersphäre. Im oberflächennahen und thermoklinen Bereich ist im Vergleich zur Darstellung des Overturnings im Referenzlauf (Abb. 4.10) die STC der Südhemisphäre qualitativ und quantitativ erhalten geblieben, wobei die fehlende MOC zu einer Vertiefung des äquatorwärtigen Transportastes der Zelle auf 150 m bis 200 m geführt hat. Die maximale Umwälzrate bei etwa 2° S und 20 m Tiefe beträgt immer noch mehr als 12 Sv.

Das Bild der integralen Strömungsverhältnisse nördlich des Äquators hat sich in NOOVER hingegen entscheidend verändert. Anstelle eines nordwärtigen Transports südatlantischen Wassers in Verbindung mit der MOC hat sich im Warmwasserbereich der Nordhemisphäre ebenfalls eine STC etabliert, die die äquatoriale Auftriebsregion mit mehr als 6 Sv aus den Subtropen nördlich von etwa 18° N versorgt.

4.2. FLACHE SUBTROPISCH-TROPISCHE ZELLEN

Auch hier, wie im Süden, sorgt die Ekmanzelle am Äquator bei ca. 3° N für eine lokale Erhöhung der Divergenz, mit einer Umwälzrate, die mit 18 Sv bis 20 Sv nur moderat schwächer als im Referenzlauf ausfällt

Der Übergang zur Betrachtung der Stromfunktion in isopyknischen Koordinaten gemäß Gleichung 4.1, der ja die unmittelbare Unterscheidung iso- und diapynischer Prozesse des zonal-integrierten Transports und eine sinnvolle Separation in mittlere und fluktuierende Anteile ($\overline{\sigma} \overline{h}_\sigma$ bzw. $\overline{\sigma'} h'_\sigma$) ermöglicht, führt, wie schon im Referenzlauf, auf das stufenweise Verschwinden der TC und damit ihrer Bedeutung für meridionale Netto-Dichteflüsse im Modell (Abb. 4.18).

Zeigt sich noch in der Projektion der mittleren Transportverhältnisse auf die mittlere Dichtekoordinate eine moderate Abschwächung der TC um wenige Sv aufgrund der zonal geneigten Isopyknen im Raum (Abb. 4.18 (oben)), so kommt auch in NOOVER der kompensierende Effekt der Wirbelflüsse auf die mittleren Dichtetransporte in den TC voll zum Tragen (Abb. 4.18 (unten)). Die mittlere thermohaline Zirkulation wird in NOOVER ausschließlich von der südlichen und der nördlichen STC mit mehr als 4 Sv bzw. 6 Sv Umwälzrate beherrscht. Wie schon im Referenzlauf erstreckt sich der Auftriebsbereich auf ein relativ breites Band von ca. 5° S bis 13° N, wobei in der Nordhemisphäre der Beitrag durch die nördliche STC an die Stelle der ausgeschalteten MOC gerückt ist. Diese quasi-symmetrische Anordnung der STC infolge einer abgeschalteten MOC wurde schon von FRATANOTI ET AL. (2000) und JOCHUM & MALANOTTE-RIZZOLI (2000) auf Basis idealisierter Modellstudien vorgeschlagen.

Der entscheidende Unterschied dieser relativ einfachen Modelle im Vergleich zum regionalen Modell zeigt sich in den Transportwegen, die mit dem äquatorwärtigen Ast der nördlichen STC in der Thermoklinen verbunden sind. Diese sind bei FRATANOTI ET AL. (2000) und JOCHUM & MALANOTTE-RIZZOLI (2000) auf den westlichen Randstrombereich konzentriert. Das regionale Modell favorisiert vor dem Hintergrund einer aktiven MOC einen südwardigen Transport über das Ostbecken vor Afrika (Abb. 4.16). Hier stellt sich unmittelbar die Frage, welche Transportwege mit der nördlichen STC in NOOVER verbunden sind, ob dem interior exchange window hier ebenfalls eine Bedeutung zukommt und ob es ohne die MOC einen GUC in Form eines westlichen Rand- und Unterstroms gibt (western exchange window).

In Abb. 4.19 ist die mittlere Verteilung im Jahr 15 des nördlich von 18° N stetig in das Modellgebiet eingebrachten Tracers Alter auf vier von Ost nach West aufeinanderfolgenden Meridionalschnitten (25° W, 35° W, 45° W, 55° W) dargestellt.

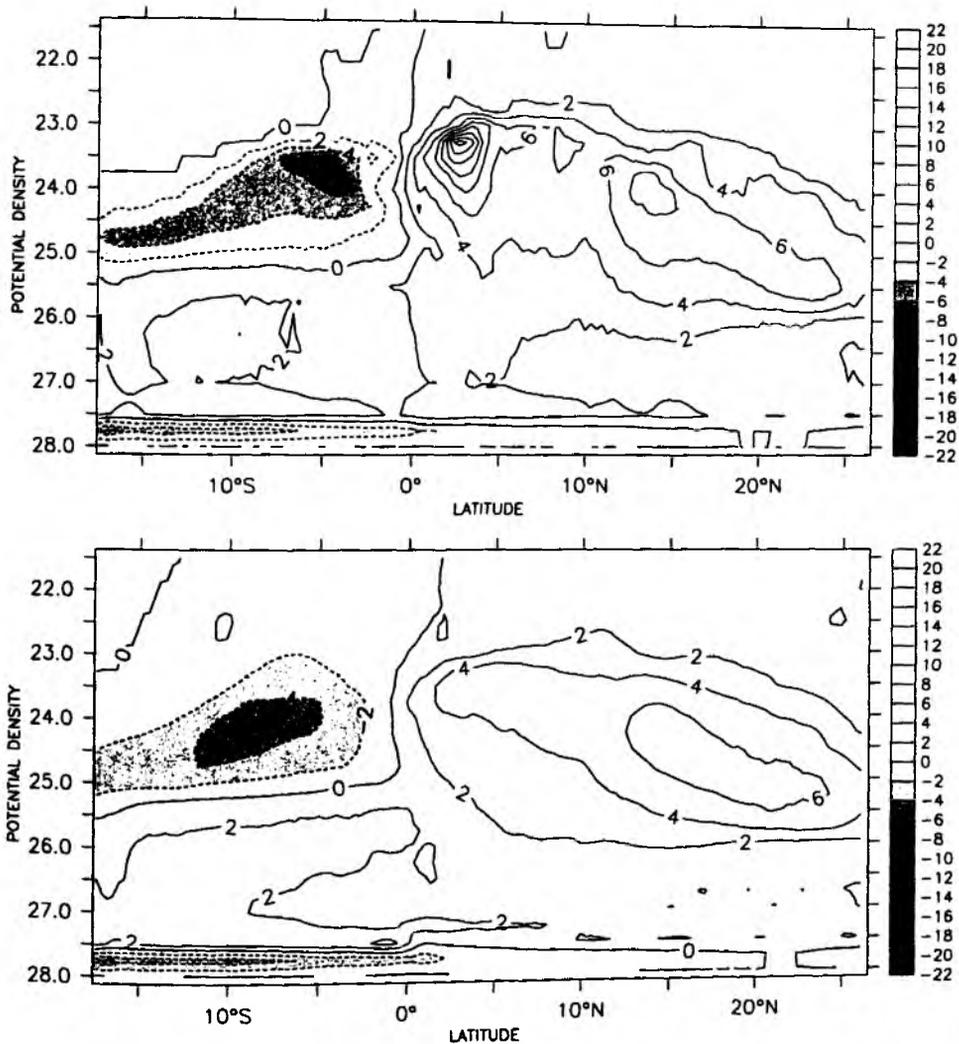


Abbildung 4.18: Mittleres Overtuning in NOOVER in Einheiten potenzieller Dichte σ_θ (Integration entlang Isopyknen): (oben) $\bar{\sigma}_\theta$, (unten) $\bar{\sigma}_\theta$

Der Vergleich der Verteilung bei 25° W mit der entsprechenden im Referenzlauf (Abb. 4.14 (unten)) bestätigt das lokale Minimum im nördlichen Gegenstrombereich (bei etwa 8° N), dass in NOOVER aber in einem etwas tieferen Niveau liegt ($\sigma_\theta = 26$ statt $\sigma_\theta = 25.5$) und mit Werten zwischen 7 und 8 Jahren gegenüber 12 bis 13 Jahren im Referenzlauf auf eine wesentlich kürzere Maximal-Zeitskala der Versorgung aus der Quellregion (nördlich 18° N) hinweist. Zudem deutet ein weiteres lokales

4.2. FLACHE SUBTROPISCH-TROPISCHE ZELLEN

Signal in der Thermoklinen, das mit der nördlichen und unteren Flanke des EUC zusammenfällt, auch für diesen Zonalstrom mit einer Zeitskala von weniger als 10 Jahren auf eine effizientere Versorgung als im Referenzlauf hin.

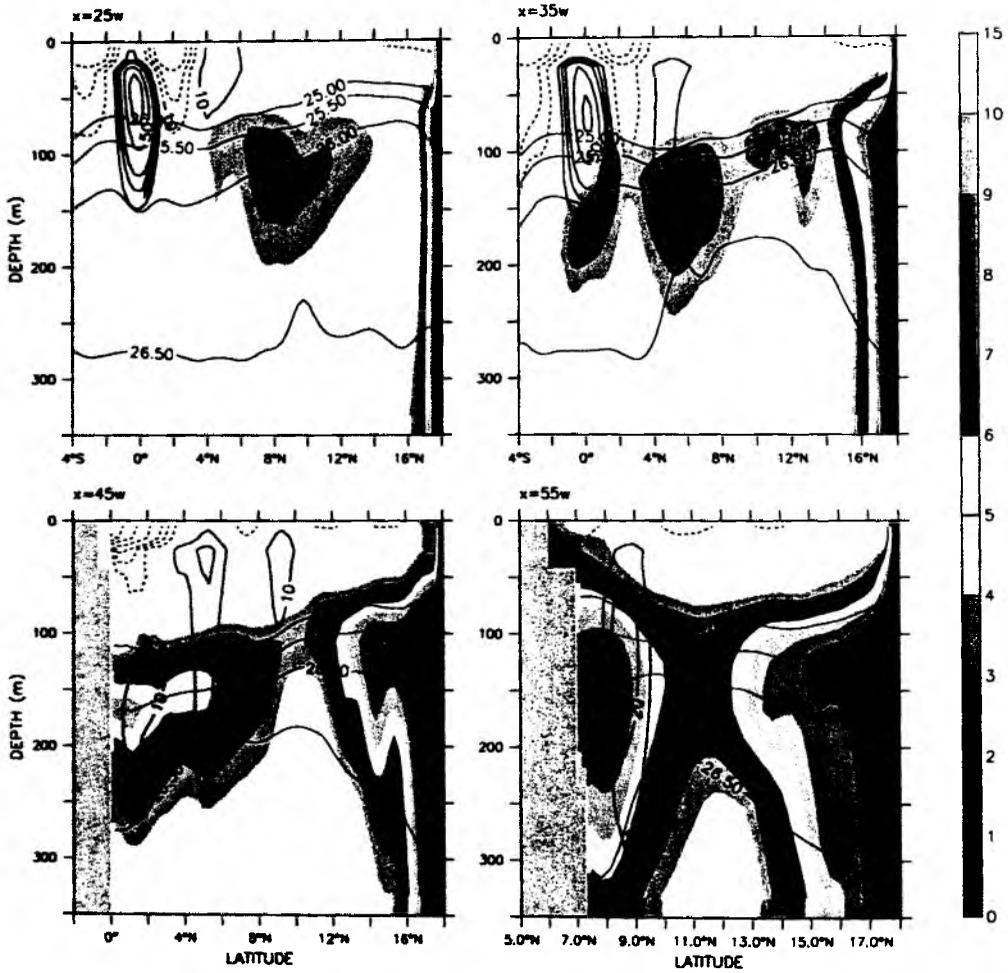


Abbildung 4.19: mittlere Verteilung (Jahr 15) auf vier Meridionalschnitten ($25^{\circ}W$, $35^{\circ}W$, $45^{\circ}W$, $55^{\circ}W$) von: (koloriert) „Alter“ in NOOVER [a] (1, 2, ..., 10, 11, 15), (schwarze Konturlinien) zonale Geschwindigkeit [cm/s] (-90, -70, -50, -30, -20, -10, 10, 20, 30, 50, 70), (blaue Konturlinien) $\sigma_t = 25, 25.5, 26, 26.5$; Initialisierung bei $18^{\circ}N$

Die Synthese aller in Abb. 4.19 dargestellten Meridionalschnitte führt auf die ostwärtige Advektion von vom Alters-Tracer markierter Wassermassen subtropischen Ursprungs in Form isolierter zonaler Strombänder. Anstelle einer direkten

Verbindung mit der Quellregion des Tracers deutet dieses zonale Regime im Niveau um $\sigma_\theta = 26$ auf einen Umweg der subtropischen Wassermassen über einen an den Westrand angelagerten Unterstrom hin, über den GUC. Die Versorgung des GUC selbst erfolgt westlich von 55° W. Dieses Szenario des western boundary exchange windows als dominanten Prozess der Ventilation der äquatorialen Thermokline in NOOVER findet in der mittleren Verteilung von Salzgehalt und horizontaler Geschwindigkeit auf $\sigma_\theta = 26$ schließlich seine Bestätigung (Abb. 4.20 (unten)).

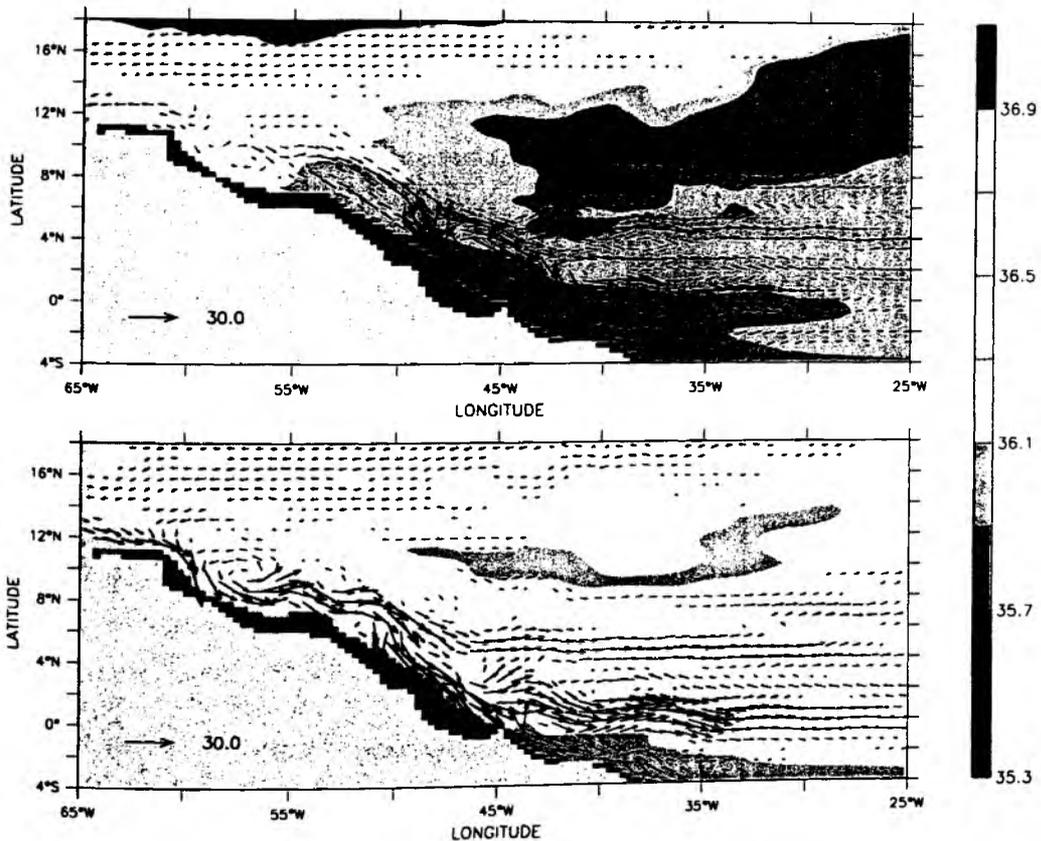


Abbildung 4.20: Mittlere Verteilung von Salzgehalt und horizontaler Geschwindigkeit auf $\sigma_\theta = 26$ zum Vergleich: (oben) im Referenzlauf und (unten) in NOOVER

Eine gegenüber dem Referenzlauf (Abb. 4.20 (oben)) völlig veränderte Zirkulation im westlichen Randstrombereich der Nordhemisphäre führt auf eine Neuverteilung des aktiven Tracers im unteren thermoklinen Niveau des gesamten Westbeckens. Weisen die zonalen Strombänder NBUC, EUC, SEC und NEUC mit großer

Ähnlichkeit im Inneren noch auf den dort vorherrschenden Einfluss der (unveränderten) Windkomponente im Antrieb hin, so äußert sich der Effekt der abgeschalteten MOC in einem südostwärts setzenden GUC, der mindestens von westlich 65° W bis zum Äquator topographisch an der Schelfkante geführt wird, Geschwindigkeiten von teilweise mehr als 40 cm/s erreicht und an die Stelle des nordwestwärts orientierten NBC im Referenzlauf tritt. Verbunden damit wird das zonale Gegenstromsystem advektiv mit thermoklinen Wassermassen aus dem Norden mit relativ hohen Salzgehalten (≥ 36.3 psu) versorgt, im Referenzlauf sind EUC und NEUC in diesem Niveau dagegen durch geringere Salzgehaltswerte südatlantischen Ursprungs charakterisiert (≤ 35.9 psu).

Hier nicht explizit dargestellt ist ein weiteres, oberflächennäheres Salzgehaltsmaximum, das seinen Ursprung im Südatlantik hat und dessen Werte südlich von etwa 10° S über 36.8 psu liegen. Dieses lässt sich im Modell – wie in Realität (SCHOTT ET AL., 1998, hier mit Extremwerten ≥ 37 psu) – im Niveau von $\sigma_\theta = 25$ vor dem westlichen Rand bis zum Äquator verfolgen, wobei das Signal in Beobachtungen und in den verschiedenen Modellläufen mehr oder weniger an Intensität verliert, je nachdem ob die MOC aktiv ist oder nicht. In NOOVER kann auf diesem Dichtenniveau auf Basis dieses Tracers allein nicht zwischen süd- und nordatlantischer Herkunft der Wassermassen im EUC unterschieden werden. Im Gegensatz zum Referenzlauf hat sich hier der Salzgehalt aus dem Süden dem relativ niedrigen Wert nordatlantischer Herkunft angeglichen. Der damit verbundene, erheblich reduzierte, nordwestwärtige Randstromtransport aus der Südhemisphäre schlägt sich schließlich in NOOVER am Äquator bei 45° W (zwischen $\sigma_\theta = 25$ und 25.5) in der Bilanzierung des bei 18° S initialisierten Alterstracers nieder. Die hierin implizierte Zeitskala der advektiv-diffusen Prozesse des Ranstransports liegt mit wenigstens 6 Jahren deutlich über den 3 Jahren im Referenzlauf (nicht gezeigt, vergleiche dazu Abb. 4.15).

Die MOC im Modell übt einen entscheidenden Einfluss auf die mögliche Ventilation der äquatorialen Auftriebsregion aus subtropischen Regionen im Norden aus. Erst der Übergang der atlantischen Zirkulation in einen „Conveyor off“-Zustand ermöglicht die nördliche STC, die über den Umweg des GUC am westlichen Rand (western boundary exchange window) den NEUC und EUC im unteren thermoklinen Niveau mit ventilierten Wassermassen aus höheren Breiten versorgt und somit, unter Einbeziehung der beständigen STC in der Südhemisphäre, für quasi-symmetrische Verhältnisse des Ventilationsprozesses am Äquator sorgt. Die Tatsache, dass das regionale Modell im „Conveyor on“-Zustand im Bereich des Äquators

mit etwa 8 Sv bis 9 Sv tiefgreifender Umwälzung mit der MOC noch deutlich unter dem weithin geschätzten, aktuellen Wert der Größenordnung $O[15 \text{ Sv}]$ liegt, stellt die STC in der Nordhemisphäre und verbunden damit die Existenz eines südostwärts setzenden GUC als westlichen Rand- und Unterstrom unter heutigen klimatischen Bedingungen entschieden in Frage.

4.3 Interhemisphärischer Transport südatlantischer Wassermassen

Nachdem in Abschnitt 4.2 gezeigt wurde, welche Rolle der Conveyor Belt für die asymmetrische Struktur des flachen STC-Systems im Modell spielt, stellt sich die Frage, welche Pfade wiederum die an der beckenweiten Umwälzung mit der MOC beteiligten Wassermassen südatlantischer Herkunft bei ihrem interhemisphärischen Transfer durch das komplexe Strömungsregime des tropischen Atlantiks nehmen und welche Transporte damit verbunden sind. Wie bereits in Abschnitt 3.2.1 angesprochen, wird der Kompensations-Strom in den oberen ca. 1000 m für den Export von nordatlantischem Tiefenwasser (NADW) in den Südatlantik der Oberflächen- und Zwischenwasserzirkulation zugeordnet (SCHMITZ & RICHARDSON, 1991; BLANKE ET AL., 1999).

4.3.1 Transportwege in die Karibik

Es besteht kein Zweifel, dass das südatlantische Wasser den Äquator im Modell wie in Realität nahezu ausschließlich als oberflächenintensivierter westlicher Randstrom (NBC) überquert (siehe z. B. KRÖGER, 1996; SCHOTT ET AL., 1998). Ebenso stehen die sich anschließenden Retroflektionsereignisse in den EUC und in das NECC/NEUC-Regime außer Frage. Der Verlauf eines an der Oberfläche darüber hinaus nordwestwärts strömenden Anteils des NBC ist jedoch unklar. Frühere Untersuchungen des tropischen Randstrombereichs im Nordatlantik führten zu teilweise konträren Ergebnissen.

RICHARDSON & WALSH (1986) schlossen aus den Analysen gesammelter Schifffahrt-Daten, dass sich ungeachtet der ausgeprägten Variabilität des NECC ein Teil des NBC als sogenannter Guyanastrom stetig das ganze Jahr entlang der Küste fortsetzt. Dagegen beobachteten RICHARDSON & REVERDIN (1987) in Strömungsmesserverankerungen und Oberflächendriftern sowie PHILANDER & PACANOWSKI (1986b) in ihrem Modell nur in der Zeit vom Winter bis zum Spätfrühling einen nen-

nenswertem Transport des Guyanastroms, der Zeitraum, in dem der sonst ostwärts setzende NECC nicht präsent ist oder sich sogar im Westen umkehrt. Schließlich folgerten SCHOTT ET AL. (1993) aus den schwachen westwärtigen Strömungsanomalien in Altimetersignalen im Frühling, die zudem mit ostwärtigen Anomalien im NEC korreliert sind (DIDDEN & SCHOTT, 1992), dass Strömungen in die Karibik nördlich der Retroflektionszone in beiden Jahreszeiten schwach zu sein scheinen.

Alternativ zu diesem simplen, aber völlig ungeklärten Mechanismus, bei dem der Transport der Wassermassen vom Südatlantik bis in die Karibik durch den Randstrom vor Brasilien postuliert wird, werden zwei weitere Möglichkeiten für den mittleren Warmwassertransfer im tropischen Nordatlantik favorisiert:

Die eine Variante ist der Transport südatlantischen Wassers durch die Retroflektionseddies. An diesem Prozess besteht kein Zweifel, ließ er sich doch bereits in „Coastal Zone Color Scanner“ (CZCS) -Aufnahmen und Strömungsmesserverankerungen (Johns *et al.* 1990), Altimeterdaten (DIDDEN & SCHOTT, 1993), in Bahnen von Oberflächendriftern und SOFAR-Floats (RICHARDSON ET AL., 1994) und nicht zuletzt in einer Modellstudie von FRATANTONI ET AL. (1995) finden. Einheitliche Meinung war jedoch auch, dass hiermit nur 20 % bis 25 % des mittleren Massentransports und verbunden damit ca. 20 % des Wärmetransportes des meridionalen Overturning in höhere Breiten erklärt werden können. GONI & JOHNS (2000) betonen die im Gegensatz zu diesen bisherigen Beobachtungen fast doppelt so hohe Entstehungsrate der Eddies, die sie in ihren Altimetersignalen finden (siehe Abschnitt 4.1.3), und korrigieren die Abschätzung des Anteils am mittleren Massentransport nach oben auf ein Drittel.

Die andere Alternative ist ein Umweg vom NBC über den NECC in den NEC, wobei letzterer den hauptsächlichen Anteil des nordwestwärtigen Eintrags in die Karibische See stellt (SCHOTT & BÖNING, 1991). Der NECC fungiert in diesem Zirkulationsschema, dass sich u. a. auch in den mittleren Lagrangeschen Transporten im Modell von BLANKE ET AL. (1999) abzeichnet, als Kondensator (PHILANDER & PACANOWSKI, 1986a), der im Sommer und Herbst Wassermassen nach Osten advehiert, die eine große Wärmemenge speichern und anschließend über den NEC an den subtropischen Atlantik abgegeben werden; ein Szenario, das u. a. auch von MAYER & WEISBERG (1993) beschrieben wird, wobei die Bedeutung der windgetriebenen Zirkulation für diesen Prozess zum Ausdruck kommt.

Für den unteren nordwärtigen Transportzweig der meridionalen Umwälzbewegung – im Bereich des AAIW – sind die Lösungsansätze ebenfalls weit gestreut. SCHMITZ & RICHARDSON (1991) fordern nicht weniger als 5 Sv dieser Fraktion des

südatlantischen Wassers, dessen Weg durch die Karibische See bis zum Boden der Floridastraße schon von TSUCHIYA (1989) anhand geringer Salz- und hoher Silikatsignale verfolgt wurde. Dass auch dieser Teil des Overturnings komplexe Strukturen im äquatorialen Atlantik aufweist, zeigen die CTD- und LADCP-Messungen von SCHOTT ET AL. (1995, 1998). Retroflektionen in den SICC und weniger deutlich in den NICC in 400 m bis 1000 m Tiefe und 1° bis 3° südlicher bzw. nördlicher Breite lassen sich aus minimalen Salz- und maximalen Sauerstoffgehalten schließen. Diese ostwärtigen Strombänder werden u. a. von SUGA & TALLEY (1995) bestätigt. Einjährige Strömungsmessungen am Kontinentalabhang bei 7° N in 900 m Tiefe von JOHNS ET AL. (1990) weisen auf der anderen Seite auf einen beständigen westlichen Randstrom im Zwischenwasserbereich hin. SOFAR-Float-Trajektorien in diesem Gebiet zeigen schließlich, dass auch die Retroflektionseddies, die ja eine potenzielle Rolle im Wassermassentransfer spielen können, bis in diese Tiefe reichen (RICHARDSON ET AL., 1994).

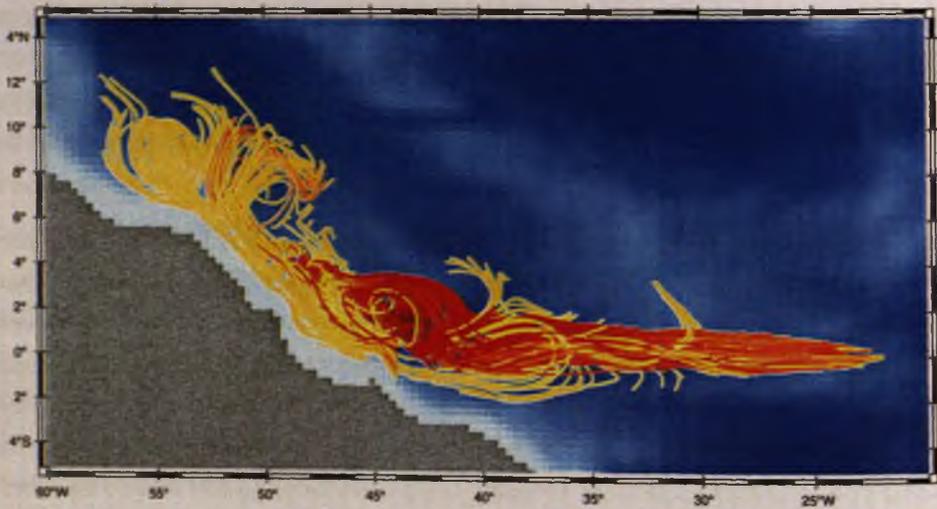
In **Abb. 4.21** sind Floatsimulationen im regionalen Modell für vier Jahreszeiten dargestellt. Die Auslage umfasst die oberen 200 m des NBC unmittelbar am Äquator bei 44° W und wurde für jeweils 45 Tage (vorwärts) integriert (Startzeitpunkt jeweils Mitte Januar, April, Juli und Oktober). Die Zirkulation im Westbecken des tropischen Nordatlantiks wird das ganze Jahr über von Retroflektionsereignissen dominiert. Der permanente Charakter des EUC und der temporäre Charakter des NECC/NEUC-Regimes bezüglich der Versorgung aus dem NBC zeichnen sich in den Trajektorien ab.

Im Winter und Frühling zeigt sich in den oberen ca. 50 m entlang der Brasilianischen Küste ein Stromband, das die Signatur des postulierten Guyanastroms hat und in dieser Zeit seine nordwestlichste Ausdehnung erreicht (**Abb. 4.21 (a,b)**). Bei maximal 8° N erfährt dieses Stromband schließlich auch ostwärtige Ablenkung und rezirkuliert in den sich anschließenden NECC. Dieser mäandriert Anfang Winter noch deutlich zwischen 6° N und 8° N Richtung Osten, bricht dann aber zusammen und wird von den Trajektorien im Frühling nicht mehr abgebildet. Floats, die über 8° N hinaus in beiden Jahreszeiten weitere antizyklonale Bahnen beschreiben, deuten auf Retroflektionseddies hin. Unterhalb der Ereignisse in Oberflächennähe wird – nahezu ausschließlich – der EUC aus der Retroflektion am Äquator gespeist. Hierbei muss betont werden, dass sich im Frühling im Gegensatz zum Winter ein Anteil dieses Prozesses an der Oberfläche abzeichnet. Daher kann für diesen Zeitraum nicht eindeutig geklärt werden, ob der nord- und südwärtigen Ekmandrift im weiteren Verlauf des EUC „äquatoriales Upwelling“ vorausgeht.

4.3. INTERHEMISPHERISCHER TRANSPORT

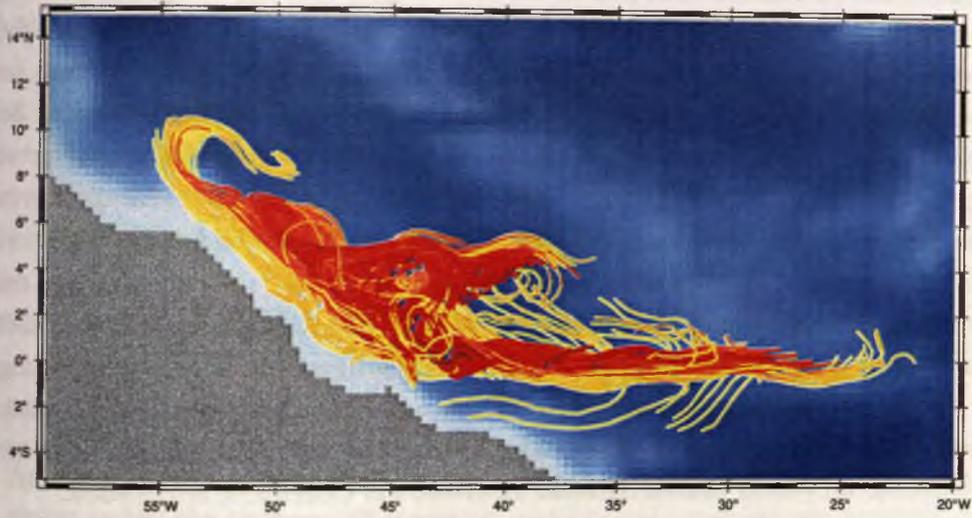


(a) Winter-Realisierung

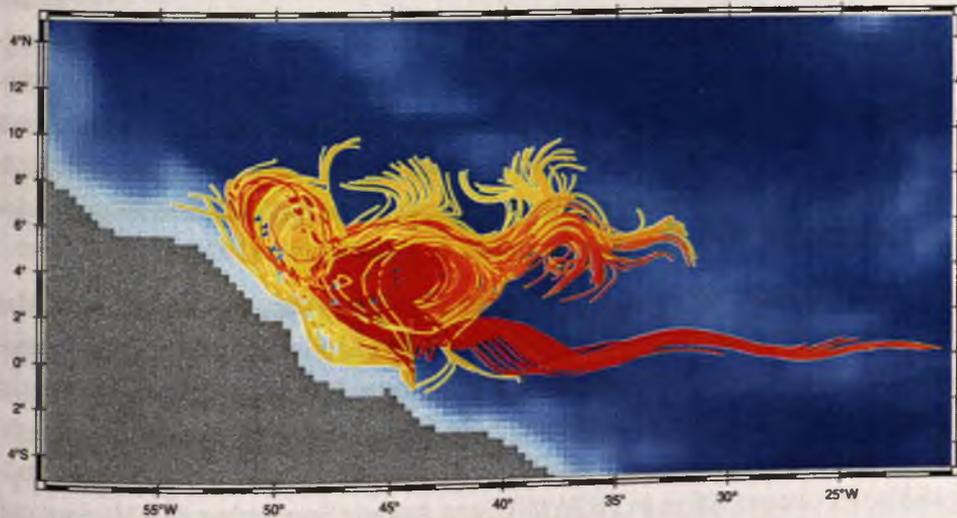


(b) Frühlings-Realisierung

Abbildung 4.21: Simulierte Floats im Modell, initialisiert bei 44° W über dem Schelf und dem Kontinentalabhang in den oberen 200 m des NBC, Integrationszeit: jeweils 45 Tage; Farblegende: vertikale Trajektorienposition [m]



(c) Sommer-Realisierung



(d) Herbst-Realisierung

Abbildung 4.21: (Fortsetzung) *Simulierte Floats im Modell, initialisiert bei 44° W über dem Schelf und dem Kontinentalabhang in den oberen 200 m des NBC, Integrationszeit: jeweils 45 Tage; Farblegende: vertikale Trajektorienposition [m]*

Die Verhältnisse auf dem Äquator ändern sich im Sommer nicht erkennbar. Nördlich davon etabliert sich jedoch bei etwa 5° N eine neue Retrofleksionszelle, die alle Tiefen umfasst und den NBC-Transport in das NECC/NEUC-Regime führt (Abb. 4.21 (c)). Das Schicksal der Wassermassen, die durch den nordwestlichsten Rezirkulationsast an der Oberfläche beschrieben werden, scheint zunächst unklar. Betrachtet man in diesem Zusammenhang jedoch die Zirkulation der Floats im Herbst, erscheint eine beständige ostwärtige Retrofleksion nördlich von 8° N für die zweite Jahreshälfte eher unwahrscheinlich (Abb. 4.21 (d)). Im Herbst bilden die Trajektorien eine Verlagerung der Retrofleksionszelle auf ca. 6° N bis 8° N ab, verbunden mit einer Intensivierung an der Oberfläche. Das NECC/NEUC-Regime reicht weit nach Osten und tritt mit dem nördlichen Ast des westwärtigen SEC in Wechselwirkung, der bereits retroflektierte Wassermassen in das westliche Randstromgebiet zurückführt. Der EUC, wenn auch durch weniger Teilchenbahnen repräsentiert, ähnelt seiner Struktur im Winter und ist deutlich unterhalb der Oberfläche angesiedelt.

Viele Details dieses Transportszenarios stehen in guter Übereinstimmung mit der früheren Trajektorienanalyse in CME (KRÖGER, 1996). Die Untersuchungen führten damals zu dem Schluss, dass der Transport südatlantischen Wassers und seiner charakteristischen Eigenschaften nahezu im ganzen Jahr über den Umweg zonaler Strombänder erfolgt. Das windgetriebene Strömungssystem der Tropen fungiert als Kondensator, der im Sommer und Herbst in der sich vertiefenden Sprungschicht große, von Süden importierte Wärmemengen speichert und diese im Winter und Frühling wieder freigibt; ein Prozess, der in guter Übereinstimmung mit den Schlussfolgerungen von z. B. MAYER & WEISBERG (1993) und PHILANDER & PACANOWSKI (1986a) steht und konsistent ist mit den CME-Untersuchungen des Jahresgangs im Wärmetransport von BÖNING & HERRMANN (1994).

Die grundsätzliche Pufferfunktion des Zonalstromsystems der Tropen wird klar durch die hier durchgeführte Analyse des regionalen Modells bestätigt. Die Bedeutung, die dem Randstrom vor Guyana für den Transport südatlantischen Wassers in die Karibik zukommt, sowie die Rolle, die die Eddies dabei spielen, ist im Gegensatz dazu völlig unklar. Abb. 4.22 stellt eine Momentaufnahme des mittleren Strömungsfelds der oberen 100 m in NOWIND von Anfang September dar. Hiermit soll verdeutlicht werden, dass sich unabhängig von der windgetriebenen Komponente der Zirkulation im Modell in dieser Region Wirbel bilden (vergleiche Abb. 4.8).

Die Entstehung eines Wirbelfelds am Westrand wurde in einem einfachen „Flachwasser-Modell“ ohne Einfluss von Wind von EDWARDS & PEDLOSKY (1998) untersucht und als der entscheidende Mechanismus der erforderlichen Transforma-

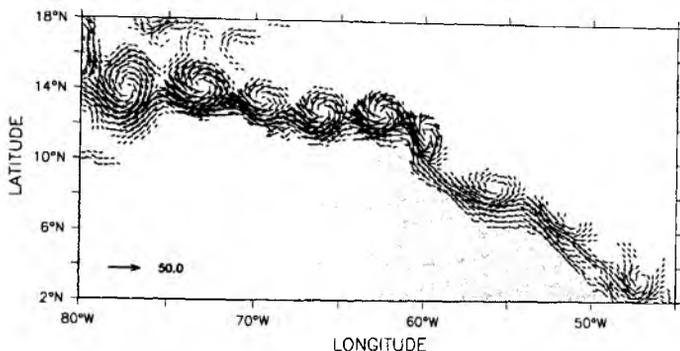


Abbildung 4.22: Momentaufnahme des horizontalen Strömungsfelds in NOWIND, Anfang September, vertikal über die oberen 100 m gemittelt [cm/s]: Es sind nur die Vektoren dargestellt, für die $|\vec{v}| \geq 5 \text{ cm/s}$ gilt

tion potenzieller Vorticity im nichtlinearen, transäquatorialen Strömungsfeld interpretiert. Eine nähere Untersuchung dieser Verhältnisse im komplexen regionalen Modell soll nicht Gegenstand dieser Arbeit sein. Im Zusammenhang mit der Frage nach der Bedeutung der unmittelbaren Verbindung zwischen Südatlantik und Karibik ist es relativ unerheblich, zwischen einer Fortsetzung des NBC als „laminarer“ Guyanastrom oder einer turbulenten Strömung in Form von Eddies zu unterscheiden.

Die Floatsimulation in den oberen 200 m des äquatorialen Randstrombereichs geben einen vollständigen Eindruck der Ausbreitungswege der beteiligten Wassermassen und ihrer saisonalen Abhängigkeit von der Initialisierung. Somit bestätigt die Lagrangesche Analyse u. a. das integrale, 2-dimensionale Eulersche Bild der Altersverteilung im Modell, dass bereits ein – wenn auch schwaches – Indiz für die enorme Bedeutung der Retrofleksionsereignisse vor Brasilien für den interhemisphärischen Transfer des oberflächennahen und thermoklinen Wassers aus dem Südatlantik liefern konnte (vergleiche Abb. 2.4, Abb. 4.15). Details der mit diesem Prozess verbundenen Strömungspfade und ihres zeitlich variablen Verhaltens bleiben in der Eulerschen Betrachtungsweise jedoch im Verborgenen und erfordern den komplexeren Lagrangeschen Ansatz.

4.3.2 Saisonaler NBC-Durchstrom?

SCHOTT ET AL. (1998) postulieren für den Zeitraum von Ende Winter bis Frühling einen Durchstrom südatlantischer Wassermassen vom Äquator bis zum „Eingang“ in die Karibik. Auf Basis eines quasi-synoptischen Datensatzes im Randstrombereich vor Nordbrasilien, der auf der *Meteor*-Expedition M34/4 im März/April 1996 gewonnen wurde, geben die Autoren einen entsprechenden Transport von 12 Sv für die Schicht zwischen der Oberfläche und $\sigma_\theta = 26.8$ an. Frühere Abschätzungen führten für diese Jahreszeit bereits auf 10 Sv Randstromtransport in Richtung Karibik oberhalb von nur $\sigma_\theta = 24.5$, wobei betont wurde, dass diese geschätzte Durchstromrate als ein unteres Limit zu betrachten sei (siehe dazu SCHOTT ET AL., 1995).

In Abschnitt 4.3.1 wurde bereits eine qualitative Beschreibung der verschiedenen Routen präsentiert, die südatlantisches Wasser im Modell nimmt, nachdem es mit dem NBC in die Nordhemisphäre gelangt ist. Diverse Retrofleksionsereignisse, mit permanentem Charakter unmittelbar am Äquator und transientem Charakter nördlich davon, machen den Schluss auf die generelle Pufferfunktion des tropischen Strömungsregimes zwingend. Es stellt sich nun die Frage, ob sich im Modell eine Saisonalität in der Aufteilung der Transporte auf die beteiligten Prozesse Retrofleksion, Durchstrom und Eddies zeigt. Genauer gesagt soll untersucht werden, ob es in der Jahreszeit, in der der ostwärtige NECC zusammengebrochen ist, im Westen sogar seine Strömungsrichtung umgekehrt hat und somit nicht mehr Wasser aus dem Randstrombereich in die offene See verfrachtet, zu einem erhöhten Durchstrom vom Südatlantik bis in die Karibik kommt.

Die Diagnostik, die hier zur Beantwortung der Frage herangezogen wird, stellt den unmittelbarsten und einen völlig komplementär zur Eulerschen Betrachtungsweise stehenden Ansatz dar. Die Vorgehensweise, wie der Transport der südatlantischen Wassermassen in Abhängigkeit vom Zeitpunkt des Einstroms in die Nordhemisphäre untersucht wird, ist in Abb. 4.23 (oben) skizziert. Im westlichen Randstrombereich vor Brasilien wird eine Box definiert, in die im Süden auf dem Äquator der Einstrom über den NBC erfolgt. Die Schließung der Box ist auf 40° W im Osten und 10° N festgelegt. Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, wird nun der nordwärtige (instantane) Gesamttransport auf der südlichen Berandung der Box auf Lagrange-sche Teilchen aufgeteilt, so dass diesen jeweils ein endlich kleiner Transportanteil anhaftet, der unterhalb einer oberen Schranke liegt (10^{-2} Sv). Die Teilchen werden sukzessiv während des Jahres in den oberen 350 m (entsprechend $\sim \sigma_\theta = 26.8$ bzw. $\theta = 12^\circ\text{C}$ im Modell) initialisiert, bis an eine der Boxgrenzen verfolgt und dort registriert und festgehalten. Die gesamte Anzahl der simulierten Teilchen beträgt bei

einer monatlichen Auflösung der Initialisierungen $n_{\Sigma} = 39495$. Die Integrationsdauer beträgt in Abhängigkeit von der Bedingung, dass 99.5 % des Gesamttransports an einer der Boxgrenzen registriert sein muss, in der Regel jeweils mehrere Jahre.

Die Analyse dieser Trajektorienberechnung verzichtet auf Details in der untersuchten Region und konzentriert sich auf die Frage nach einem – in Abhängigkeit von der Jahreszeit – erhöhten direkten Transport von Wassermassen aus dem Südatlantik über den westlichen Randstrom bis in die Karibik. Das Kriterium für Durchstrom ist dabei nicht nur simpel, sondern auch „großzügig“ gewählt. Alle Teilchen, die an die nördliche Berandung der Box gelangen, bevor sie alternativ dazu im Osten oder Süden als „Retroflektionsereignis“ registriert werden können, werden als Randstromtransport gewertet, obwohl sie z. B. längst Bestandteil eines nordöstlich setzenden NECC-Ausläufers sein könnten und daher die Box weit vor der Brasilianischen Küste in der offenen See über 10° N verlassen.

Das Resultat dieser Lagrangeschen Bilanzierung ist verblüffend (Abb. 4.23 (unten)). Von einem mittleren Einstrom südatlantischer Wassermassen im Oberflächen- und Zentralwasserbereich mit 26.4 Sv und einem erwarteten schwachen Jahresgang (rote Kurve), gelangen nur 5.1 Sv im Mittel bis an die nördliche Boxberandung und sind somit als Durchstrom zu bewerten (blaue Kurve). Dieser Transportanteil weist weder einen auffälligen Jahresgang noch ein erkennbares Maximum in März/April auf. Die Gesamtheit aller Retroflektionsereignisse dominiert den Transport über das ganze Jahr und trägt mit mehr als 21 Sv im Mittel bei (schwarze Kurve).

Bemerkenswert ist hierbei zum einen das unterschiedliche Verhalten der Wassermassen, die im August und September in die Untersuchungsregion einströmen und einen abrupten Übergang von relativ viel Durchstrom und relativ wenig Retroflektion zur umgekehrten Situation anzeigen. Berücksichtigt man in diesem Zusammenhang die kurze Zeitskala (45 Tage), die den Integrationen in Abb. 4.21 jeweils zugrunde liegt, lassen die Abb. 4.21 (c,d) nur auf den sich in dieser Zeit des Jahres als ostwärtigen Zonalstrom etablierenden NECC schließen, der die kurzfristig erhöhte Retroflektionsaktivität bedingt. Zum anderen muss betont werden, dass sich der Durchstrom, mit über 90 % vom gesamten NBC/Guyana-Transport im untersuchten Bereich, im Wesentlichen auf die oberen 100 m der Box beschränkt, was im Modell dem Oberflächenwasser mit $\theta > 24^{\circ}\text{C}$ entspricht.

Die Lagrangesche Quantifizierung der Transporte in der Box stellt keinen Widerspruch zu Eulerschen Analysen dar, sondern die komplementäre Sichtweise, die unmittelbar Aufschluss über das Schicksal der verfolgten Wassermassen gibt. Somit wird ihre Aufteilung auf die bekannten Transportprozesse im Untersuchungsgebiet



4.3. INTERHEMISPHÄRISCHER TRANSPORT

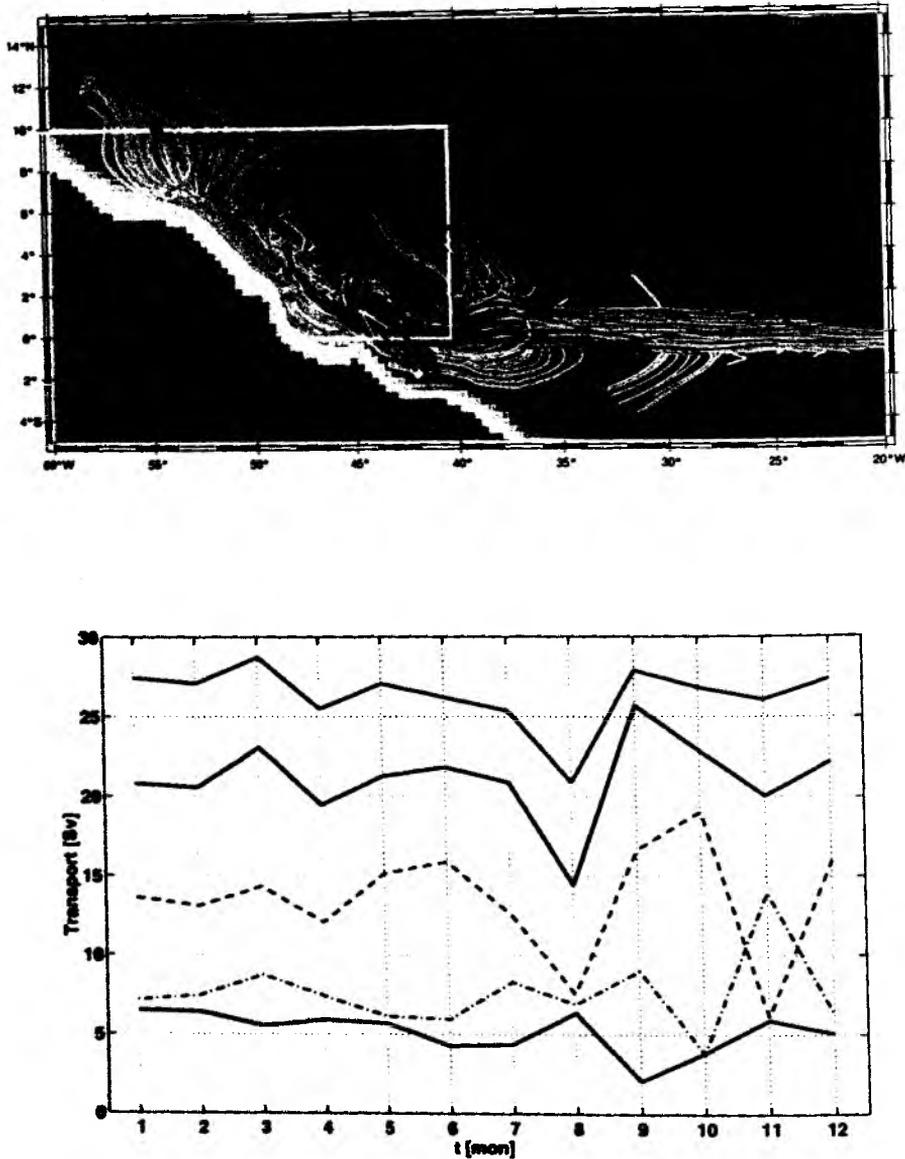


Abbildung 4.23: Bilanzierung der Lagrangeschen Transporte südatlantischer Wassermassen in der gewählten Box (oben): einströmende Teilchen werden sukzessiv über das Jahr auf dem Äquator initialisiert, bis an eine der Boxgrenzen verfolgt und dort registriert und festgehalten; (unten) Anteil am Transport in Abhängigkeit vom Zeitpunkt der Initialisierung [Sv]: (rot) Einstrom im Süden, (blau) Durchstrom bis 10° N, (schwarz) gesamter Anteil, der die Box südlich von 10° N verlässt und sich aufteilt in Retroflektion über die Berandung (gestrichelt) im Osten und (strichpunktiert) im Süden

und ihre relative Bedeutung zueinander in Abhängigkeit vom Einstrom-Zeitpunkt in die Region beleuchtet. Wie sich schon in der qualitativen Analyse der Floatsimulation im Modell abgezeichnet hat, wird der Transfer des südatlantischen Wassers auf und nördlich des Äquators permanent von der Gesamtheit der Retroflectionsergebnisse bestimmt.

Die ausgeprägte Saisonalität, die sich in beobachteten Transporten sowie im Modell entlang des westlichen Rands in der Nordhemisphäre zeigt, steht außer Frage. Entscheidend ist dabei, dass ein (zeitlich) kohärentes Signal derartiger, (räumlich) aufeinanderfolgender, Eulerscher Registrierungen nicht automatisch den Schluss auf ein kontinuierliches Stromband vor der Küste Südamerikas zulässt. Dies zeigen die Lagrangeschen Untersuchungen. In allen Jahreszeiten werden die Wassermassen aus dem Süden zu einem großen Teil über das zonale Gegenstromsystem nach Osten verfrachtet um dort mehr oder weniger lange zu verweilen, bevor sie mittels Ekmandrift an der Oberfläche oder mit dem SEC in größerer Tiefe in das westliche Randstromsystem zurück gelangen. Teilweise wird dieser Prozess mehrfach durchlaufen. In dieser Speicher- und Pufferfunktion der Wassermassen des äquatorialen Strömungsregimes, und verbunden damit ihrer Wärmeinhalte, steckt die Saisonalität, wie auch schon frühere Modellstudien gezeigt haben (PHILANDER & PACANOWSKI, 1986a; BÖNING & HERRMANN, 1994; KRÖGER, 1996). Das nordwestwärtige Transportresiduum im Modell, das als Durchstromereignis bewertet wurde und hauptsächlich auf die oberen 100 m beschränkt ist, ist zwei Prozessen zuzuordnen, deren relative Bedeutung noch nicht geklärt ist. Der direkte Transfer oberflächennaher südatlantischer Wassermassen bis zum Antillenbogen könnte sich auf der einen Seite primär in Form eines reinen Schelftransports abspielen (siehe z. B. JOHNS ET AL., 1998; CANDELA ET AL., 1992) oder aber auf der anderen Seite ausschließlich ein Beitrag der Retroflectionseddies sein (z. B. FRATANTONI ET AL., 2000).

5 Äquatoriale Zirkulation in der Tiefe

Das klassische Modell der tiefen Zirkulation im Weltozean schreibt konzentrierte Abwärtsbewegung im subpolaren Nordatlantik und in der Wedellsee und einen großflächigen, einheitlichen Auftrieb überall sonst vor (STOMMEL, 1958; STOMMEL & ARONS, 1960a, b). Über die lineare Vorticity-Beziehung resultieren daraus breite, interne, polwärtige Transporte in der Tiefe, die im gesamten Atlantik durch Versorgung aus dem südwärtigen tiefen westlichen Randstrom (DWBC) ausgeglichen werden.

Untersuchungen des Einschwingverhaltens numerischer Modelle mit konzentrierter Tiefenwasserquelle im Nordwesten, die mit rechteckiger Geometrie und ohne Topographie dem atlantischen Becken in stark idealisierter Form nachempfunden wurden, führten unter Verwendung realistischer physikalischer Parameter stets auf das „Stommel-Arons-Regime“ (KAWASE, 1987; KAWASE ET AL., 1992). Der Anpassungsprozess, der in den unterschiedlichen Modellen (mit/ohne nicht-lineare Dynamik und Schichtung) als Reaktion auf das vorgeschriebene Einstromsignal am Nordrand durchlaufen wird, ist prinzipiell immer der gleiche.

In der Arbeit von DÖSCHER (1994) wird auf Basis von Sensitivitätsexperimenten im Kieler CME-Modell das Antwortverhalten auf eine geänderte Antriebsfunktion am Nordrand ausführlich diskutiert. Die Information der Störung des dynamischen Gleichgewichts im Entstehungsgebiet wird analog zu den oben erwähnten Box-Modellen in einer Abfolge beckenweiter Wellenphänomene übermittelt. Der äquatoriale Wellenleiter spielt hierbei eine entscheidende Rolle und entkoppelt bei dem Adaptationsprozess den DWBC der Nord- und der Südhemisphäre (KARCHER, 1997). Ein Verständnis der verschiedenen Phasen dieses zeitabhängigen Prozesses und der damit verbundenen Zeitskalen ist von fundamentaler Bedeutung für die Untersuchung der Auswirkung von – insbesondere langperiodischen – Schwankungen in der Tiefenwasserbildungsrate auf interhemisphärische Transporte im Atlantik.

Der Fernwirkung thermohaliner Antriebsfluktuationen höherer Breiten steht in komplexen Zirkulationsmodellen wie CME und DYNAMO eine weitere, quasi-

lokale und äußerst effektive Quelle für die Anregung zeitabhängiger Prozesse im tiefen, tropischen Atlantik gegenüber: das Windfeld. Insbesondere das Signal der hierbei an der Oberfläche direkt eingetragenen saisonalen Variabilität und der durch Instabilitätsprozesse erzeugten, hochfrequenten Fluktuationen wird mittels interner äquatorialer Wellen bis in große Tiefen übertragen (THIERRY ET AL., 2000). Im nordatlantischen Tiefenwasser-Niveau (NADW) resultiert daraus ein beckenweites System ost- und westwärtiger Strömungen, das mit der Jahresperiode oszilliert und überlagert ist von äquatorialen Wellen mit Perioden zwischen 20 und 50 Tagen (BÖNING & SCHOTT, 1993; DYNAMO GROUP, 1997).

In diesem Kapitel soll untersucht werden, inwieweit der DWBC mit dem fluktuierenden Zonalstromsystem längs des Äquators in Wechselwirkung tritt, welche Ausbreitungsmechanismen für das NADW und die diese Wassermasse charakterisierenden Tracer damit verbunden sind und in welcher Weise Schwankungen des DWBC über den Äquator hinweg vermittelt werden. Wie die Betrachtungen in **Abschnitt 3.1** bereits gezeigt haben, ist es hierfür sinnvoll, den Fokus auf den Tiefenwasserbereich um etwa 2000 m zu richten. In diesem Niveau ist im Modell das obere und mittlere NADW repräsentiert.

5.1 Bewegungsfeld und Tracerverteilung in mittlerer Tiefe

Scheinen die Ausbreitungs- und Transformationseigenschaften bekannter Wassermassen in der Warmwassersphäre noch eng verknüpft mit der Kinematik des ausgeprägten, zonalen Strömungssystems, so stellt sich dieser Zusammenhang in mittlerer Tiefe weitaus weniger deutlich dar. Sowohl in Beobachtungen als auch in Modelllösungen führen Betrachtungen der äquatorialen Bewegungsfelder im Detail auf der einen Seite – und die Verteilung NADW-charakterisierender Tracer auf der anderen – zu scheinbar widersprüchlichen Interpretationen.

5.1.1 Mittlere Zirkulation und saisonale Variabilität

Die mittlere Zirkulation im oberen und mittleren NADW-Niveau im Modell wird durch den transäquatorialen DWBC beherrscht (**Abb. 5.1 (oben)**). Die zonalen Strombänder auf und parallel zum Äquator erreichen Geschwindigkeiten unter 1 cm/s und liegen somit deutlich ein bis zwei Größenordnungen unter der Strömungsgeschwindigkeit am westlichen Rand.

Dem schwachen mittleren Geschwindigkeitsfeld längs des Äquators steht ein beckenweites System ost- und westwärtiger Strömungsbänder gegenüber, das auf

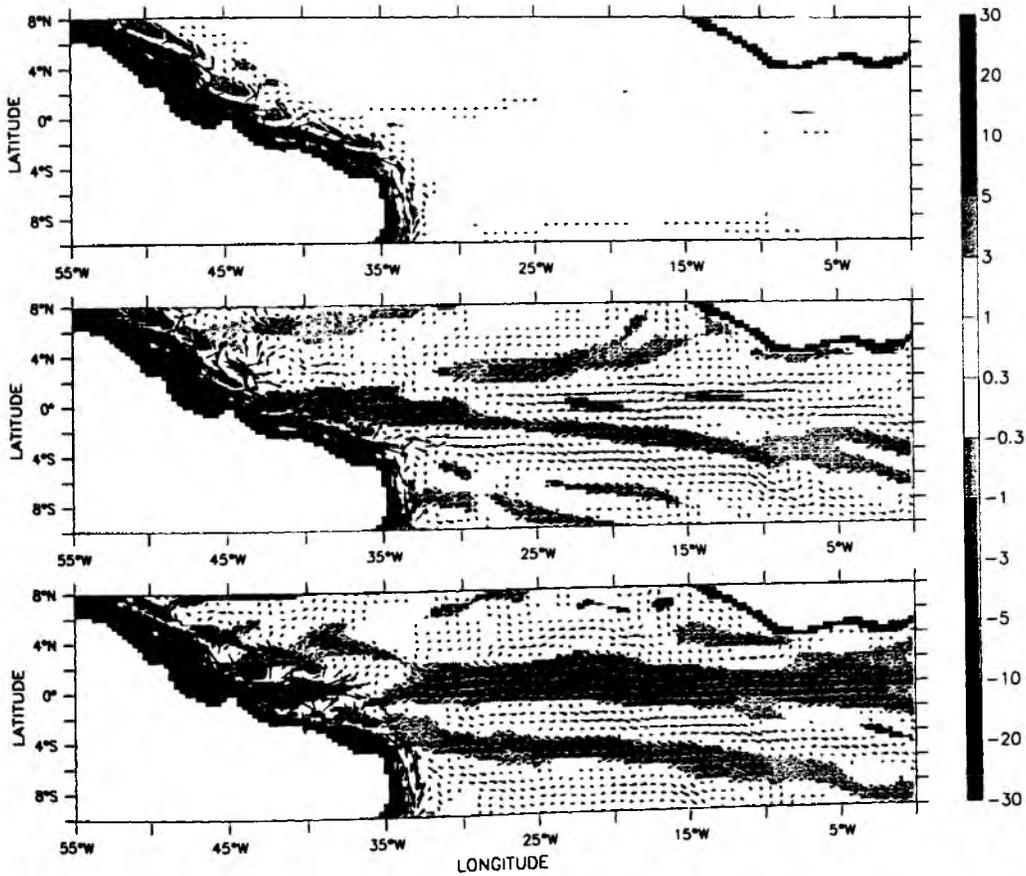


Abbildung 5.1: Geschwindigkeitsvektoren auf zonaler Komponente in 2000 m Tiefe [cm/s]: (oben) langjähriges Mittel, (mittig) saisonales Mittel im Sommer (JUL-AUG-SEP) und (unten) im Winter (JAN-FEB-MAR); maximale/minimale dargestellte Vektorlänge: 5/0.3 cm/s

saisonalen Skala oszilliert (Abb. 5.1 (Mitte und unten)). Die Amplituden der Fluktuationen liegen mit „peak-to-peak“ Werten von $O[10 \text{ cm/s}]$ eine Größenordnung über dem mittleren ostwärtigen Strömungsmaximum auf dem Äquator außerhalb der westlichen Randstrom-Region. Hierbei handelt es sich um das typische Modell-Antwortverhalten auf den Jahres- und Halbjahresgang im Windantrieb in Form langer barokliner Rossbywellen. Dieser Zusammenhang ist eine robuste Eigenschaft aller verglichenen DYNAMO-Modelle (DYNAMO GROUP, 1997) und wurde schon in der CME-Analyse von BÖNING & SCHOTT (1993) anhand einer Sensitivitäts-Studie hergestellt.

5.1. BEWEGUNGSFELD UND TRACERVERTEILUNG

In Abb. 5.2 ist die zeitliche Entwicklung der (Tiefpass-gefilterten) zonalen Strömungskomponente auf dem Äquator in 2000 m Tiefe für das regionale Modell dargestellt. Das Hovmöller-Diagramm bestätigt die erwartete, ausgeprägte Saisonalität in der Tiefe – die westwärtigen Phasengeschwindigkeiten mit etwa 20 cm/s weisen die Signatur langer Rossbywellen auf (Abb. 5.2 (links)). Der Vergleich mit den Experimenten, bei denen der Windantrieb modifiziert wurde (NOWIND und „COWIND“, letzteres wurde mit dem Jahresmittel der Windfelder angetrieben), macht die unmittelbare Abhängigkeit dieser Fluktuationen von der Anregung durch das Windfeld deutlich (Abb. 5.2 (Mitte, rechts)). In COWIND kommt es zunächst zu einer Verschiebung des jahreszeitlichen Signals zu längeren Perioden hin, die einen möglichen sogenannten „basin-mode“ des Beckens andeutet. Langfristig weisen NOWIND und COWIND gleichermaßen ein Abklingen der langen Wellen auf dem Äquator auf.

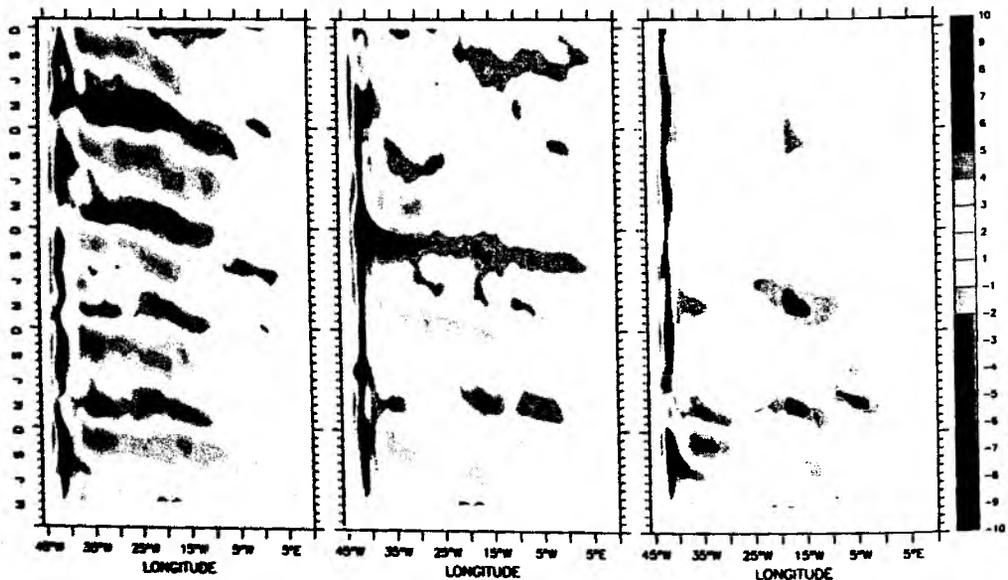


Abbildung 5.2: Hovmöller- bzw. Phasen-Diagramm der zonalen Geschwindigkeit [cm/s] auf dem Äquator in 2000 m Tiefe (geglättet mit einem übergreifenden Mittel von 6 Monaten Länge) für die jeweils ersten 5 Jahre nach dem spin-up bzw. mit veränderter Antriebsfunktion in den Sensitivitätsexperimenten zum Vergleich: (links) im Referenzlauf, (Mitte) COWIND, (unten) NOWIND

Eine neuere Untersuchung von THIERRY ET AL. (2000) bestätigt den von BÖNING & SCHOTT (1993) gezeigten, lokalen Charakter der Abhängigkeit vom Forcing an der Oberfläche: Eine auf ein schmales Band um den Äquator beschränkte Änderung

5.1. BEWEGUNGSFELD UND TRACERVERTEILUNG

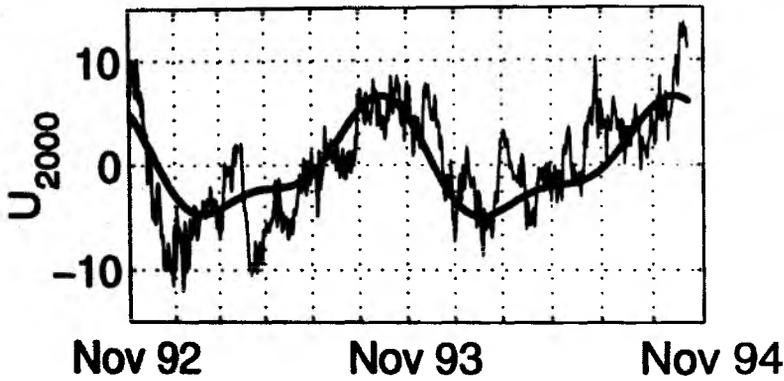


Abbildung 5.3: Beobachtete Anomalien der zonalen Geschwindigkeit auf dem Äquator bei 15° W in 2000 m Tiefe [cm/s] und Harmonische des Jahres- und Halbjahresgangs (aus THIERRY, 2000)

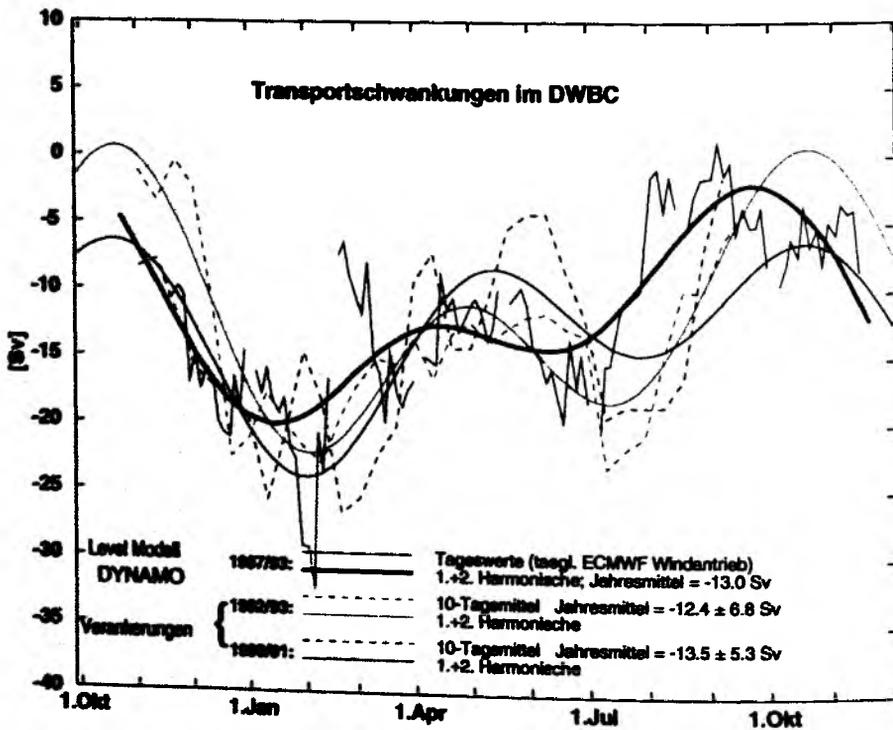


Abbildung 5.4: Beobachteter und modellierter Transport bei 44° W; nachträglich mit Modelldaten ergänzte Darstellung, die auf die Arbeit von FISCHER & SCHOTT (1997) zurück geht

5.1.2 Verteilung NADW charakterisierender Tracer

Die Verteilung NADW charakterisierender Tracer weist in mittleren Tiefen des äquatorialen Atlantiks in der Regel ein einheitliches Muster auf. In Abb. 5.5 ist hierfür exemplarisch eine Zusammenfassung wiederholt beobachteter Freonkonzentrationen in 1700 m für die Tropen und Subtropen dargestellt, die auf die Arbeit von WEISS ET AL. (1985) zurückgeht und sich bei LI ET AL. (1996) finden lässt. Nachdem das Freon aus höheren Breiten mit dem westlichen Randstrom in die äquatoriale Region gelangt ist, etabliert es – wie auch andere Tracer, z. B. verschiedene Nährstoffe, Sauerstoff oder Salzgehalt – ein ostwärtiges Konzentrationsmaximum entlang des Äquators (siehe z. B. RHEIN ET AL., 1995; OUDOT ET AL., 1998; ANDRIE ET AL., 1998).

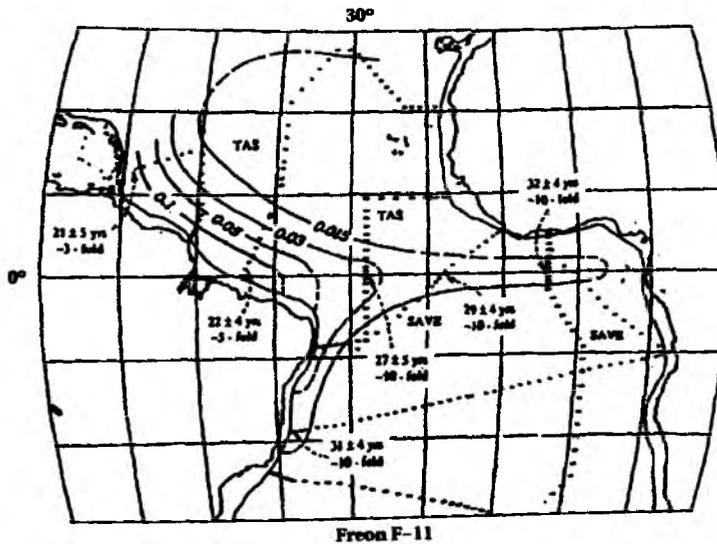


Abbildung 5.5: CFC-11 in 1700 m Tiefe von WEISS [pmol/kg]; die Darstellung findet sich bei LI ET AL. (1996)

Das regionale Modell setzt auf einem spin-up des nordatlantischen Muttermodells auf. Dieses ist mit einer Klimatologie für Salzgehalt und Temperatur initialisiert worden, die auf Arbeiten von LEVITUS ET AL. (1994) und BOYER & LEVITUS (1997) basiert (siehe Abschnitt 2.2.2). In Abb. 5.6 ist die Verteilung des Salzgehalts um den Äquator in 2000 m Tiefe zu Beginn der Integration des Muttermodells – entsprechend dem LEVITUS94/97-Datensatz (Januarmittel) – und am Ende des spin-up

5.1. BEWEGUNGSFELD UND TRACERVERTEILUNG

In Abb. 5.2 ist die zeitliche Entwicklung der (Tiefpass-gefilterten) zonalen Strömungskomponente auf dem Äquator in 2000 m Tiefe für das regionale Modell dargestellt. Das Hovmöller-Diagramm bestätigt die erwartete, ausgeprägte Saisonalität in der Tiefe – die westwärtigen Phasengeschwindigkeiten mit etwa 20 cm/s weisen die Signatur langer Rossbywellen auf (Abb. 5.2 (links)). Der Vergleich mit den Experimenten, bei denen der Windantrieb modifiziert wurde (NOWIND und „COWIND“, letzteres wurde mit dem Jahresmittel der Windfelder angetrieben), macht die unmittelbare Abhängigkeit dieser Fluktuationen von der Anregung durch das Windfeld deutlich (Abb. 5.2 (Mitte, rechts)). In COWIND kommt es zunächst zu einer Verschiebung des jahreszeitlichen Signals zu längeren Perioden hin, die einen möglichen sogenannten „basin-mode“ des Beckens andeutet. Langfristig weisen NOWIND und COWIND gleichermaßen ein Abklingen der langen Wellen auf dem Äquator auf.

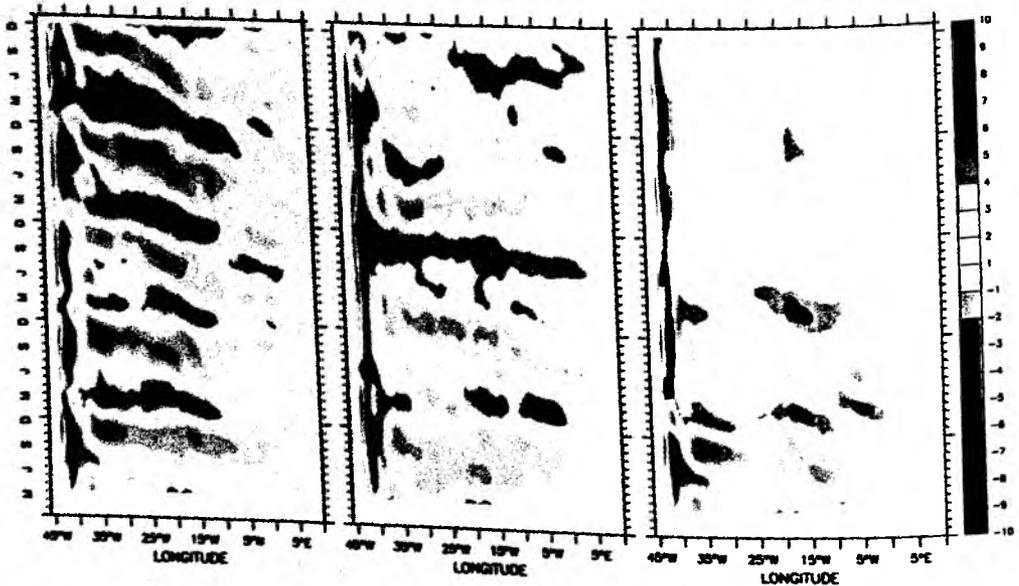


Abbildung 5.2: Hovmöller- bzw. Phasen-Diagramm der zonalen Geschwindigkeit [cm/s] auf dem Äquator in 2000 m Tiefe (geglättet mit einem übergreifenden Mittel von 6 Monaten Länge) für die jeweils ersten 5 Jahre nach dem spin-up bzw. mit veränderter Antriebsfunktion in den Sensitivitätsexperimenten zum Vergleich: (links) im Referenzlauf, (Mitte) COWIND, (unten) NOWIND

Eine neuere Untersuchung von THIERRY ET AL. (2000) bestätigt den von BÖNING & SCHOTT (1993) gezeigten, lokalen Charakter der Abhängigkeit vom Forcing an der Oberfläche: Eine auf ein schmales Band um den Äquator beschränkte Änderung

der Antriebsfunktion des Windfeldes – sei es durch Verwendung zeitlich konstanter Werte oder durch Abschalten – hat ein „spin-down“ der saisonalen Variabilität in der Tiefe zur Folge. Bemerkenswert ist desweiteren, dass die damit verbundenen Wellenphänomene, annuelle Rossby- und reflektierte Kelvinwelle, in dem der neueren Untersuchung zugrunde liegenden nicht-linearen Boxmodell eine gute Übereinstimmung mit linearer Wellentheorie aufweisen. Somit kann die Dynamik in den tiefen Schichten des äquatorialen Beckens in erster Näherung als linear angenommen werden (THIERRY ET AL., 2000).

Der Vergleich mit Beobachtungen zeigt, dass die oben beschriebenen Fluktuationen ihre Entsprechung im realen tropischen Atlantik finden. Einem instantanen vertikalen Strömungsprofil bei 0° N, 30° W, von Januar 1989 (PONTE ET AL., 1990) stellen BÖNING & SCHOTT (1993) eines von Juni 1991 gegenüber, das an gleicher Position gewonnen wurde. Es zeigt sich – neben der gut übereinstimmenden Struktur alternierender Strombänder mit der Tiefe, die an „stacked jets“ erinnern (vergleiche z. B. SEND ET AL., 2001), hierfür jedoch zu große Geschwindigkeitsamplituden und Vertikalskalen aufweisen – ein nahezu allgegenwärtiger Vorzeichenwechsel mit der Jahreszeit in den zonalen Strömungskomponenten unterhalb von 700 m.

Neuere Langzeitmessungen der Strömungsverhältnisse in und oberhalb der Romanche- und Chain-Bruchzone bestätigen den dominanten saisonalen Charakter der zonalen Variabilität im äquatorialen Gürtel (THIERRY, 2000). In Abb. 5.3 ist die Anomalie der 2-jährigen Registrierung der Zonalkomponente der Geschwindigkeit bei 15° W in 2000 m Tiefe zusammen mit dem spektralen Anteil des Jahres- und Halbjahresgangs dargestellt, der mehr als 50 % der Varianz erklärt. Die Autorin gibt ein Verhältnis von mittlerer zu turbulenter kinetischer Energie von 0.06 an – der mittleren Geschwindigkeit der Größenordnung $O[1 \text{ cm/s}]$ stehen Fluktuationen der Größenordnung $O[10 \text{ cm/s}]$ gegenüber.

Direkte Strömungsmessungen bei 44° W von FISCHER & SCHOTT (1997) führen im Bereich des DWBC zwischen 1000 m und 3100 m auf saisonale Transportschwankungen mit weniger als 7 Sv in der Zeit von September bis Oktober und etwa 25 Sv in Januar und Februar bei einem mittleren Transport von 13 Sv. Abb. 5.4 zeigt die Zeitreihen aus FISCHER & SCHOTT (1997), die auf wiederholt durchgeführten Messungen basieren und durch einen Vergleich mit einem DYNAMO-KMDM Experiment ergänzt wurden. Die kombinierten ersten beiden Harmonischen des Jahresgangs sind den jeweiligen Zeitreihen hinzugefügt. Mit diesen beiden Perioden lassen sich allein zwei Drittel der beobachteten Variabilität erklären.

5.1. BEWEGUNGSFELD UND TRACERVERTEILUNG

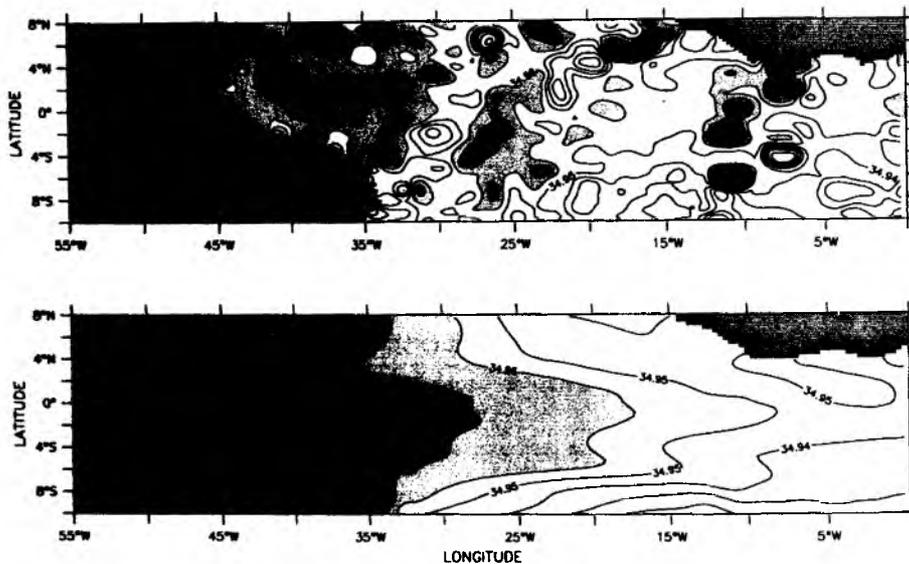


Abbildung 5.6: Mittlerer Salzgehalt auf und um den Äquator in 2000 m Tiefe: (oben) Levitus94/97, (unten) Muttermodell am Ende seines spin-up

des Muttermodells – entsprechend dem Startfeld des regionalen Modells – dargestellt. Eine signifikante Struktur lässt sich in dem stark verrauschten Anfangsfeld nicht ausmachen. Betrachtet man jedoch das quasi-ingeschwungene Muttermodell, so zeigt sich deutlich, dass sich eine den Beobachtungen ähnliche typische Tracerverteilung längs des Äquators ausgebildet hat.

Diese „Salzgehaltsszunge“ ist eine *scheinbar* robuste Modelleigenschaft und wurde u. a. schon in CME und DYNAMO diskutiert. Der Vergleich verschiedener Wirbel auflösender und biharmonisch vermischter Modellrealisierungen mit einer nicht Wirbel auflösenden Variante einerseits (CME, BÖNING & SCHOTT, 1993) und einem vertikal isopyknisch diskretisierten Modell (DYNAMO-MICOM, DYNAMO GROUP, 1997) andererseits hat zu dem Schluss geführt, dass erst die weitaus weniger skalenlektive harmonische Vermischungsparametrisierung, die in den beiden zuletzt genannten Modellen zur Anwendung kommt, effektiv auf der räumlichen Skala der Salzgehaltsverteilung längs des Äquators wirkt. Die Tracerzunge wird hier bereits über den Zeitraum des spin-up deutlich erodiert.

Diese Sensitivität gegenüber der Parametrisierung der Diffusion findet in dem Vergleich des regionalen Referenzlaufs mit dem FLAME-Standardmodell mit isopyknischer Vermischung (NA_ISO) ihre Bestätigung. Abb. 5.7 zeigt wiederum die

Verteilung des Salzgehalts in 2000 m Tiefe. Der Vergleichslauf ist ebenfalls auf das eingeschwungene Modell des Nordatlantiks aufgesetzt und unterscheidet sich von diesem nur durch die harmonische (isopyknische) Vermischungsparametrisierung in der Horizontalen. Integriert wurde über einen Zeitraum von 12 Jahren. Während die Tracerzunge im regionalen Modell ihre Struktur im Wesentlichen erhält (vergleichbar DYNAMO-KMDM, DYNAMO GROUP, 1997), ist sie in NA_ISO signifikant diffundiert.

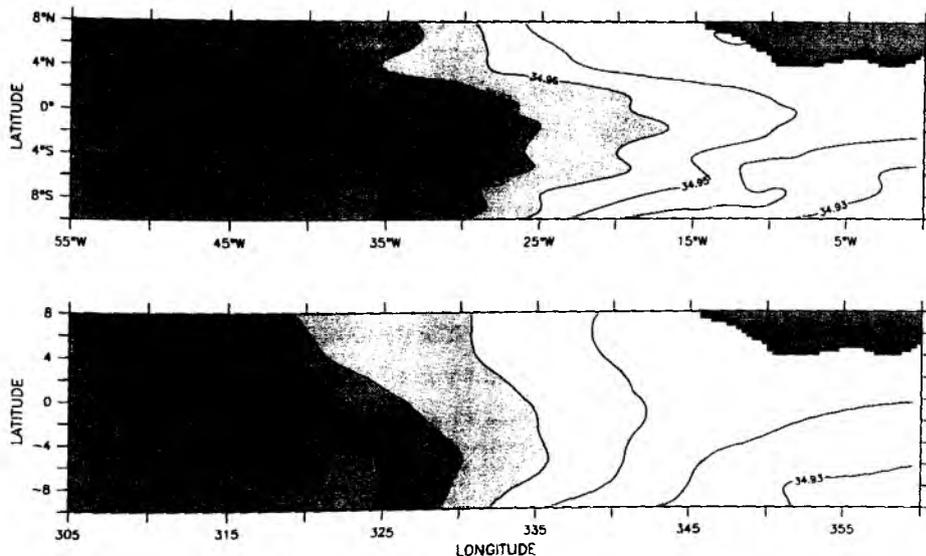


Abbildung 5.7: Mittlerer Salzgehalt auf und um den Äquator in 2000 m Tiefe: (oben) das regionale Modell, (unten) NA_ISO; 12 Jahre nach dem spin-up des regionalen Modells

Die charakteristische Verteilung beobachteter und modellierter NADW-Eigenschaften deutet in mittleren Tiefen auf eine Aufspaltung des Transports dieser Wassermasse am Äquator hin. Die mittleren dynamischen Verhältnisse im Modell (Abschnitt 5.1.1) scheinen mit dem integralen Bild der Tracer-Verteilung im Konflikt zu stehen. Während sich der DWBC – abgesehen von einem Residuum – im Mittel ohne Aufspaltung über den Äquator fortsetzt, zeigt die Salzgehaltsverteilung ein nach Osten gerichtetes Konzentrationsmaximum.

Mögliche Mechanismen einer mittleren zonalen Ausbreitung wurden u. a. von KAWASE ET AL. (1992) mit einem vertikal hochaufgelösten (50 Schichten) Zirkulationsmodell mit idealisierter Boxgeometrie um den Äquator untersucht. Wie auch schon in einem linearen Prozessmodell von KAWASE (1987) unter Verwendung rea-

listischer ozeanischer Parameter existiert im quasi-stationären Zustand keine signifikante Bifurkation des DWBC am Äquator. Die Autoren geben an, dass der mit dem ostwärtigen Strömungsanteil verbundene Massentransport vernachlässigbar sei. Obwohl sie einräumen, dass die schmale Form der (beobachteten Tracer-) Zunge (entlang des Äquators) nachhaltig einen advektiven Prozess suggeriere, erscheine der unvergleichbar höhere transäquatoriale Transport des DWBC inkompatibel mit der von WEISS ET AL. (1985) beobachteten Freonverteilung (Abb. 5.5).

5.1.3 Zusammenhang zwischen DWBC und zonalem Stromsystem

Lässt sich ein direkter Zusammenhang zwischen dem tiefen westlichen Randstrom und dem ost-westwärtig ausgerichteten Strömungssystem am Äquator auf Basis Eulerscher Betrachtungen im Modell wie in Beobachtungen nur schwer herstellen (Abb. 5.1), so offenbart die alternative Lagrangesche Sichtweise eine Kopplung der Regime. 14 langjährige „SOFAR“ Float-Registrierungen in einer nominellen Tiefe von 1800 m weisen in verschiedener Hinsicht ein jahreszeitliches Verhalten am Äquator auf (RICHARDSON & SCHMITZ, 1993; RICHARDSON & FRATANTONI, 1999), zum einen bezüglich der Aufnahme in das zonale Stromsystem und zum anderen in der Wiederholrate der ost- und westwärtigen Richtungsumkehr der Treibkörper in diesem System (Abb. 5.8).

Die Bahnen der Floats, die im Kern des DWBC bei 7° N und 11° N eingesetzt wurden, nehmen, je nachdem zu welcher Zeit sie im äquatorialen Randstrombereich eintreffen, völlig unterschiedliche Verläufe. Zeitweise (Februar-März 1989) scheinen die vom DWBC mitgeführten Wassermassen (NADW) mehr oder weniger ausgehende Exkursionen entlang des Äquators nach Osten zu unternehmen, zu anderen Zeiten (August-September 1990) scheinen sie den Äquator ausschließlich am westlichen Rand zu passieren und mit dem DWBC ihren Weg nach Süden fortzusetzen (RICHARDSON & SCHMITZ, 1993). Desweiteren spiegelt sich in den Trajektorien der Floats, die den ostwärtigen Umwegen im Bereich des Äquators folgen, die dominante jahreszeitliche Variabilität der ausgeprägten zonalen Jets wider (RICHARDSON & FRATANTONI, 1999).

Simulierte Teilchenbahnen in der Tiefe des regionalen Modells reproduzieren die Beobachtungen. In den Kern des modellierten DWBC eingesetzte Float-Ensembles gelangen in Abhängigkeit von der Jahreszeit der Initialisierung entweder ausschließlich mit dem Randstrom in die Südhemisphäre oder erfahren eine Aufspaltung am Äquator, wobei ein bemerkenswerter Teil in die zonalen Strombänder einspeist (Abb. 5.9). Das unterschiedliche Bifurkationsverhalten in Abhängigkeit vom

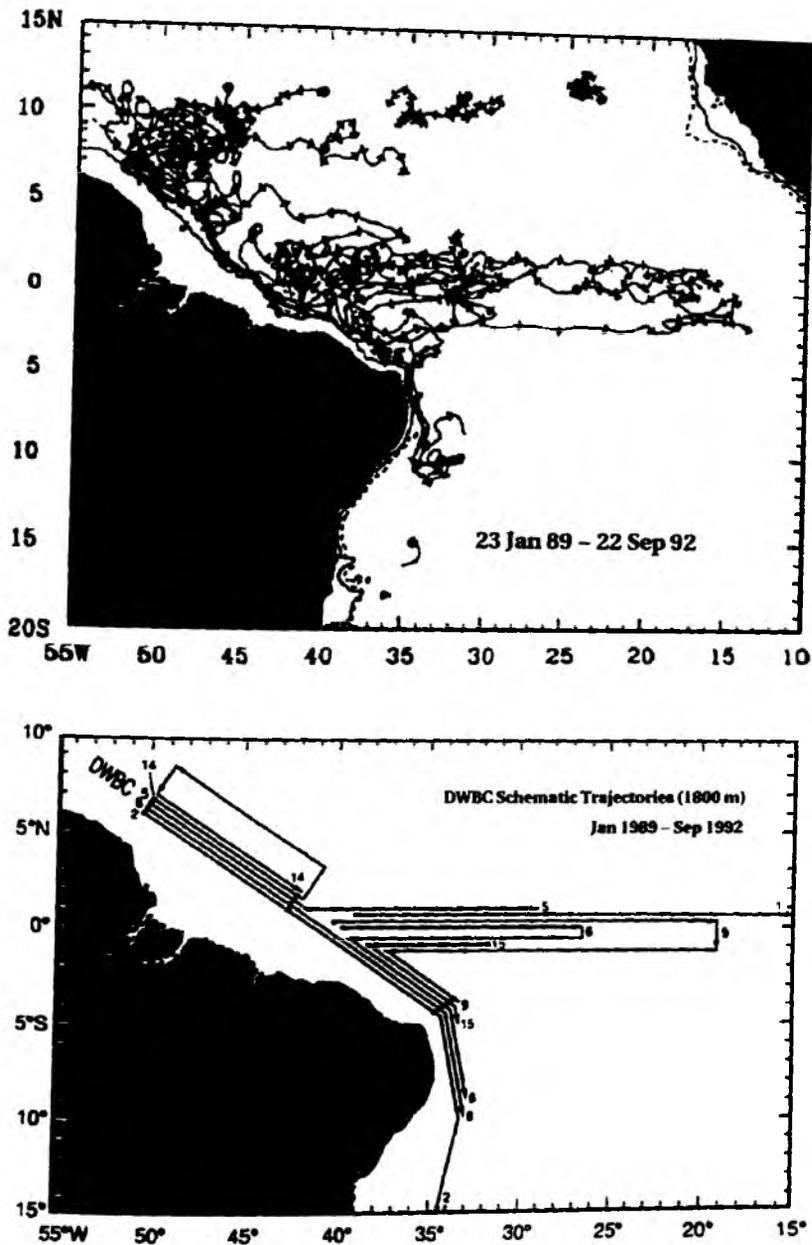


Abbildung 5.8: Beobachtete Float-Trajektorien nach RICHARDSON & FRATANTONI (1999):
(oben) „Spaghetti“-Diagramm und (unten) schematisierte Darstellung

Zeitpunkt der Initialisierung deutet auf einen zeitabhängigen Mechanismus der Verbindung der Strömungsregime hin. Einmal in den äquatorialen Wellenkanal gelangt, folgen die Floats der dort vorherrschenden Variabilität und erfahren dabei eine mittlere Versetzung nach Osten.

5.1.4 Postulierte zonale Transportmechanismen

Die Dominanz der ausgeprägten Fluktuationen gegenüber einer relativ schwachen mittleren Zonalgeschwindigkeit entlang des Äquators (Abb. 5.1) führt zu der Vermutung, dass die dort zu beobachtende Tracerzunge einen rektifizierenden Effekt zeitabhängiger Bewegungs- und Vermischungsprozesse reflektiert (siehe z. B. THOMPSON & KAWASE, 1993). Hiermit sind Prozesse gemeint, die sich mit der Eulerschen Betrachtungsweise der zugrunde liegenden dynamischen Verhältnisse nicht erfassen lassen.

An dieser Stelle setzen die Untersuchungen von LI ET AL. (1996) und LI & CHANG (1999) an. Motiviert durch die wiederholten Aufnahmen der Freonkonzentrationen längs des Äquators (siehe Abb. 5.5), die auf eine Zeitskala der beckenweiten Ausbreitung von ca. 5 Jahren führten und somit nicht kompatibel mit der schwachen mittleren Advektion in den Modellen sind, richteten LI ET AL. (1996) den Fokus auf mögliche nichtlineare Effekte äquatorialer Wellen auf die ostwärtige Tracerausbreitung, genauer gesagt auf individuelle Teilchen des Strömungsfelds als Träger der Tracerinformation. Die weiterführenden Studien von LI & CHANG (1999) greifen in diesem Zusammenhang auf Strömungsfelder in mittlerer Tiefe zu, die über einen Zeitraum von 3 Jahren aus dem globalen Ozeanmodell von SEMTNER & CHERVIN (1992) extrahiert wurden. Bemerkenswert ist hierbei, dass aus der Eulerschen Mittelung über die Zeitreihe der Geschwindigkeiten eine westwärtige Advektion auf dem Äquator resultiert ($O[1 - 2 \text{ cm/s}]$).

LI ET AL. (1996) zeigen mit Hilfe eines analytischen sowie eines prozessorientierten numerischen Modellansatzes, dass es neben der weithin bekannten, durch einzelne Wellen hervorgerufenen Stokes-Drift von Teilchen (siehe z. B. LONGUET-HIGGINS, 1969) einen wesentlich effektiveren rektifizierenden Effekt sich überlagernder Wellen auf das Bewegungsfeld gibt, das so genannte „chaotic stirring“, das u. a. zu erheblich erhöhter Vermischungsaktivität im äquatorialen Wellenleiter führen kann. Das Zusammenspiel von langer Rossbywelle und hochfrequenter Yanaiwelle ($T_R = 1 \text{ Jahr}$ bzw. $T_Y = 30 - 45 \text{ Tage}$) erweist sich sowohl in den theoretischen Überlegungen als auch in den numerischen Modelllösungen (siehe auch LI &

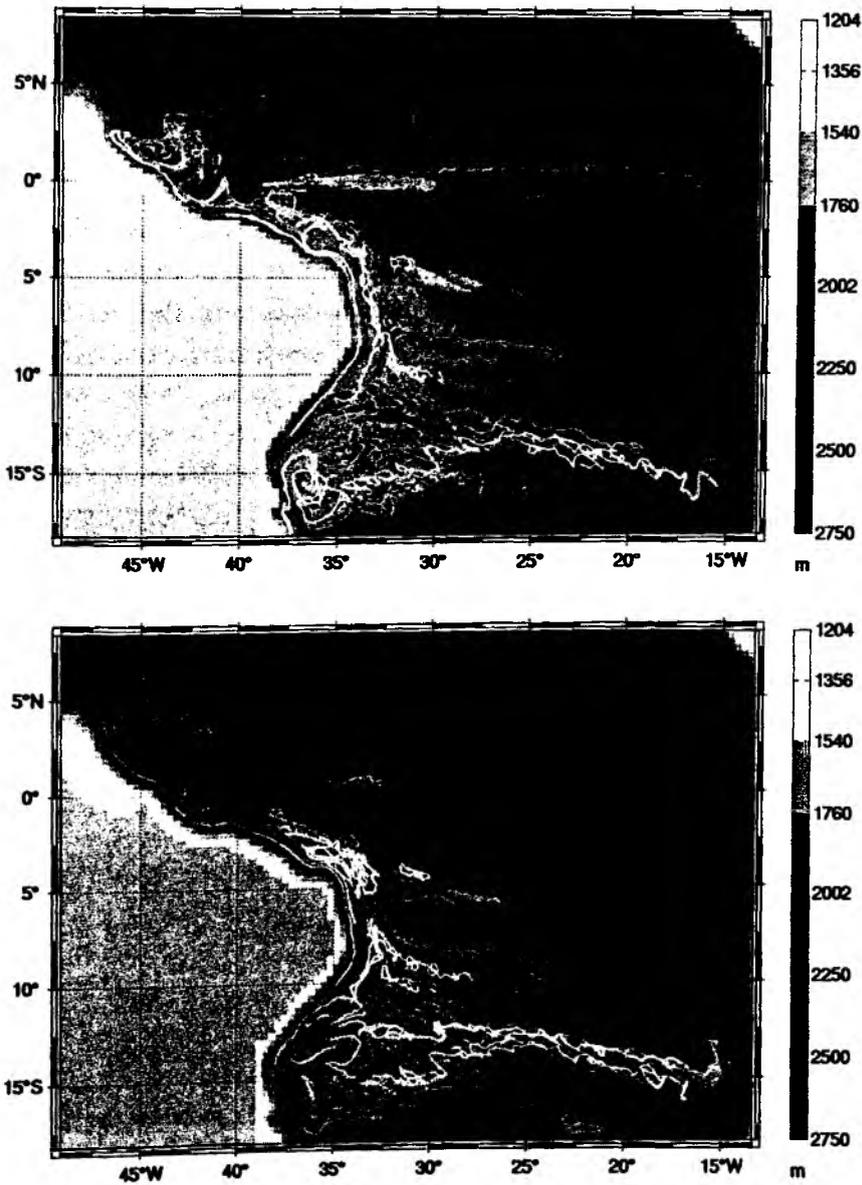


Abbildung 5.9: Float-Simulation im Referenzlauf; Initialisierung bei 44° W im Kern des DWBC (oben) im Winter und (unten) im Sommer; Integrationszeit: 10 Jahre; Farbskala: vertikale Trajektorienposition [m]

5.1. BEWEGUNGSFELD UND TRACERVERTEILUNG

CHANG, 1999) für diesen Prozess am Äquator als besonders wirksam. Diese beiden Wellentypen zeigen sich auch im regionalen Modell.

Der dominante Jahres- und Halbjahresgang in der Zonalgeschwindigkeit im Bereich des Äquators, der auf lange Rossbywellen im betrachteten Tiefen-Niveau hinweist, wurde in Abschnitt 5.1.1 vorgestellt und diskutiert. Anknüpfend an Abb. 5.2 ist in diesem Zusammenhang in Abb. 5.10 das Hovmöller-Diagramm der meridionalen Geschwindigkeitskomponente auf dem Äquator in 2000 m Tiefe für den Referenzlauf und die Experimente COWIND und NOWIND dargestellt. Beckenweit vorherrschende Wellenlängen und Perioden von etwa 700 km und 36 Tagen bei westwärtiger Phasen- und ostwärtiger Gruppengeschwindigkeit – ähnliche Charakteristiken wie sie z. B. in CME oder im Modell von SEMTNER & CHERVIN (1992) gefunden wurden (BÖNING & SCHOTT, 1993; LI & CHANG, 1999) – lassen nur den Schluss auf Yanaiwellen zu (Abb. 5.10 (links)).

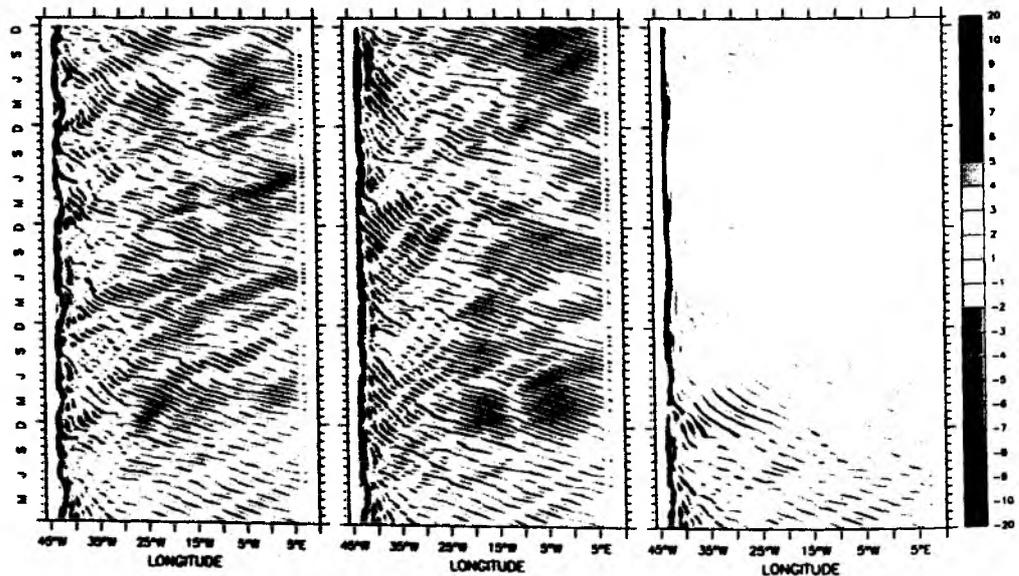


Abbildung 5.10: Hovmöller-Diagramm (Zeit nach oben positiv) der meridionalen Geschwindigkeit [cm/s] auf dem Äquator in 2000 m Tiefe für die jeweils ersten 5 Jahre nach dem spin-up bzw. mit veränderter Antriebsfunktion in den Sensitivitätsexperimenten zum Vergleich: (links) im Referenzlauf, (Mitte) COWIND, (rechts) NOWIND

Im Gegensatz zu den langen Rossbywellen sind die Yanaiwellen in den mittleren Tiefen des Modells nicht unmittelbar mit den Fluktuationen des antreibenden Windfelds an der Oberfläche verknüpft, was sich in der unverminderten Ausprä-

gung der Amplituden ($O[10 \text{ cm/s}]$) in COWIND niederschlägt (Abb. 5.10 (Mitte)). Als potenzieller Entstehungsmechanismus der Yanaiwellen ist weithin Scherungsinstabilität an der Oberfläche akzeptiert, wobei die Studien von BÖNING & SCHOTT (1993) und THIERRY ET AL. (2000) zeigen, dass das von COX (1980) im Pazifik und von WEISBERG & HORGAN (1981) im Atlantik für eine saisonale Modulation dieses Prozesses (bzw. seine Wirksamkeit überhaupt) verantwortlich gemachte, jahreszeitlich stark variierende SEC/NECC-Regime keine besondere Rolle für die Yanaiwellen in den Modellen spielt, wie auch der Vergleich des Referenzlaufs mit COWIND bestätigt. Das Modell reagiert erst auf das Abschalten des Windantriebs (NOWIND) – und somit des gesicherten Zonalstromsystems an der Oberfläche – mit einem totalen Zusammenbruch des hochfrequenten Wellensignals in 2000 m Tiefe (Abb. 5.10 (rechts)).

Nachdem gezeigt werden konnte, dass die für den Prozess des chaotic stirring potenziell effektivsten Wellentypen im regionalen Modell auftreten (wobei die Amplituden von gleicher Größenordnung wie in den Untersuchungen von LI ET AL. (1996) und LI & CHANG (1999) sind), ist in Abb. 5.11 das entsprechende Dispersionsverhalten auf dem Äquator anhand einer Floatsimulation exemplarisch illustriert. Eine bei 35° W im mittleren Tiefenniveau initialisierte Teilchenwolke weist nach einem Jahr ein für das chaotic stirring typisches Verteilungsmuster auf. Die anfangs eng benachbarten Teilchen erstrecken sich am Ende der Integration über ein wellenförmiges, zonal zu beiden Seiten der Auslage in die Länge gezogenes Band.

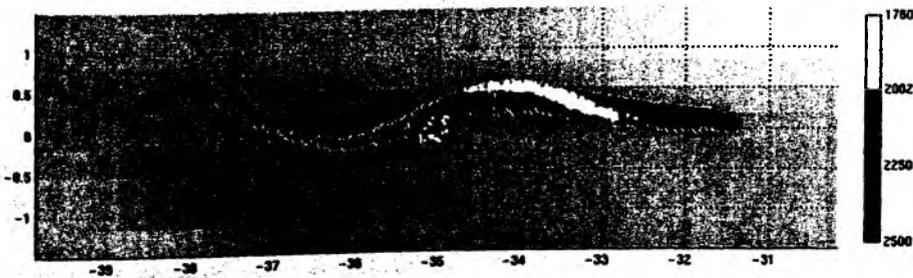


Abbildung 5.11: „chaotic stirring“: Dispersion einer Teilchenwolke, integriert über ein Jahr, initialisiert in einer Modellbox am Äquator bei 35° W in 2000 m Tiefe; Farblegende repräsentiert Tiefenstufen des Modells [m]

Betrachtet man vor diesem Hintergrund die Entwicklung der äquatorialen Salzgehaltszunge nach 50 weiteren Jahren Modellintegration erscheint der von LI ET AL. (1996) vorgeschlagene chaotische Vermischungsprozess auf langer Zeitskala als

5.1. BEWEGUNGSFELD UND TRACERVERTEILUNG

nicht hinreichend effizient für die ostwärtige Tracerausbreitung im regionalen Modell (Abb. 5.12). Obwohl die qualitative (zungenförmige) Struktur in der Verteilung des Salzgehalts im Wesentlichen erhalten geblieben ist, hat sich ein erhöhter zonaler Gradient aufgebaut. Die Konzentrationen haben im Osten ab- und westlich von etwa 20° W zugenommen.

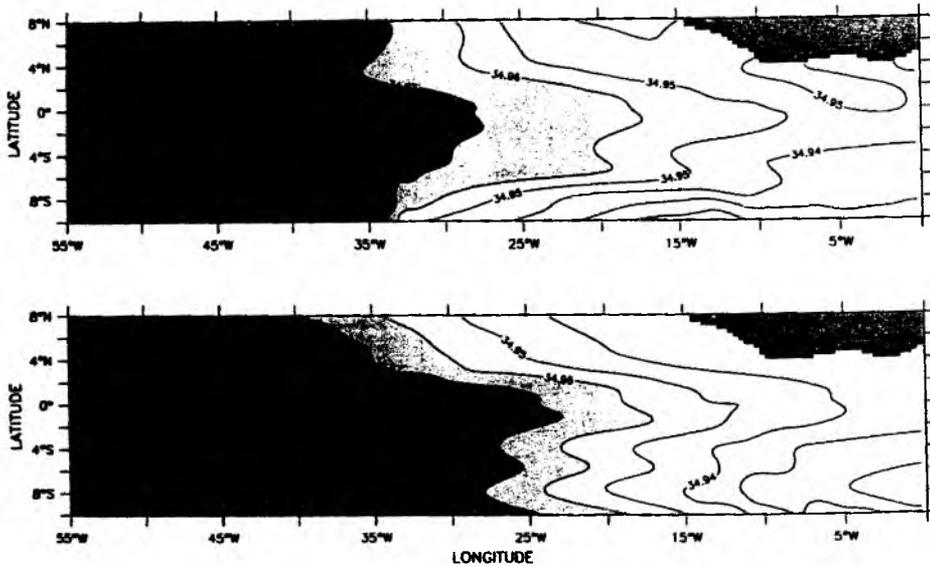


Abbildung 5.12: Mittlerer Salzgehalt auf und um den Äquator in 2000 m Tiefe im regionalen Modell: (oben) am Anfang des spin-up, (unten) 70 Jahre später

Ein rektifizierender Effekt zeitabhängiger Bewegungsprozesse auf das zonale Ausbreitungsverhalten individueller Wasserteilchen, die zuvor mit dem DWBC in den äquatorialen Wellenleiter gelangen, lässt sich im regionalen Modell sowohl aus dem integralen Bild einer Tracer-Verteilung als auch unmittelbar aus den Bahnverläufen simulierter Floats nicht ableiten. Selbst die auf dem Äquator am weitesten ostwärts vorgedrungenen Teilchen des im DWBC initialisierten Ensembles in Abb. 5.9 (oben) weisen nach 10 Jahren auf maximale mittlere Lagrangesche Ausbreitungsgeschwindigkeiten (individueller Teilchen!) hin, die mit weniger als 1 cm/s von gleicher Größenordnung wie die Eulerschen Mittel im Gebiet sind (vergleiche Abb. 5.1 (oben)). Offensichtlich ist das modellierte äquatoriale Wellenfeld weder mittels dynamischer (Stokes-Drift) noch kinematischer Effekte (chaotic stirring) in der Lage, die initiale charakteristische Salzgehaltsverteilung in mittleren Tiefen des tropischen Atlantiks auf langer Zeitskala aufrecht zu erhalten.

Mit Hilfe der Langzeit-Integration (70 Jahre) des kompakten Modells des tropischen Atlantiks konnte gezeigt werden, dass Integrationen in der Größenordnung $O[10 \text{ Jahre}]$ bei weitem kein thermisches Gleichgewicht der dynamischen Variablen mit den thermohalinen Antriebskräften erwarten lassen können (siehe z. B. GERDES ET AL., 1991). Dieser Sachverhalt konnte in der früheren CME-Analyse von BÖNING & SCHOTT (1993) aufgrund der zu geringen Laufzeit des Modells nicht herausgearbeitet werden (damals stand der mit heute vergleichbaren Ressourcenanforderung des Modells eine wesentlich geringere verfügbare Rechnerkapazität gegenüber). Der qualitative Vergleich des tiefen äquatorialen Salzsinalns auf dekadischer Zeitskala wies in erster Näherung keine Veränderungen auf (vergleiche auch **Abb. 5.6 (unten)** und **Abb. 5.7 (oben)**) und führte somit zu der Forderung nach einer stationären Balance der beteiligten Flüsse als Erklärungsansatz.

Auf Basis einer einfachen Skalen- und Plausibilitätsbetrachtung kommen BÖNING & SCHOTT (1993) zu dem Schluss, dass das Zusammenwirken von zwei horizontalen Prozessen für die Bilanz der Salzzunge eine dominierende Rolle spielen dürfte: Bereits eine geringe mittlere ostwärtige Advektion von etwa 0.25 cm/s (typische Größenordnung der Level-Modelllösungen in CME, DYNAMO und FLAME) kann ausreichen, um die polwärtige turbulente Flussdivergenz $\partial(\overline{v'S'})/\partial y$ auf dem Äquator zu kompensieren. Um diesen Ansatz mit Hilfe des regionalen Modells näher zu beleuchten, wird das zonale Integral (entlang der Tracerzunge im Modellinneren) über die relevanten horizontalen Divergenzterme in 2000 m Tiefe bestimmt (**Abb. 5.13**). Für den Salzgehalt gilt lokal:

$$\frac{\partial \bar{S}}{\partial t} = -\bar{u} \frac{\partial \bar{S}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \bar{S}}{\partial y} - \bar{w} \frac{\partial \bar{S}}{\partial z} + \frac{\partial(\overline{u'S'})}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{v'S'})}{\partial y} + \frac{\partial(\overline{w'S'})}{\partial z} \quad (5.1)$$

Hierbei bezeichnet der Balken das zeitliche Mittel der verwendeten Modellgrößen und der Strich die Abweichungen davon. Als Mittelungsintervall wurde die gesamte Zeitspanne der für diese Analyse verfügbaren Modellzeitreihen von 5 Jahren gewählt. Der Effekt des biharmonischen Vermischungsansatzes in der Horizontalen und des harmonischen in der Vertikalen kann auf der beckenweiten Skala des betrachteten Phänomens vernachlässigt werden (siehe BÖNING & SCHOTT, 1993) und ist deshalb nicht in **Gleichung 5.1** enthalten.

Die integrale Betrachtung der verschiedenen horizontalen Divergenzterme im zentralen und östlichen tropischen Atlantik bestätigt den dominanten und – mit Fokus auf den Äquator – sich kompensierenden Effekt der mittleren zonalen Flussdivergenz $\bar{u}(\partial \bar{S}/\partial x)$ im Zusammenspiel mit der turbulenten Meridional-Komponente $\partial(\overline{v'S'})/\partial y$. Der zusätzlich in **Abb. 5.13** dargestellte Term der middle-

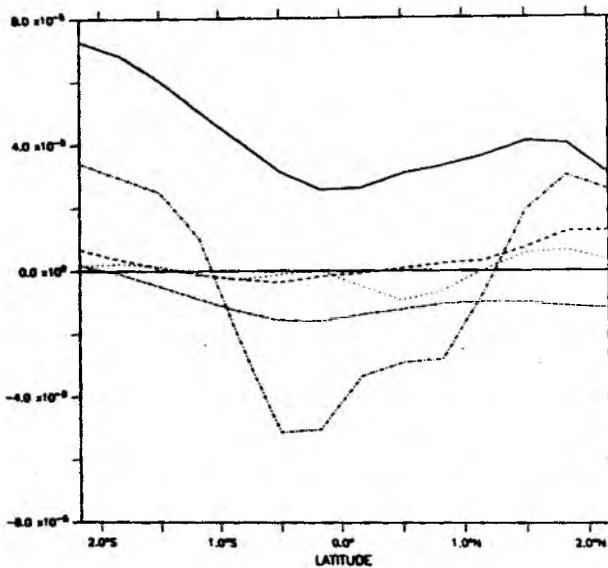


Abbildung 5.13: Zonales Integral (Afrika bis 25° W) über die horizontalen lokalen Salzdivergenzterme im Bereich des Äquators [psu m s^{-1}] – Analyse 5-jähriger Zeitreihen von Salz, u und v in 2000 m Tiefe aus dem Referenzlauf: (durchgezogen) $\bar{u}\bar{S}_x$, (gestrichelt) $\bar{v}\bar{S}_y$, (gepunktet) $(\overline{u'S'})_x$, (strichpunktiiert) $(\overline{v'S'})_y$, (strichpunkt-punktiiert) \bar{S}_t , (Indizes bedeuten lokale Ableitung)

ren zeitlichen Entwicklung des Salzgehalts weist auf einen – wenn auch moderaten – Nettoeffekt auf die Tracerzunge in dieser Region und Tiefe hin. Wie sich schon in Abb. 5.12 abgezeichnet hat, sind die lokal hohen Salzkonzentrationen rückläufig. Entscheidend bei dem Vergleich in Abb. 5.13 ist jedoch, dass die horizontalen Divergenzen allein nicht in der Lage sind, dieses zeitliche Verhalten auch im unmittelbar angrenzenden Bereich nördlich und südlich des Äquators zu balancieren. Hier ist eine Bilanz ohne Einbeziehung der vertikalen Flussterme nicht mehr plausibel.

Einen weiteren möglichen Mechanismus für hinreichend effektive zonale Transportprozesse im Bereich des Äquators stellt Advektion durch die bereits angesprochenen stacked jets (Abschnitt 5.1.1) dar. Diese lassen sich unterhalb der Thermoklinen bis mindestens 3000 m Tiefe aus Beobachtungen ableiten und zeichnen sich im Atlantik durch vertikale und meridionale Skalen von der Größenordnung $O[500 \text{ m}]$ bzw. $O[2^\circ]$ aus und durch über die Tiefe alternierende zonale Strömungsamplituden von $O[10 - 20 \text{ cm/s}]$ (PONTE ET AL., 1990; GOURIOU ET AL., 1999). Die modale Struktur-Analyse eines umfangreichen Datensatzes von SEND ET AL. (2001) führt

auf ein auf langer Zeitskala quasi-stationäres und zwischen 45° W bis 30° W nahezu kohärentes Signal mit der Signatur dieser stacked jets, das weder die Eigenschaft saisonaler Richtungsumkehr noch vertikaler Propagation aufweist.

Das regionale Modell ist aufgrund seiner zu groben vertikalen Diskretisierung nicht in der Lage, diese Strukturen in mittleren Tiefen (siehe Tab. 2.1) aufzulösen. Eine signifikante Erhöhung der Anzahl der Gitter-Level wäre ein notwendiges Kriterium, um die Darstellbarkeit von stacked jets im Modell überhaupt gewährleisten zu können. Ob es sich dabei zudem um ein hinreichendes Kriterium handelt, ist allerdings fragwürdig. Sollte der von HUA ET AL. (1997) vorgeschlagene und weiterhin favorisierte Entstehungsmechanismus durch „inertial instability“ für die quasi-stationären Jets verantwortlich sein, kann eine Verfeinerung des Gitters allein nicht die alternierende Jet-Struktur in der Vertikalen erwarten lassen. Das analytische Modell von HUA ET AL. (1997) berücksichtigt die horizontale Komponente der Corioliskraft, die bisher in allen auf den Primitiven Gleichungen basierenden Modellen aufgrund der „traditionellen Approximation“ nicht enthalten ist. Unter diesen Umständen würden zukünftige Simulationen des äquatorialen Bereichs zusätzlich zu einer verbesserten vertikalen Auflösung eine Aufgabe der traditionellen Approximation erfordern.

Im Folgenden wird der Fokus auf dem Antwortverhalten des interhemisphärischen Transports auf Schwankungen im DWBC liegen (Abschnitt 5.2). Hierbei spielt die äquatoriale Dynamik abermals eine große Rolle und reagiert mit zonal propagierenden Wellen- und sich anschließenden Transportprozessen. Die Frage nach einem effektiven Mechanismus für die charakteristische Tracerausbreitung längs des Äquators bleibt bei diesen Untersuchungen zwangsläufig von Interesse.

5.2 Reaktion des interhemisphärischen Transports auf Anomalien im DWBC

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, in welcher Weise Transportanomalien des DWBC, die ihren Ursprung in den Tiefenwasserbildungsgebieten höherer Breiten finden, über den Äquator hinweg vermittelt werden und welche Zeitskalen damit verbunden sind. Im Vordergrund steht das Ziel, eine mögliche „Pufferwirkung“ der äquatorialen Wellendynamik hinsichtlich interhemisphärischer Vermittlung von Schwankungen in der thermohalinen Zirkulation im Modell näher zu beleuchten.

5.2.1 Hintergrund

Wie bereits KAWASE (1987) anhand des Einschwingverhaltens in einem stark vereinfachten Box-Modell der Tiefenwasserzirkulation im Atlantik – einem Layer-Modell mit einer „aktiven“ Schicht und einer idealisierten thermischen Antriebsquelle am Nordrand – zeigen konnte, etabliert sich nördlich des Äquators relativ zügig ein tiefer westlicher Randstrom unmittelbar im Gefolge der von der Störung im Nordwesten angeregten Rand-Kelvinwellen. Die Wellen- und Strömungssignale werden am Westrand vom äquatorialen Wellenleiter eingefangen und setzen ihren Weg nach Osten fort. Die schnellen Kelvinwellen auf dem Äquator gehen am Ostrand in sich nord- und südwärts ausbreitende Randwellen über, die ihrerseits lange, westwärts propagierende Rossbywellen abstrahlen.

Nachdem die langen Rossbywellen schließlich das Becken überquert haben und am Westrand in kurze dissipative Rossbywellen reflektiert sind, erfährt der Randstrom in der Nordhemisphäre gewisse Modifikationen, im Süden bildet sich dieser jetzt jedoch erst aus. Dieser Anpassungsprozess wird prinzipiell in allen Modellen unterschiedlichster Komplexität durchlaufen. Die Berücksichtigung vertikaler Schichten (z. B. SUGINOHARA & FUKASAWA, 1988; KAWASE ET AL., 1992) oder der Topographie (z. B. KARCHER & LIPPERT, 1994) führt in der Regel auf signifikante Änderungen der Antwortzeitskalen der Zirkulation, aber nicht auf wesentliche Unterschiede in der Abfolge der Wellenphänomene. Eine weiterführende Diskussion wird z. B. bei DÖSCHER (1994) gegeben. DÖSCHER (1994) untersucht in seiner Arbeit u. a. die Adaptationsprozesse an eine geänderte Antriebsfunktion am Nordrand in CME-Realisierungen mit unterschiedlicher horizontaler Auflösung, beschränkt seine Betrachtungen jedoch auf die Nordhemisphäre.

Aktuelle Untersuchungen von JOHNSON & MARSHALL (2001) greifen den idealisierten Modellansatz von KAWASE (1987) auf und richten den Fokus auf die mögliche Pufferfunktion des Äquators auf die beckenweite Vermittlung von Störungen aus dem Nordwesten. Obwohl JOHNSON & MARSHALL (2001) die Reaktion des Overturnings auf Änderungen in hohen Breiten nicht in der Tiefe, sondern im Warmwasserbereich betrachten – die (einzige) aktive Schicht ihres Modells bezieht sich dabei auf den nordwärtigen Ast des Conveyor Belt – reproduziert ihr Modell nicht nur die bekannten transienten Anpassungsprozesse in Form der beschriebenen Wellenphänomene, sondern führt darüber hinaus auf einen Mechanismus („equatorial buffer“) der dafür sorgt, dass die Information der Störung aus dem Norden in den Tropen gedämpft wird und somit nur verzögert interhemisphärisch vermittelt werden kann. Als eine Konsequenz daraus folgern JOHNSON & MARSHALL (2001), dass

relativ hochfrequente thermohaline Fluktuationen auf den Nordatlantik beschränkt bleiben müssen.

Dieser Mechanismus wurde im Prinzip schon früher erkannt (siehe z. B. DÖSCHER, 1994). Der Anpassungsprozess der beckenweiten Umwälzung lässt sich im Wesentlichen in zwei Phasen unterteilen. Einer relativ schnellen Zeitskala der anfänglichen Kelvinwellen am Westrand in der Größenordnung von Wochen bis Monaten steht der langsam ablaufende Einschwingvorgang im gesamten Becken gegenüber, der anscheinend durch die langen Rossbywellen dominiert wird und in der Regel mehr als eine Dekade umfasst. Bemerkenswert ist hierbei, dass bei JOHNSON & MARSHALL (2001) die große Zeitskala der zweiten Anpassungsphase durch stetig aufeinanderfolgende, westwärtige Rossbywellensignale schwacher Amplitude in ihrem $1\frac{1}{2}$ - Schichten-Modell erklärt wird. Komplexere Modelle deuten hierfür hingegen auf die erst in geschichteten Modellen darstellbaren, höheren vertikalen Moden barokliner Rossbywellen hin, deren individuelle Zeitskalen der westwärtigen Informationsausbreitung und -vermittlung durch ihre individuellen Phasen- bzw. Gruppengeschwindigkeiten bestimmt sind (SUGINOHARA & FUKASAWA, 1988; KAWASE ET AL., 1992; DÖSCHER, 1994).

5.2.2 Adaptationsprozess und interhemisphärische Vermittlung

Änderungen der Tiefenwasserbildungsrate in den hohen Breiten des Nordatlantiks, sei es aufgrund von Konvektionseignissen in der Labradorsee oder durch Variation des Overflows über die nördlichen Schwellen (Dänemarkstraße, Island-Schottland-Rücken), können dem regionalen Modell nur indirekt über entsprechende Ein- und Ausstrombedingungen am offenen Nordrand vermittelt werden. Mit Hilfe neuer Antriebsfelder (θ , S , ψ) für den offenen Nordrand wird in einem Responseexperiment des regionalen Modells („ADAPTA“) bei 26.5° N eine neue Ausgangssituation für die thermohaline Umwälzung erzwungen (Abb. 5.14). Die Antriebsfelder wurden zuvor aus einem mittleren Zustand einer Version des Nordatlantikmodells („NA_BBL“) extrahiert, in dem durch Verwendung einer Parametrisierung der Prozesse in der Bodengrenzschicht nach BECKMANN & DÖSCHER (1997) ein dichteres Overflowsignal simuliert wird (DENGG ET AL., 1999).

Der Vergleich der mittleren meridionalen Strömungskomponente bei 25° N zwischen dem Referenzlauf (Abb. 5.14 (links)) und dem Experiment mit dem idealisierten (stationären) Tiefenwasserbildungsereignis (Abb. 5.14 (rechts)) weist eine signifikante Erhöhung des südwardigen DWBC-Transports auf. Unmittelbar vor dem Rand hat sich der Kern des tiefen westlichen Randstroms in ADAPTA von etwa



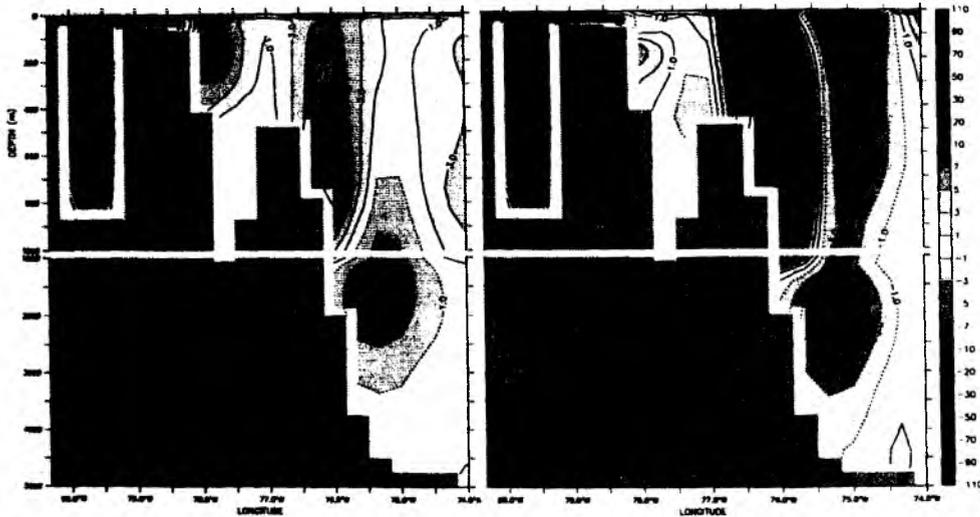


Abbildung 5.14: Meridionale Geschwindigkeit [cm/s] bei 25° N: (links) im Referenzlauf, (rechts) ADAPTA; 5-jähriges Mittel nach 10 Jahren Integration; die oberen 1000 m sind in der Darstellung stärker als der tiefere Bereich überhöht

1600 m bis 1700 m auf 2000 m in die Tiefe verlagert und sein mittleres südwärtiges Geschwindigkeitsmaximum auf über 7 cm/s erhöht. Die nordwärtige Kompensation des zusätzlichen Eintrags in der Tiefe wird in der Warmwassersphäre im Wesentlichen vom Antillenstrom geleistet, die Struktur und Stärke des Floridastrms hat sich praktisch nicht verändert. Dem Antillenstrom, dessen mittlerer Transport aus Beobachtungsbefunden auf ca. 5 Sv geschätzt wird (LEE ET AL., 1996) und dessen nordwärtiges Maximum im Modellvergleich im Kern von 10 cm/s auf 30 cm/s angewachsen ist, ist in ADAPTA ein Gegenstromsystem im Osten angelagert.

Vom regionalen Modell darf in unmittelbarer Nähe der offenen Ränder nicht grundsätzlich eine realistische Zirkulation im Detail erwartet werden (Abschnitt 2.2.3). Umso bemerkenswerter ist es, dass sich wenige Gitterpunkte vor dem Nordrand deutlich die Ein- und Ausstromkomponenten der meridionalen Overturning-Zelle (MOC) im westlichen Randstromsystem etablieren (vergleiche Abschnitt 3.1). Um die Struktur der Anpassung an die mit dem DWBC eingetragene Störung des dynamischen Gleichgewichts im Modell zu untersuchen, wird zunächst das vom saisonal variierenden Windfeld herrührende Wellensignal aus der Lösung heraus gefiltert. Realisiert wird dies durch lokale Differenzbildung zwischen den Geschwindigkeitsfeldern von ADAPTA und dem Referenzlauf an jedem

Zeitpunkt. Nicht-lineare Effekte können nach wie vor eine Rolle spielen und potenziell das propagierende Signal von Norden verrauschen – die anfänglichen, schnellen Wellenprozesse, die die Information der Störung über den Westrand bis in den äquatorialen Wellenleiter vermitteln und im Gefolge einen Strom nach sich ziehen, sind davon jedoch nicht betroffen, wie Abb. 5.15 zeigt.

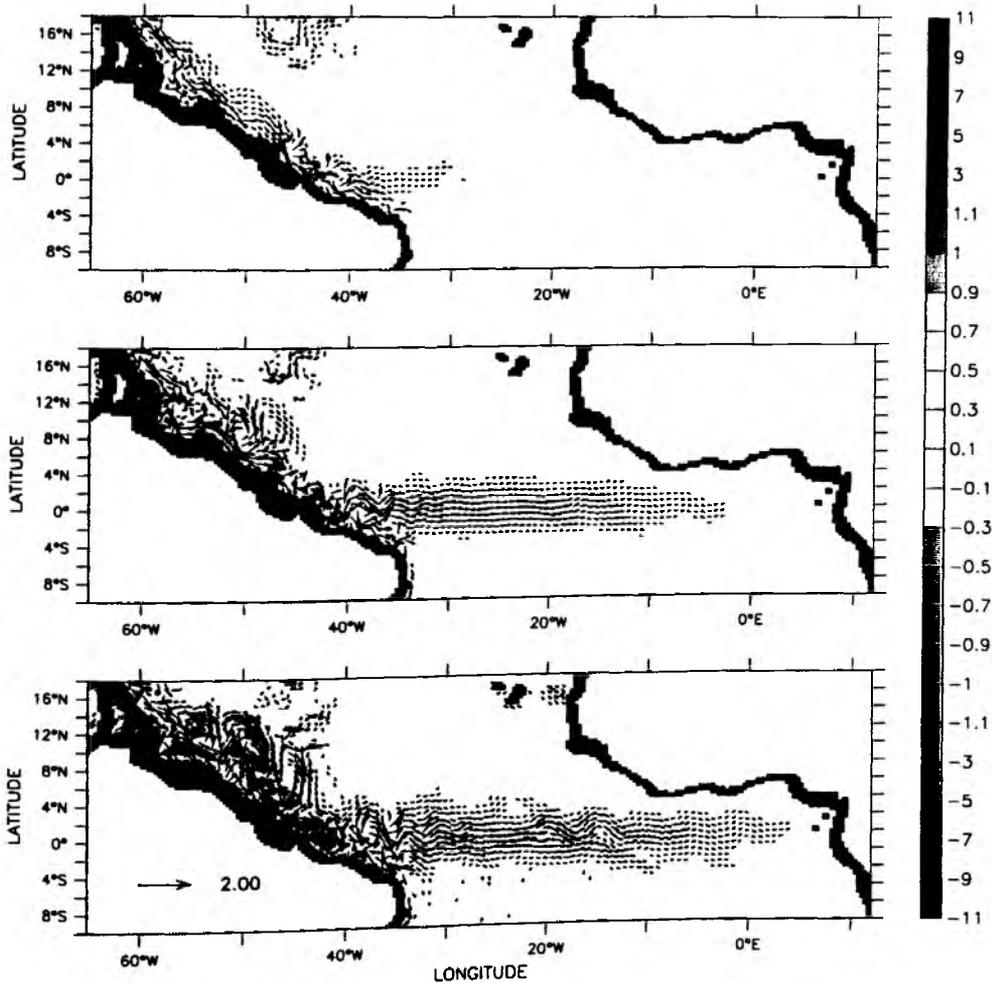


Abbildung 5.15: Anpassung auf kurzer Zeitskala – Differenz momentaner Geschwindigkeiten zwischen ADAPTA und dem Referenzlauf in 2000 m Tiefe [cm/s]: Vektoren auf zonaler Komponente (oben) nach 30 Tagen, (Mitte) nach 60 Tagen und (unten) nach 90 Tagen; max./min. dargestellte Vektorlänge: 0,5/0,1 cm/s

Innerhalb eines Monats ist in 2000 m Tiefe das erste Rand-Kelvinwellensignal bis zum Äquator und von dort bis mindestens 30° W ostwärts propagiert (Abb. 5.15 (oben)). Hinter der Wellenfront hat sich eine positive (südostwärtige und anschließend ostwärtige) Strömungsanomalie etabliert, die sich im Verlauf der folgenden zwei Monate in der Nordhemisphäre und im äquatorialen Bereich weiter verstärkt (Abb. 5.15 (Mitte, unten)). Der DWBC im Südatlantik ist jedoch während der ersten 3 Monaten kaum erkennbar von der Änderung an der nördlichen Modellberandung beeinflusst.

Die Zeitskala dieser schnellen ersten Anpassungsphase im regionalen Modell steht in guter Übereinstimmung mit den prozessorientierten Untersuchungen von z. B. KAWASE (1987) und JOHNSON & MARSHALL (2001) oder auch den Analysen des Wirbel auflösenden CME-Experiments von DÖSCHER (1994). Im Gegensatz dazu weist das gröber aufgelöste CME-Experiment der zuletzt genannten Vergleichsstudie eine wesentlich langsamere Startphase auf, die propagierenden Wellen am Westrand erreichen erst nach knapp zwei Jahren den äquatorialen Wellenleiter. DÖSCHER (1994) führt dies auf die mangelhafte Darstellbarkeit der Rand-Kelvinwellen bei einer horizontalen Gitterauflösung von 1° zurück. Grundsätzlich handelt es sich bei dem Informationsträger der Störung in Modellen mit Topographie um Hybridformen von Kelvin- und Schelfwellen, die sich in Abhängigkeit von der Auflösung des Gitters nur mit erheblich geringeren Phasengeschwindigkeiten als die reinen Kelvinwellen ausbreiten können.

Die Gesamtheit aller transienten Prozesse, die sich innerhalb der ersten eineinhalb Jahre in 2000 m Tiefe auf dem Äquator und bei 6° S abspielen, ist in Form von Phasendiagrammen der zonalen Geschwindigkeitsdifferenz zwischen ADAPTA und dem Referenzlauf in Abb. 5.16 zusammengefasst. Die ersten 3 bis 4 Monate auf dem Äquator werden von dem Kelvinwellenereignis dominiert, dass, wie schon Abb. 5.15 gezeigt hat, eine schwache ostwärtige Strömungsanomalie ($O[0.5 \text{ cm/s}]$) zur Folge hat (Abb. 5.16 (links)). Die Information der Störung ist innerhalb dieser Zeit noch nicht bis in den Südatlantik vorgedrungen (Abb. 5.16 (rechts)). Alle weiteren (kleinskaligen) Prozesse, die sich im Verlauf des etwa ersten halben Jahres sowohl auf dem Äquator als auch bei 6° S abspielen, weisen keine vergleichbar signifikanten Wellenmuster auf.

Nach 6 Monaten beginnen sich Strukturen am Westrand auszubilden, die bei 6° S klar erkennbar und weniger deutlich am Äquator die Signatur kurzer Rossbywellen mit ostwärtiger Gruppen- und westwärtiger Phasenausbreitung haben. Die Wellenlängen liegen in einem Bereich von ca. 800 km bis 1000 km, die Phasengeschwindig-

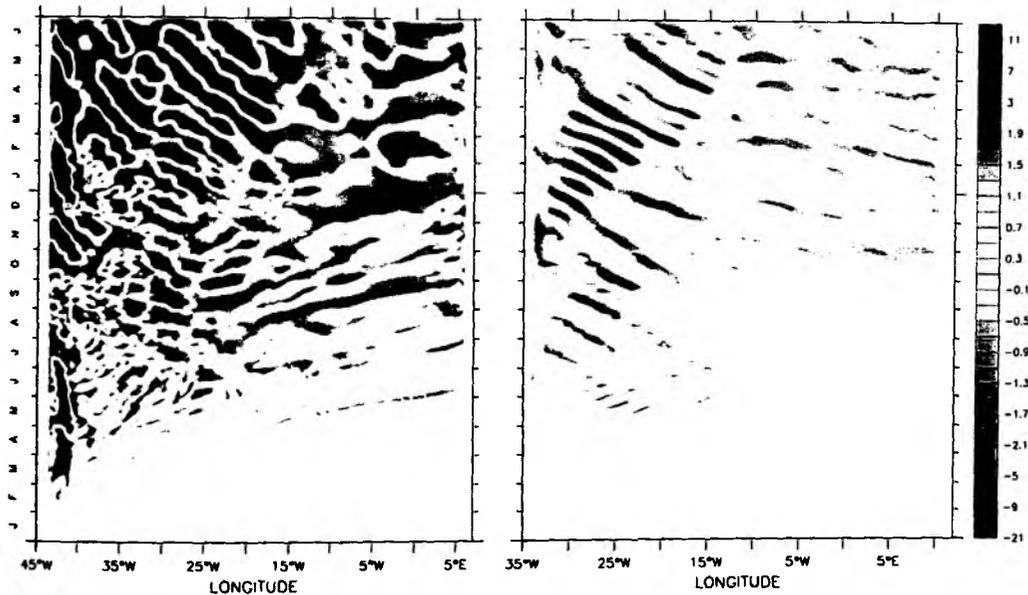


Abbildung 5.16: Anpassung auf kurzer Zeitskala – Differenz in der zonalen Geschwindigkeitskomponente zwischen ADAPTA und dem Referenzlauf [cm/s]: Phasendiagramm über die ersten 18 Monate in 2000 m Tiefe (links) auf dem Äquator, (rechts) bei 6° S

keit der Wellen beträgt bei 6° S etwa 30 cm/s, auf dem Äquator lassen sich im Westbecken nur Werte um 17 cm/s finden. Von großer Bedeutung ist hier die signifikant unterschiedliche Ausprägung der kurzen Rossbywellen in den verglichenen Regionen. Den Amplituden auf dem Äquator von der Größenordnung $O[10 \text{ cm/s}]$ stehen relativ schwache Fluktuationen von $\pm 1 - 2 \text{ cm/s}$ bei 6° S gegenüber. Dies deutet darauf hin, dass die Information der Störung aus dem Norden auf einer Zeitskala von einem Jahr nur sehr reduziert in den Südatlantik vermittelt werden kann. Der wesentliche Anteil der Störungsenergie konzentriert sich zunächst auf den äquatorialen Bereich in Form der kurzen dissipativen Rossbywellen (und auf die Randzone nördlich davon, vergleiche Abb. 5.15).

Die Interpretation der übrigen Strukturen in den Darstellungen in Abb. 5.16 ist deutlich spekulativer. Auffällig ist, dass der Mittelozeanische Rücken bei ca. 15° W bis 10° W generell eine Rolle für die Ausbildung bzw. Ausbreitungseigenschaften der Wellen zu spielen scheint und mit großer Wahrscheinlichkeit die atlantischen Becken in Bezug auf den Anpassungsprozess auch im mittleren Tiefenwasserniveau

beeinflusst (siehe z. B. DÖSCHER, 1994; KARCHER, 1997). Die kurzen Rossbywellen beschränken sich jeweils auf das Westbecken. Im äquatorialen Ostbecken deuten relativ schnelle ostwärtige Phasenausbreitungen der zonalen Geschwindigkeitskomponente auf mögliche weitere Kelvinmoden hin – bei 6° S zeigen sich hier hingegen sehr schnelle westwärtige Phasenpropagationen (> 1 m/s) mit relativ schwachen Amplituden, die sich als lange Rossbywellen interpretieren lassen, die aus polwärts laufenden Kelvinwellen am Ostrand hervorgegangen sind.

Die bisherigen Betrachtungen zeigen, dass die äquatoriale Dynamik auf der Skala von einem Jahr bei weitem keine vollständige interhemisphärische Vermittlung von Änderungen in der thermohalinen Zirkulation im Nordatlantik zulässt. Auf der anderen Seite führt aber die Untersuchung der zeitlichen Abfolge der momentanen Geschwindigkeitsdifferenzen zwischen ADAPTA und dem Referenzlauf schnell auf ein sehr komplexes Wellenfeld im Bereich des Äquators. Um nun das Adaptationsverhalten des regionalen Modells auf langer Zeitskala zu beleuchten, wird im Folgenden die Differenz einer integralen Größe diskutiert. Abb. 5.17 stellt einen Vergleich der Unterschiede im Overturning im unregelmäßigen Abstand von jeweils einigen Jahren dar. Außer im Fall der Umwälzungsdifferenz der ersten 3 Monate (Abb. 5.17 (oben links)) handelt es sich dabei um 2-jährige Mittel.

Die schnelle Vermittlung der Information der geänderten Ein- und Ausstrombedingungen vom Nordrand bis zum Äquator schlägt sich auch in einer erhöhten Umwälzrate der MOC nieder, die in den ersten Monaten auf die Nordhemisphäre und den äquatorialen Bereich beschränkt ist (Abb. 5.17 (oben links)). Der relativ gleichförmige Nord-Süd-Gradient im Maximum der MOC-Differenz deutet an, dass auch im nahezu gesamten nördlichen Becken ein wesentlicher Anteil der Anpassungsprozesse durch Wellen noch nicht abgeschlossen ist. Betrachtet man vor diesem Hintergrund die langfristige Entwicklung des Overturnings in Abb. 5.17 so zeigt sich, dass auch auf langer Zeitskala die Adaptation in einem großen Teil des Modellgebiets (der Bereich südlich von etwa 12° N) verzögert vonstatten geht und hierbei offensichtlich keine der Hemisphären ausgezeichnet ist.

Der Einschwingvorgang in einen neuen Quasi-Gleichgewichtszustand umfasst mindestens eine Dekade wie auch aus Abb. 5.18 und Abb. 5.19 deutlich wird. Nach 10 Jahren hat sich die Umwälzrate im gesamten Modellgebiet um 5 Sv bis 6 Sv erhöht. Daran anschließend zeigt sich zwar noch ein schwacher positiver Trend, der aber nach etwa 30 Jahren das Vorzeichen wechselt und nicht mehr zur Anpassungsphase hinzu gezählt werden sollte (Abb. 5.18). Viel deutlicher ausgeprägt sind die interannualen Fluktuationen, die sich in Abb. 5.19 finden lassen und die Zeit nach

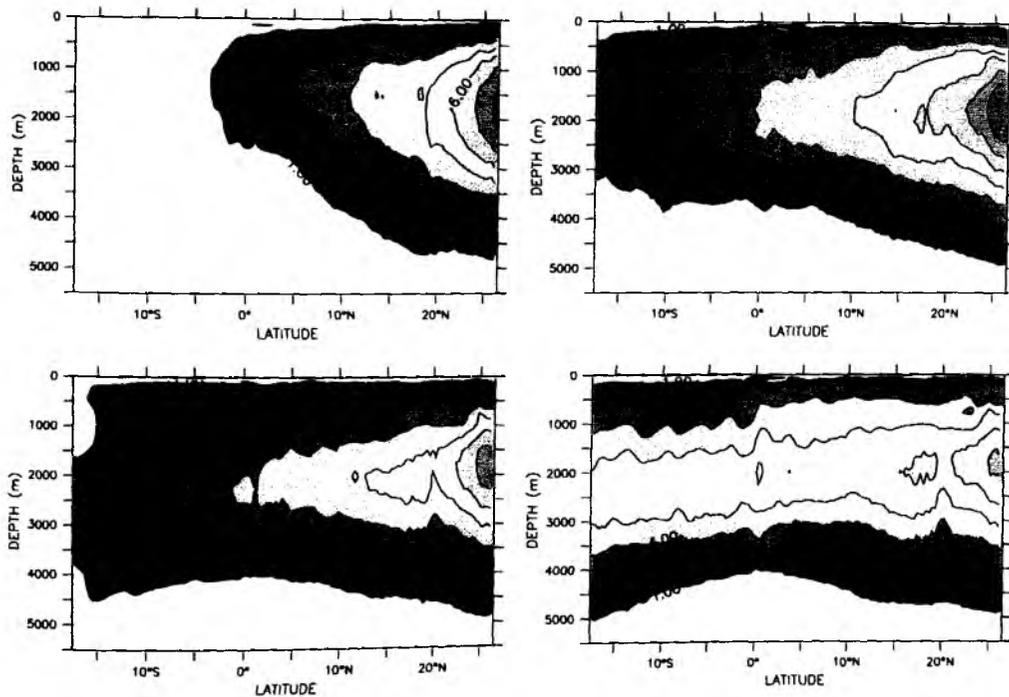


Abbildung 5.17: Anpassung auf langer Zeitskala – Differenz im Overturning zwischen ADAPTA und dem Referenzlauf [Sv]: Mittel über (oben links) die ersten 3 Monate, (oben rechts) die Jahre 2 und 3, (unten links) die Jahre 5 und 6, (unten rechts) die Jahre 9 und 10

dem Einschwingvorgang dominieren. Nicht auszuschließen ist allerdings, dass dieses beckenweite, nahezu kohärente Signal mit einer Periode von ca. 5 Jahren ein Artefakt des Modells darstellt: Im Detail erkennt man eine schwache Phasenverschiebung der Kurven von Süden nach Norden, wobei die südlichste führt. Dies lässt auf einen möglichen Ursprung der Variabilität im Bereich der südlichen Modellberandung schließen.

Die entscheidende Rolle, die der äquatoriale Bereich für den Anpassungsprozess an eine Störung des dynamischen Gleichgewichts im Modell spielt, ist seine verzögernde Pufferfunktion in Bezug auf die Vermittlung dieser Information im gesamten Becken. Die in diesem Zusammenhang zügig ablaufenden Wellenphänomene, die in ihrem Gefolge eine veränderte Strömungssituation nach sich ziehen und dabei

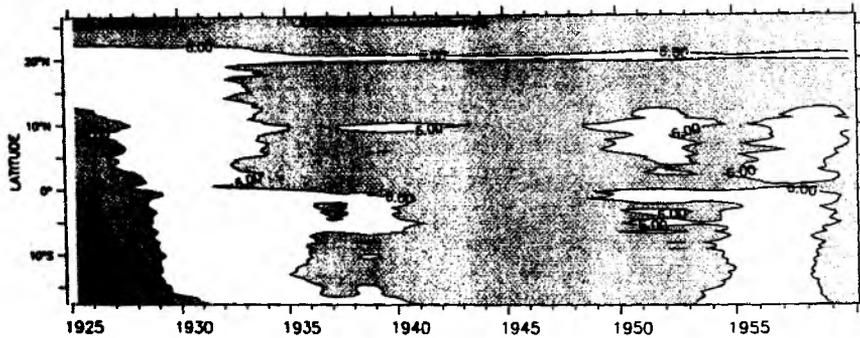


Abbildung 5.18: *Anpassung auf langer Zeitskala – Differenz im Overturning zwischen ADAPTA und dem Referenzlauf [So], dargestellt über das gesamte Modellgebiet in 2000 m Tiefe in Abhängigkeit von der Zeit; geglättet mit einem übergreifenden 10-jährigen Mittel (die Jahresangabe auf der Zeitachse ist willkürlich – 1920 entspricht dem Beginn des Responseexperiments)*

keinen symmetrischen Verlauf im atlantischen Becken nehmen, könnten als maßgeblich für eine Separation von Nord- und Südatlantik in Bezug auf die Adaptation und ihre Zeitskalen interpretiert werden. Ein ausgezeichnete Informationsfluss in der Nordhemisphäre, von dem der Süden aufgrund der äquatorialen Wellendynamik abgeschirmt bleibt, spielt sich jedoch nur auf kurzer Zeitskala ab und dürfte für langperiodische Klimavariabilität keine Rolle spielen.

Vielmehr liegt der Pufferungs-Mechanismus des tropischen Bereichs in der Tatsache begründet, dass die Strömungsanomalien aus höheren Breiten in erster Näherung geostrophisch balanciert sind und daher ihr Signal bei äquatorwärtiger Propagation eine Dämpfung erfährt, die proportional zum Coriolisparameter f ist (JOHNSON & MARSHALL, 2001). Daher laufen die beschriebenen, beckenweiten Wellenphänomene stetig über die gesamte dekadische Anpassungszeit ab und sorgen mit ihren vergleichsweise schnellen Ausbreitungsgeschwindigkeiten dafür, dass der neue Quasi-Gleichgewichtszustand im Südatlantik praktisch zur gleichen Zeit wie der im Norden insbesondere südlich von etwa 12° N eintritt.

5.3 Zusammenfassende und ergänzende Betrachtung

Mit Fokus auf den Kern der vertikal weit ausgedehnten ($O[2000\text{ m}]$), südwärtigen Komponente der thermohalinen Umwälzzelle wurden in diesem Kapitel Zirkula-

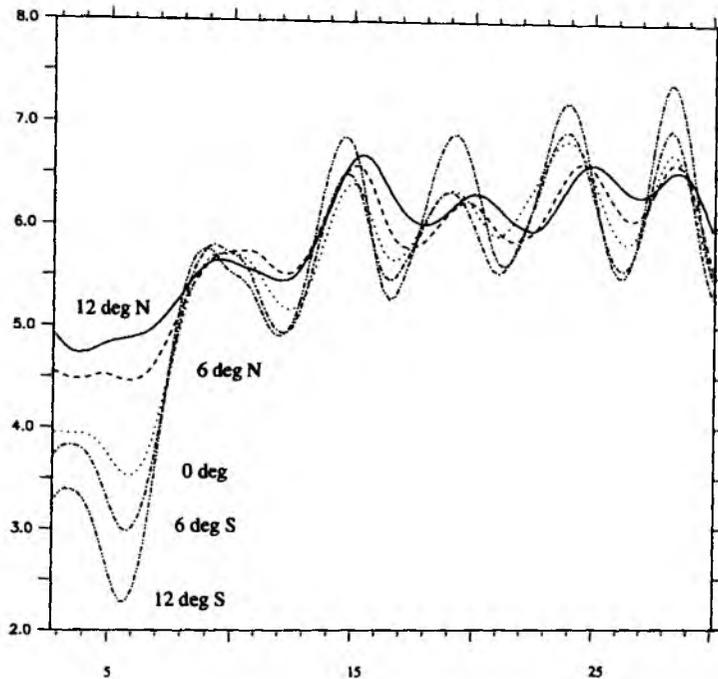


Abbildung 5.19: Anpassung auf langer Zeitskala – Differenz im Overturning zwischen ADAPTA und dem Referenzlauf [S0], dargestellt bei verschiedenen Breiten in 2000 m Tiefe in Abhängigkeit von der Zeit [Jahre nach Beginn des Responseexperiments]; geglättet mit einem übergreifenden 5-jährigen Mittel („Hanning Window“)

tionseigenschaften und Transportmechanismen in einem Tiefenbereich um 2000 m beleuchtet. Dieser ist im Modell dem oberen und mittleren NADW-Niveau zuzuordnen. Die mittlere Zirkulation in der untersuchten Region wird durch den transäquatorialen DWBC beherrscht. Erst die Betrachtung der zeitabhängigen Bewegungsfelder offenbart ein beckenweites System ost- und westwärtiger Strömungen, das mit der Jahres- und Halbjahresperiode oszilliert. Ein Zusammenhang des DWBC mit dem zonalen Strömungsregime im Bereich des Äquators, der sich bereits in beobachteten Lagrangeschen Messungen abgezeichnet hat, konnte auf Basis von Floatsimulationen hergestellt bzw. bestätigt werden.

Die Existenz einer persistenten Salzzunge auf dem Äquator kann mit Hilfe des Modells weder auf hinreichend effektive, rektifizierende Effekte der saisonalen und hochfrequenten Anteile des äquatorialen Wellenfelds zurückgeführt noch durch die sehr schwache mittlere Advektion befriedigend erklärt werden. Eine Langzeitintegration zeigt, dass die signifikante Struktur in der Verteilung des Salzgehalts

5.3. ZUSAMMENFASSENDE UND ERGÄNZENDE BETRACHTUNG

nicht durch die Modelldynamik erhalten werden kann und sich auf langer Zeitskala ein höherer Gradient längs des Äquators ausbildet. Neben den stacked jets, deren relativ kleine, charakteristische Vertikal-Skala vom Modell nicht aufgelöst wird, kommt zwischenjährliche Variabilität im Overturning als ein weiterer Kandidat in Frage, der einen für die Tracerzunge erforderlichen Transportmechanismus beinhalten könnte (KAWASE ET AL., 1992). Das Vorschreiben einer veränderten Umwälzrate im nördlichen Einstrombereich des Modells (ADAPTA) stellt einen ersten Schritt in Richtung der Simulation langperiodischer Schwankungen der MOC dar. Der integrale Effekt der neuen (stationären) Randbedingung auf das Salzbudget in 2000 m Tiefe ist in Abb. 5.20 für den Bereich des Äquators illustriert.

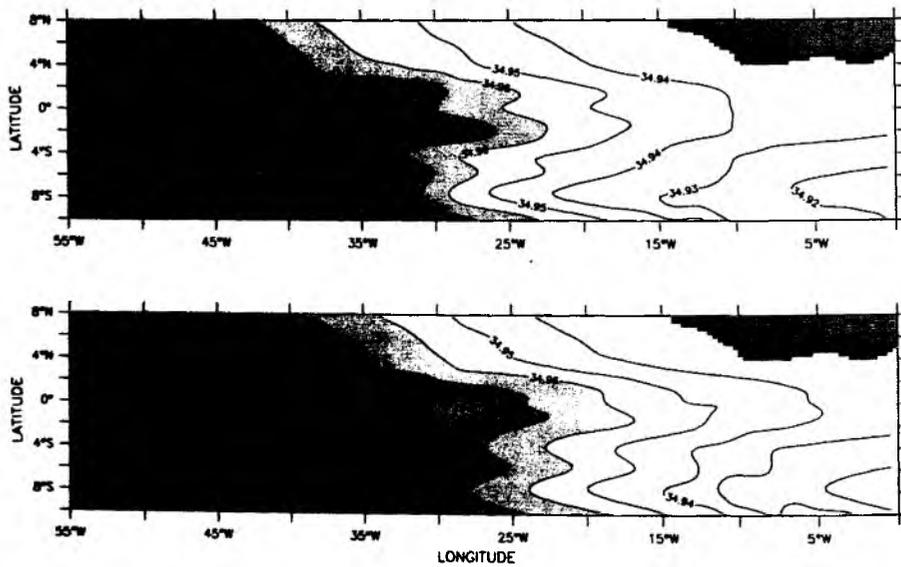


Abbildung 5.20: Mittlerer Salzgehalt auf und um den Äquator in 2000 m Tiefe nach 70 Jahren: (oben) ADAPTA, (unten) Referenzlauf

Bemerkenswerterweise leistet die durch den Anpassungsprozess hervorgerufene, zusätzliche Wellenaktivität auf langer Zeitskala ($O[50 \text{ Jahre}]$) keinen Beitrag zur Aufrechterhaltung der initialen Tracerzunge. Stattdessen wird der Abbau der Salzkonzentrationen im Ostbecken noch beschleunigt (Abb. 5.20 (oben)). Desweiteren bemerkenswert ist in diesem Zusammenhang, dass die mittlere äquatoriale Advektion in ADAPTA zwischen etwa 40° W und 5° W über den gesamten Zeitraum der Langzeitintegration (abgesehen von den ersten ca. 5 Jahren) mehr als 0.1 cm/s geringer ausfällt als die ostwärtige Strömungskomponente im Referenzlauf (Abb. 5.21).

Die Entwicklung der Tracerzunge vor dem Hintergrund des reduzierten mittleren Transportanteils durch das Bewegungsfeld ist ein weiteres Indiz für die dominante Rolle, die bereits geringen Änderungen in der zonalen Advektion für den Salzhaushalt im Bereich des Äquators zukommen dürfte.

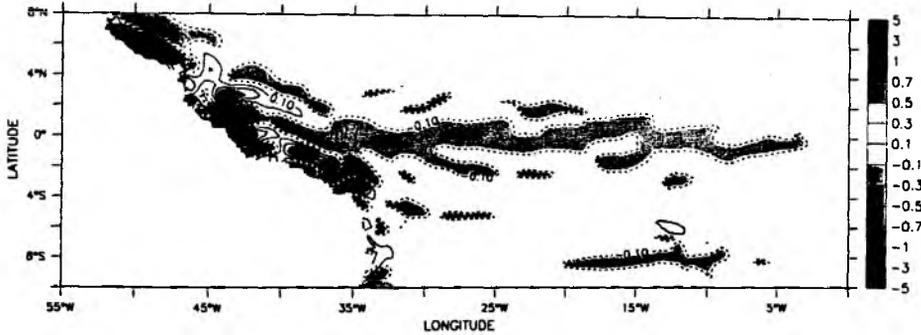


Abbildung 5.21: 40-jähriges Mittel über die zonale Geschwindigkeitsdifferenz zwischen ADAPTA und dem Referenzlauf auf und um den Äquator in 2000 m Tiefe [cm/s]

Der Adaptationsprozess, der in ADPATA durchlaufen wird, lässt sich in zwei wesentliche Phasen unterteilen. Die erste Phase spielt sich auf verhältnismäßig kurzer Zeitskala ab ($O[\text{Monate}]$) und ist durch eine aus vielen Modellen bekannte Abfolge von beckenweiten Wellenphänomenen gekennzeichnet. Die Information der Störung des dynamischen Gleichgewichts im Norden wird in Form von Kelvinwellen über den Westrand und den Äquator zunächst nach Osten vermittelt, geht dort in polwärts propagierende Rand-Kelvinwellen über, die ihrerseits lange Rossbywellen in das Beckeninnere abstrahlen. Die Änderungen im DWBC sind innerhalb dieser Zeit von einer asymmetrischen Verteilung bezüglich der beiden Hemisphären gekennzeichnet. Die Transportanomalien, die sich quasi instantan im Gefolge der Kelvinwellen ausbilden sind zunächst auf den nordatlantischen Anteil des tiefen westlichen Randstroms und einen transienten Zonalstrom im äquatorialen Wellenleiter beschränkt. Der Äquator stellt auf kurzer Zeitskala eine Barriere für die interhemisphärische Informationsvermittlung dar.

Für klimarelevante Fragestellungen ist jedoch die zweite Anpassungsphase von Interesse, die auf langer, dekadischer Zeitskala durchlaufen wird. Es hat sich gezeigt, dass hierbei dem äquatorialen Bereich die Funktion eines Puffers für die Informationsausbreitung einer Störung im gesamten Becken zukommt. Analog zum Verhalten eines chemischen Reaktionspuffers (JOHNSON & MARSHALL, 2001) wer-

den nur kleine Anteile der Änderung im Overturning stetig in die Becken des Nord- und Südatlantiks vermittelt. In Bezug auf das Erreichen eines neuen Quasi-Gleichgewichtszustands ist keine der beiden Hemisphären ausgezeichnet.

Wie anfangs bereits erwähnt, wird im Modell mit den Untersuchungen im Tiefenbereich um 2000 m in erster Näherung das Verhalten des oberen und mittleren NADW erfasst. Mit den Wassermassen des „Dänemarkstraßen-Overflows“ (DSOW) wird in der Regel jedoch das untere nordatlantische Tiefenwasser (INADW) in Verbindung gebracht. Das INADW ist u. a. durch relativ hohe Freonkonzentrationen gekennzeichnet und lässt sich dadurch gut bis in den tropischen Atlantik verfolgen. Im Bereich des Äquators lässt sich diese Wassermasse unmittelbar über dem Antarktischen Bodenwasser (AABW) in einer Tiefe von ca. 3500 m bis 4000 m finden (z. B. RHEIN ET AL., 1995; ANDRIE ET AL., 1998). Das AABW ist im Gegensatz zum INADW durch einen sehr geringen Freongehalt gekennzeichnet (RHEIN ET AL., 1998). So wie die nordatlantischen Wassermassen in mittleren Tiefen erfährt auch das INADW eine Aufspaltung am Äquator. Abb. 5.22 zeigt eine Freonaufnahme bei 23° W, die im Rahmen der *Meteor*-Expedition M47 in März und April 2000 gewonnen wurde (RHEIN & PLÄHN (2000), persönliche Mitteilung). Das lokale Maximum im äquatorwärtigen Zweig des tiefen Freonsignals zeigt sich hier bei etwa 1° S bis 2° S und in 3800 m bis 4100 m Tiefe.

Die westäquatoriale Zirkulation in großer Tiefe wird im Modell von einem ostwärtigen Strom beherrscht, der bei 23° W und ca. 2° S topographisch geführt ist und in seinem Kern in etwa 4400 m Tiefe mittlere Geschwindigkeiten von über 5 cm/s aufweist (Abb. 5.23 (rechts)). Der zusätzlich dargestellte Alterstracer findet seinen Ursprung in der südlichen Randzone des Modells und zeigt an, dass mit dem relativ starken Strom antarktisches Bodenwasser nach Osten advehiert (vergleiche Abb. 3.10 (oben)). Ein Sensitivitäts-Experiment, bei dem durch Einführen eines künstlichen Walls am offenen Südrand der Einstrom von AABW in das Modellgebiet unterdrückt wird (NOAABW) weist deutlich auf einen dynamischen Zusammenhang zwischen dem AABW und dem Zonalstrom hin (Abb. 5.23 (links)). Innerhalb weniger Jahre reduziert sich das mittlere, ostwärtige Geschwindigkeitsmaximum bei 23° W von über 5 cm/s auf 1 cm/s.

Mit Hilfe eines weiteren, unabhängigen Alterstracers, der bei 18° N über alle Tiefen stetig in das regionale Modell eingebracht wird, kann ein plausibles Transportszenario für das INADW (im Referenzlauf) entworfen werden (Abb. 5.24). Der idealisierte Tracer, der alle einströmenden Wassermassen des unteren, südwardigen Astes der MOC markiert, wird zunächst vom DWBC mitgeführt und gelangt so in

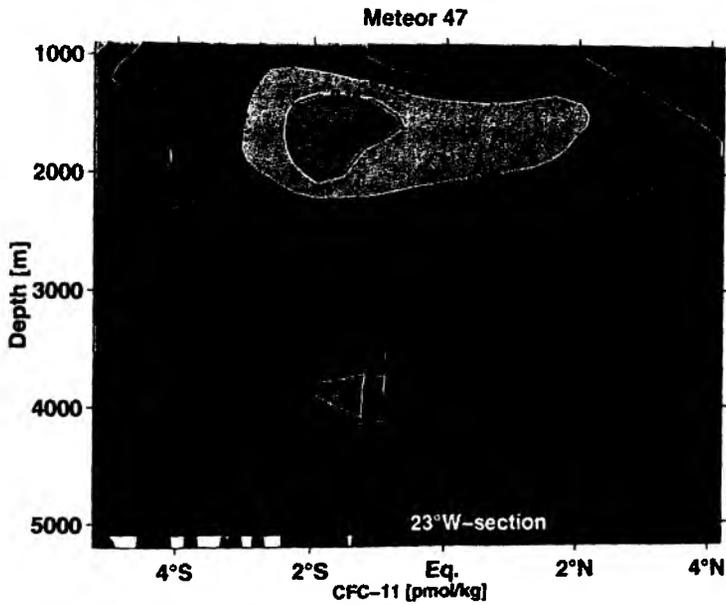


Abbildung 5.22: Beobachtete Freonkonzentrationen im Bereich des Äquators bei 23° W [pmol/kg], (RHEIN & PLÄHN (2000), persönliche Mitteilung)

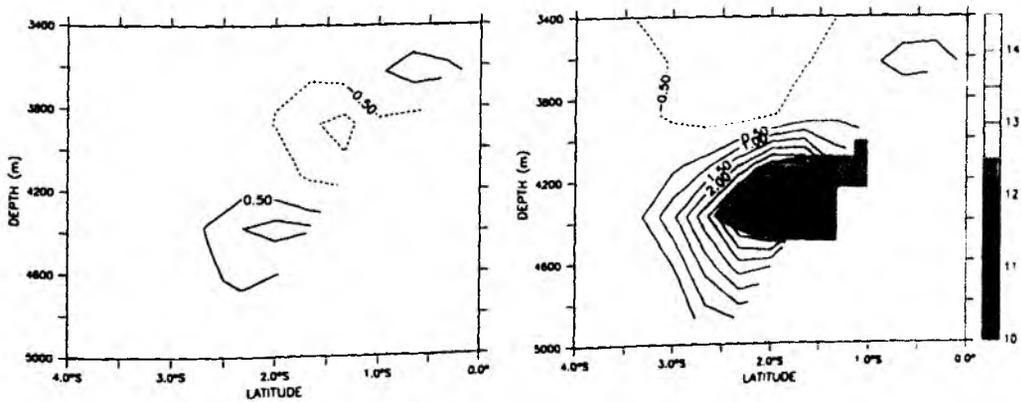


Abbildung 5.23: Mittleres zonales Strömungsfeld im Bereich des Äquators bei 23° W in 3500 m bis 5000 m Tiefe [cm/s]: (links) in NOAAABW, 10 Jahre nach Ausschalten des AABW, (rechts) im Referenzlauf mit zusätzlichem Alterstracer von 18° S [Jahre], 15 Jahre nach Initialisierung des Alters

5.3. ZUSAMMENFASSENDE UND ERGÄNZENDE BETRACHTUNG

den äquatorialen Bereich (vergleiche Abb. 3.3 (oben)). In großen Tiefen (ca. 4000 m) schert sich hier der DWBC mit dem darunter liegenden westlichen Rand- und Bodenstromsystem, das seinerseits AABW teilweise interhemisphärisch und teilweise ostwärts in Richtung Romanche-Bruchzone verfrachtet. Aufgrund erhöhter Vermischungsaktivität wird zu beiden Seiten des Äquators vermehrt INADW in den Bodenstrom aufgenommen („Entrainment“), was im Südatlantik dazu führt, dass ein Teil dieser Wassermasse mit dem ostwärtigen Ast des Bodenstroms mitgeführt wird und ihre charakteristischen Tracereigenschaften bis über den Mittelozeanischen Rücken hinaus nachgewiesen werden können. Die Dynamik des zonalen Bodenstroms wird jedoch entscheidend durch das AABW bestimmt, wie das Experiment NOAABW gezeigt hat.

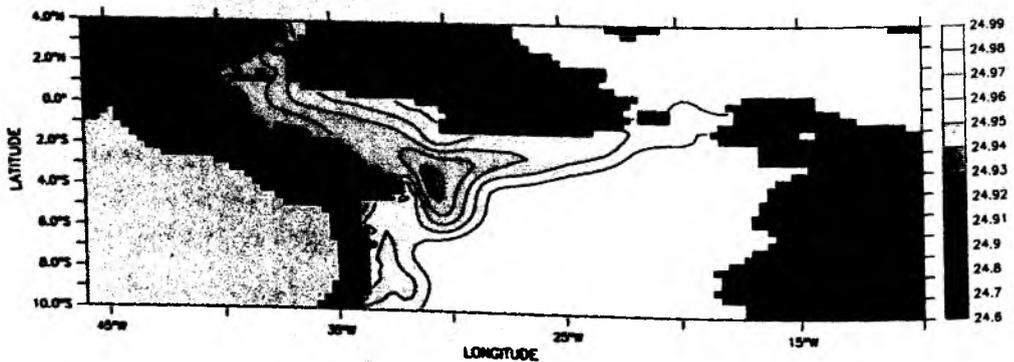


Abbildung 5.24: Referenzlauf: Altersverteilung im Bereich des Äquators in 4125 m Tiefe [Jahre], 25 Jahre nach Initialisierung des Alterstracer bei 18° N

6 Schlussbetrachtungen

Mit Hilfe des dieser Arbeit zugrunde liegenden Wirbel auflösenden Modells des tropischen Atlantiks konnte gezeigt werden, dass die Eulersche Betrachtung der mittleren Verhältnisse im äquatorialen Atlantik nicht ausreicht, den Verlauf der an dieser Zirkulation beteiligten charakteristischen Wassermassen zu erfassen. Dieser Sachverhalt äußert sich z. B. eindrucksvoll in einem direkten Vergleich dynamischer bzw. thermodynamischer Kenngrößen des Nordatlantischen Tiefenwassers (NADW): In niederen Breiten führt die Verteilung von Salzgehalt auf der einen Seite auf eine signifikante ostwärtige Verzweigung von NADW längs des Äquators, wohingegen das mittlere Geschwindigkeitsfeld auf der anderen Seite nahezu ausschließlich interhemisphärischen Transport des NADW mit dem tiefen westlichen Randstrom (DWBC) suggeriert.

Erst die Berücksichtigung zeitabhängiger Phänomene – sei es mittels lokaler Zeitreihenanalysen in ausgesuchten Regionen oder der Simulation Lagrangescher Floatexperimente von erheblichem Ausmaß (d. h. unter Einsatz statistisch hinreichend großer Teilchen-Ensembles) – verschafft einen weitergehenden Einblick in die meridionalen und zonalen Transportprozesse im tropischen Atlantik. Die äquatoriale Region nimmt dabei in mehrerer Hinsicht eine Schlüsselrolle ein.

Innerhalb der Warmwassersphäre steht dem nordwärtigen transäquatorialen Wassermassentransfer in Verbindung mit dem tiefgreifenden meridionalen Overturning (MOC) ein komplexes, zonales Strömungssystem gegenüber, das im Wesentlichen vom Jahresgang im Windfeld geprägt ist. Die Frage nach dem interhemisphärischen Transport südatlantischer Wassermassen bis in die Karibik führt im Detail u. a. auf relativ flache 3-dimensionale Zellen, die Ausdruck des Zusammen- bzw. Wechselspiels von thermohalin und windgetriebener Zirkulation sind: die tropisch-subtropische Zelle (STC) und die tropische Zelle (TC). Diese relativ flachen Umwälzellen lassen sich in den niederen Breiten aller drei Ozeane finden, wobei die STC im Pazifik mit interdekadischen Modulationen des quasi-regelmäßig wiederkehrenden „El Niño“- Ereignis in Zusammenhang gebracht wird (GU & PHILANDER, 1997). Eine entsprechende klimarelevante Einflussnahme durch subtropisch-tropischen

Transfer von langperiodischen Temperaturanomalien wird auch für den Atlantik postuliert (z. B. LAZAR ET AL., 2000).

Für die Ventilation der äquatorialen Thermokline kommt den TC und STC in Nord- und Südhemisphäre ganz unterschiedliche Bedeutung zu. Die klassische Darstellung des zonal integrierten Volumentransports im Modell (das Integral über das meridionale Strömungsfeld entlang kartesischer Koordinaten) deutet eine dominante Versorgung (von insgesamt $O[30 \text{ Sv}]$) der äquatorialen Auftriebsregion durch die jeweils etwa 50 m tiefreichenden und auf wenige Grad zu beiden Seiten des Äquators ausgedehnten TC an. Der Übergang zur Bestimmung des zonal integrierten Transports in Dichteklassen relativiert dieses Bild gewaltig. Führt noch der über das mittlere Dichtefeld integrierte mittlere Transport auf eine nur moderate Abschwächung der Umwälzraten der TC, so eliminiert das Integral über die totalen Dichteflüsse diese Zellen vollständig. Der kompensierende Effekt der turbulenten Flüsse macht deutlich, dass nur die STC einen Nettobeitrag zur Versorgung der äquatorialen Auftriebsregion in der Thermokline leisten ($O[10 \text{ Sv}]$).

Die relative Bedeutung der nord- und der südhemisphärischen STC für den Ventilationsprozess ist unmittelbar von der Ausprägung der tiefgreifenden MOC im Modell abhängig. Wenn die Umwälzung der MOC im Modell unterdrückt wird, etabliert sich innerhalb weniger Jahre ein nahezu symmetrisches STC-Paar um den Äquator. Der äquatorwärtige Zweig der nördlichen STC zeigt sich hier dann in Form eines westlichen Rand- und Unterstroms („western boundary exchange window“) der die Signatur des Guyana-Unterstroms (GUC) aufweist und teilweise in den Nordäquatorialen Unterstrom (NEUC) und teilweise in den Äquatorialen Unterstrom (EUC) einspeist. Der GUC wurde bereits in einer CME-Modellvariante gefunden (SCHOTT & BÖNING, 1991), die sich u. a. durch ein relativ schwaches trans-äquatoriales Signal der MOC (etwa 4 Sv) auszeichnet.

Im Standardfall mit aktivierter MOC bleibt die Versorgung der äquatorialen Thermokline im regionalen Modell ausschließlich der STC im Südatlantik vorbehalten (gemessen an der integralen Darstellung der Stromfunktion des Overturings). Der tropische Bereich des Nordatlantiks wird dann vom nordwärtigen Ast des „Conveyor Belts“ beherrscht. Mit Hilfe Lagrangescher Analysen lässt sich hierbei auch im Detail kein GUC finden, aber eine alternative subtropisch-tropische Verbindung im Nordatlantik, die über das Ostbecken führt („interior exchange window“). Für die Versorgung der äquatorialen Auftriebsregion spielt diese im Vergleich zum südatlantischen Gegenstück jedoch nur eine untergeordnete Rolle: Der EUC wird im Wesentlichen aus der Retrofektion des Nordbrasilianischen Unter-

stroms (NBUC) bzw. des Nordbrasilstroms (NBC) am Äquator gespeist. Die Tatsache, dass das regionale Modell – das in der Standardkonfiguration auf einem übergeordneten Modell des Nordatlantiks beruht, welches wiederum aufgrund von Defiziten in der „Overflow“- Darstellung keinen südwardigen Transportast im unteren NADW-Niveau aufweist – im „Conveyor on“- Zustand im Bereich des Äquators mit etwa 8 Sv bis 9 Sv tiefgreifender Umwälzung mit der MOC noch deutlich unter dem weithin geschätzten, aktuellen Wert der Größenordnung $O[15 \text{ Sv}]$ liegt, stellt die STC in der Nordhemisphäre und verbunden damit die Existenz eines südostwärts setzenden GUC als westlichen Rand- und Unterstrom unter heutigen klimatischen Bedingungen entschieden in Frage.

Retrofektion in den EUC, als auch weiter nördlich in den Nordäquatorialen Gegenstrom (NECC), der im Gegensatz zum EUC durch einen ausgeprägten Jahresgang charakterisiert ist, führt zurück auf die Frage nach dem Transport südatlantischer Wassermassen bis in die Karibik. Nachdem zunächst durch gezielte Floatsimulationen der wesentliche interhemisphärische Transfer der Wassermassen südatlantischer Herkunft für alle Jahreszeiten im oberen Niveau des NBC/NBUC-Regimes lokalisiert werden konnte, wurde die Bedeutung der einzelnen Zirkulationselemente des tropischen Nordatlantiks für den weiteren Massentransport mit Hilfe großer Ensembles transportbehafteter Teilchen bestimmt. Neben den teilweise permanenten (EUC) und teilweise transienten (NECC) Retrofektionsereignissen kann auch eine nordwestwärtige Fortsetzung des NBC in Form eines Guyanastroms oder in Form von Retroflectionseddies eine Rolle spielen.

Bemerkenswerterweise gelangen von einem mittleren Einstrom südatlantischer Wassermassen in den Nordatlantik im Oberflächen- und Zentralwasserbereich mit 26.4 Sv nur 5.1 Sv im Mittel als westlicher Randstrom bis über 10° N hinaus und sind somit als Durchstromereignis zu bewerten. Dieser Transportanteil weist weder einen auffälligen Jahresgang noch ein erkennbares Maximum im März/April auf, das von SCHOTT ET AL. (1998) auf Basis von Eulerschen Beobachtungsbefunden postuliert wurde. Die Retrofektionsereignisse dominieren über das ganze Jahr mit mehr als 21 Sv im Mittel den Transport im Modell und erzwingen somit permanent den Transfer des größten Anteils der südatlantischen Wassermassen über den Umweg zonaler Strombänder. Dem windgetriebenen Strömungssystem der Tropen kommt somit die Rolle eines „Kondensators“ zu (PHILANDER & PACANOWSKI, 1986a), der im Sommer und Herbst in der sich vertiefenden Sprungschicht große, von Süden importierte Wärmemengen speichert und diese im Winter und Frühling wieder freigibt.

In der Tiefe weisen Lagrangesche Mittel – im Modell wie in Beobachtungen (RICHARDSON & FRATANTONI, 1999) – im Gegensatz zu langjährigen Eulerschen Integralen des Bewegungsfelds phasenweise auf ausgedehnte Exkursionen der mit dem DWBC aus höheren Breiten heran geführten Wassermassen im Bereich des Äquators hin. Ebenfalls in guter Übereinstimmung mit den beobachteten Float-Trajektorien in mittleren Tiefen steht das dominant jahreszeitliche Lagrangesche Modellverhalten zum einen bezüglich der Aufnahme in das äquatoriale Zonalstromsystem und zum anderen bezüglich der ost-westwärtigen Richtungsumkehr im Inneren. Die Fluktuationen stellen eine tiefgreifende Reaktion auf den Jahres- und Halbjahresgang im Windantrieb in Form langer barokliner Rossbywellen dar (vergleiche BÖNING & SCHOTT, 1993; DYNAMO GROUP, 1997) und liegen außerhalb des westlichen Randstrombereichs mit $O(10 \text{ cm/s})$ mindestens eine Größenordnung über dem Betrag der mittleren Advektion auf dem Äquator.

Die Vermutung, dass es sich bei der charakteristischen Verteilung von Salz (s. o.) und auch anderer Tracer wie z. B. Freon in dieser Region um einen rektifizierenden Effekt zeitabhängiger Bewegungs- und Vermischungsprozesse der dominanten Fluktuationen handelt, wird vom regionalen Modell nicht gestützt. Das – in erster Näherung lineare (THIERRY ET AL., 2000) – äquatoriale Wellenfeld ist weder mittels dynamischer („Stokes-Drift“) noch kinematischer Effekte („chaotic stirring“, siehe LI ET AL. (1996)) in der Lage, die anfängliche ostwärtige Salzgehaltszunge im Modell auf langer Zeitskala aufrecht zu erhalten.

Die schwach ausgeprägte, mittlere Zonal-Advektion spielt eine dominante Rolle für die Tracerbilanz auf dem Äquator. Bereits geringe Änderungen der mittleren ostwärtigen Strömungsgeschwindigkeiten um 0.1 cm/s beeinflussen die Entwicklung der Salzzunge in erheblichem Maße. Vor diesem Hintergrund stellt Advektion durch die beobachteten, quasi-stationären „stacked jets“ (z. B. SEND ET AL., 2001) möglicherweise den entscheidenden Transportmechanismus für Spurenstoffe im Bereich des Äquators dar, den das Modell aufgrund seiner zu großen vertikalen Gitterweiten in der Tiefe nicht auflösen kann. Ob eine signifikante Erhöhung der Anzahl der Level allein bereits auf die relativ kleinskalige, über die Tiefe alternierende Jet-Struktur führt, ist fraglich. Der zur Zeit favorisierte Entstehungsmechanismus durch „inertial instability“ von HUA ET AL. (1997) berücksichtigt die horizontale Komponente der Corioliskraft, die bisher in allen auf den „Primitiven Gleichungen“ basierenden Modellen aufgrund der „traditionellen Approximation“ nicht enthalten ist.

Von besonderem Interesse ist die Art und Weise wie Transportanomalien des DWBC, die ihren Ursprung in den Tiefenwasserbildungsgebieten höherer Breiten

finden, über den Äquator hinweg vermittelt werden. Im Gegensatz zum „Durchstromverhalten“ des mittleren DWBC in die Südhemisphäre, stellt der äquatoriale Wellenleiter zunächst eine Barriere für die interhemisphärische Vermittlung von Fluktuationen im Randstrom dar. Ein Sensitivitätsstudie, bei der dem Modell eine veränderte Umwälzrate des Conveyor Belts am Nordrand aufgezwungen wurde, führte auf einen Anpassungsprozess, der sich im Wesentlichen in zwei Phasen unterteilen lässt.

In der ersten, relativ kurzen Phase wird innerhalb weniger Monate die Information der Störung des dynamischen Gleichgewichts am Rand mittels einer Abfolge beckenweiter Wellenphänomene nur innerhalb der Nordhemisphäre vermittelt. Der äquatoriale Wellenleiter entkoppelt hierbei den DWBC des Nordatlantiks von seiner Fortsetzung im Süden indem er die anfänglichen Rand-Kelvinwellensignale aus höheren Breiten, die unmittelbar im Gefolge eine veränderte Strömungssituation nach sich ziehen, einfängt und in Form von äquatorialen Kelvinwellen nach Osten weiterleitet. Erst nachdem diese den Ostrand erreicht haben und dort in polwärts ablaufende Randwellen übergegangen sind, die ihrerseits lange, westwärts propagierende Rossbywellen abstrahlen, beginnt auch der Südatlantik die Änderungen im Overturning zu registrieren.

Der vollständige Anpassungsprozess an eine Störung des dynamischen Gleichgewichts im Modell gehört jedoch der zweiten, relativ langen Anpassungsphase an. Der äquatoriale Bereich spielt dabei eine entscheidende Rolle und verzögert die Vermittlung der Information im nahezu gesamten Becken. Nach ein bis zwei Jahren haben die subpolaren Anomalien zu einer signifikanten Reaktion im Overturning der Nordhemisphäre geführt – außerhalb der Tropen, nördlich von etwa 12° N wird hier bereits das neue Quasi-Gleichgewicht erreicht. Der Südatlantik und der äquatoriale Bereich reagieren jedoch mit erheblich größerer Verzögerung. Erst nach etwa einer Dekade greifen die Anomalien im Overturning nahezu ungestört über den Äquator hinweg. Vor dem Hintergrund der realen Zeitskalen von mehreren Jahren bis Jahrzehnten, die im Atlantik mit der Vermittlung von klimarelevanten Signalen in Verbindung gebracht werden (z. B. CURRY ET AL., 1998), dürfte somit den Tropen die Rolle eines „Reaktionspuffers“ für die transäquatoriale Vermittlung von dekadischen und interdekadischen Schwankungen in der thermohalinen Zirkulation zukommen (vergleiche JOHNSON & MARSHALL, 2001), für hochfrequenterer Anteile in den Zirkulationsschwankungen die eines „Tiefpassfilters“.

Anhang

Übersicht über alle FLAME-Modellexperimente, die in diese Arbeit eingegangen sind – inklusive Parameter der (kartesischen) Hintergrundvermischung und kurzer Beschreibung; die Seitenangabe im Kommentar bezieht sich jeweils auf das erste Auftreten eines Experiments im fortlaufenden Text der Arbeit

Experiment	vert. harm. [cm ² /s]		horiz. harm. [cm ² /s]		horiz. biharm. [cm ⁴ /s]		Kommentar
	K_h	K_m	A_h	A_m	A_h	A_m	
(a) FLAME-Modelle des Nordatlantiks							
NA_REF	0.1 - 4	10			$-2 \cdot 10^{19}$	$-2 \cdot 10^{19}$	„Muttermodell“ mit biharmonischer Vermischungsparametrisierung – Seite 8
NA_ISO	„	„	$4 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^7$			isopyknische Vermischungsparametrisierung – Seite 55
NA_BBL	„	„	„	„			NA_ISO (1/3°) mit Bodengrenzschichtparametrisierung – Seite 117
NA_HRS	„	„	100	100			hochaufgelöst (1/12°) mit harmonischer Vermischungsparametrisierung – Seite 55
(b) FLAME-Modelle des tropischen Atlantiks							
TR_STD	0.1 - 4	10			$-2 \cdot 10^{19}$	$-2 \cdot 10^{19}$	Standardkonfiguration des regionalen Modells (aus NA_REF extrahiert) – Seite 8
TR_REF	„	2 - 10			„	„	vertikale 1/N-Vermischungsparametrisierung für Impuls – Seite 52
NOWIND	„	„			„	„	Experiment ohne Windantrieb – Seite 56
COWIND	„	„			„	„	konstanter Windantrieb (Jahresmittel) – Seite 100
NOOVER	„	„			„	„	unterdrückte thermohaline Antriebskomponente an den offenen Rändern – Seite 78
ADAPTA	„	„			„	„	neue thermohaline Antriebskomponente am offenen Nordrand – Seite 117
NOAABW	„	„			„	„	kein AABW-Einstrom über den offenen Südrand – Seite 128

Literaturverzeichnis

- ANDRIE, C., J.-F. TERNON, M.-J. MESSIAS, L. MEMERY & B. BOURLÈS, 1998. Chlorofluoromethane distributions in the deep equatorial Atlantic during January-March 1993. *Deep-Sea Research*, 45(6), 903-930.
- ARAKAWA, AKIO & VIVIAN R. LAMB, 1977. Computational Design of the Basic Dynamical Processes of the UCLA General Circulation Model. *Methods in Comput. Phys.*, 17, 173-265.
- ARNTZ, WOLF E. & EBERHARD FAHRBACH, 1991. *El Niño - Klimaexperiment der Natur*. Birkhäuser Verlag Basel.
- BARNIER, B., SIEFRIDT L. & MARCHESIELLO P., 1995. Thermal forcing for a global ocean circulation model using a three-year climatology of ECMWF analyses. *Journal of Marine Systems*, 6, 363-380.
- BARNIER, B., T. REYNAUD, C. W. BÖNING, J.-M. MOLINES & S. BARNARD, 2000. On the seasonal variability and eddies in the North Brazil Current: insights from model intercomparison experiments. *Progress in Oceanography*. Im Druck.
- BECKMANN, AIKE, CLAUS W. BÖNING, CORNELIA KÖBERLE & JÜRGEN WILLEBRAND, 1994. On the generation and role of eddy variability in the central Atlantic Ocean. *Journal of Geophysical Research*, 99(C10), 20381-20391.
- BECKMANN, AIKE & RALF DÖSCHER, 1997. A method for improved representation of dense water spreading over topography in geopotential-coordinate models. *Journal of Physical Oceanography*, 27(4), 581-591.
- BLANKE, BRUNO, MICHEL ARHAN, GURVAN MADEC & SOPHIE ROCHE, 1999. Warm Water Paths in the Equatorial Atlantic as Diagnosed With a General Circulation Model. *Journal of Physical Oceanography*, 29(11), 2753-2768.
- BLANKE, BRUNO & PASCALE DELECLUSE, 1993. Variability of the tropical Atlantic Ocean simulated by a general circulation model with two different mixed-layer physics. *Journal of Physical Oceanography*, 23, 1363-1388.

-
- BLANKE, BRUNO & STÉPHANE RAYNAUD, 1997. Kinematics of the Pacific Equatorial Undercurrent: An Eulerian and Lagrangian approach from GCM results. *Journal of Physical Oceanography*, 27(6), 1038–1053.
- BÖNING, C. W. & F. O. BRYAN, 1996. Large-scale transport processes in high-resolution circulation mo 23 dels. In W. Krauss, Hg., *The Warmwatersphere of the North Atlantic Ocean*, S. 91–128. Gebr. Bornträger, Stuttgart.
- BÖNING, CLAUS W., 1992. Transportprozesse im subtropischen Nordatlantik: Untersuchungen mit wirbelauflösenden Modellen der windgetriebenen und thermohalinen Zirkulation. Habilitationsschrift, Universität Kiel.
- BÖNING, CLAUS W., FRANK O. BRYAN, WILLIAM R. HOLLAND & RALF DÖSCHER, 1996. Deep-water formation and meridional overturning in a high-resolution model of the North Atlantic. *Journal of Physical Oceanography*, 26(7), 1142–1164.
- BÖNING, CLAUS W. & REINHARD G. BUDICH, 1992. Eddy dynamics in a primitive equation model: sensitivity to horizontal resolution and friction. *Journal of Physical Oceanography*, 22(4), 361–381.
- BÖNING, CLAUS W. & MICHAEL D. COX, 1988. Particle dispersion and mixing of conservative properties in an eddy-resolving model. *Journal of Physical Oceanography*, 18(2), 320–338.
- BÖNING, CLAUS W., RALF DÖSCHER & REINHARD G. BUDICH, 1991. Seasonal transport variation in the western subtropical North Atlantic: experiments with an eddy-resolving model. *Journal of Physical Oceanography*, 21(9), 1271–1289.
- BÖNING, CLAUS W. & PETER HERRMANN, 1994. Annual cycle of poleward heat transport in the ocean: Results from high-resolution modeling of the north and equatorial Atlantic. *Journal of Physical Oceanography*, 24(1), 91–107.
- BÖNING, CLAUS W., WILLIAM R. HOLLAND, FRANK O. BRYAN, GOKHAN DANABASOGLU & JAMES C. MCWILLIAMS, 1995. An overlooked problem in model simulations of the thermohaline circulation and heat transport in the Atlantic Ocean. *Journal of Climate*, 8(3), 515–523.
- BÖNING, CLAUS W. & FRIEDRICH A. SCHOTT, 1993. Deep currents and the eastward salinity tongue in the equatorial Atlantic: results from an eddy-resolving, primitive equation model. *Journal of Geophysical Research*, 98(C4), 6991–6999.
- BOYER, T. P. & S. LEVITUS, 1997. Objective analyses of temperature and salinity for the world ocean on a 1/4 degree grid. *Technischer Bericht*, NOAA Atlas NESDIS 11, U.S. Gov. Printing Office, Washington, D.C.

- BROECKER, W. S., T.-H. PENG, JEAN JOUZEL & GARY RUSSEL, 1990. The magnitude of global fresh-water transports of importance to ocean circulation. *Climate Dynamics*, 4, 73–79.
- BROECKER, WALLACE S., 1991. The great ocean conveyor. *Oceanography*, 4(2), 79–89.
- BRYAN, KIRK, 1969. A numerical method for the study of the circulation of the world ocean. *Journal of Computational Physics*, 4, 347–376.
- CANDELA, JULIO, ROBERT C. BEARDSLEY & RICHARD LIMEBURNER, 1992. Separation of tidal and subtidal currents in ship-mounted ADCP observations. *Journal of Geophysical Research*, 97(C1), 769–788.
- COX, MICHAEL D., 1980. Generation and propagation of 30-day waves in a numerical model of the Pacific. *Journal of Physical Oceanography*, 10(8), 1168–1186.
- COX, MICHAEL D., 1984. A primitive equation, 3-dimensional model of the ocean. *GFDL Ocean Group Technical Report 1*, GFDL-Princeton University.
- CUMMINS, P. F., G. HOLLOWAY & A. E. GARGETT, 1990. Sensitivity of the GFDL ocean general circulation model to a parameterization of vertical diffusion. *Journal of Physical Oceanography*, 20, 817–830.
- CURRY, RUTH G., MICHAEL S. MCCARTNEY & TERRENCE M. JOYCE, 1998. Oceanic transport of subpolar climate signals to mid-depth subtropical waters. *Nature*, 391, 575–577.
- DENGG, J., C. BÖNING, U. ERNST, R. REDLER & A. BECKMANN, 1999. Effects of an improved model representation of overflow water on the Subpolar North Atlantic. *International WOCE Newsletter*, 37, 10–15. Unveröffentlichtes Manuskript.
- DIDDEN, NORBERT & FRIEDRICH A. SCHOTT, 1992. Seasonal variations in the western tropical Atlantic: Surface circulation from GEOSAT altimetry and WOCE model results. *Journal of Geophysical Research*, 97(C3), 3529–3541.
- DIDDEN, NORBERT & FRIEDRICH A. SCHOTT, 1993. Eddies in the North Brazil Current retroflection region observed by GEOSAT altimetry. *Journal of Geophysical Research*, 98(C11), 20121–20131.
- DÖÖS, KRISTOFER, 1995. Interocean exchange of water masses. *Journal of Geophysical Research*, 100(C7), 13499–13514.
- DÖÖS, KRISTOFER & J. WEBB, DAVID, 1994. The Deacon Cell and the other meridional cells of the Southern Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, 24(2), 429–442.

-
- DÖSCHER, RALF, 1994. *Die thermohaline Zirkulation in einem numerischen Modell des Nordatlantischen Ozeans*. Dissertation, Berichte aus dem Institut für Meereskunde Nr. 257, Kiel.
- DÖSCHER, RALF, CLAUS W. BÖNING & PETER HERRMANN, 1994. Response of circulation and heat transport in the North Atlantic to changes in thermohaline forcing in northern latitudes: a model study. *Journal of Physical Oceanography*, 24(11), 2306–2320.
- DÖSCHER, RALF & RENE REDLER, 1997. The relative importance of northern overflow and subpolar deep convection for the North Atlantic Thermohaline Circulation. *Journal of Physical Oceanography*, 27, 1894–1902.
- DYNAMO GROUP, 1997. DYNAMO Dynamics of North Atlantic Models: Simulation and assimilation with high resolution models. *Berichte aus dem Institut für Meereskunde* 294, IfM Kiel.
- EDWARDS, CHRISTOPHER A. & JOSEPH PEDLOSKY, 1998. Dynamics of Nonlinear Cross-Equatorial Flow. Part I: Potential Vorticity Transformation. *Journal of Physical Oceanography*, 28(12), 2382–2406.
- FIGUEROA, HORACIO A. & DONALD B. OLSON, 1994. Eddy resolution versus eddy diffusion in a double gyre GCM. Part I: The Lagrangian and Eulerian description. *Journal of Physical Oceanography*, 24, 371–386.
- FINE, RANA A., H. PETERSON & H. GÖTE OSTLUND, 1987. The penetration of tritium into the Tropical Pacific. *Journal of Physical Oceanography*, 17(5), 553–564.
- FISCHER, J., M. RHEIN, F. SCHOTT & L. STRAMMA, 1997. Deep water masses and transports in the Vema Fracture Zone. *Deep-Sea Research*, 43(7), 1067–1074.
- FISCHER, JÜRGEN & FRIEDRICH A. SCHOTT, 1997. Seasonal transport variability of the Deep Western Boundary Current in the equatorial Atlantic. *Journal of Geophysical Research*, 102(C13), 27751–27769.
- FRATANTONI, DAVID, WILLIAM E. JOHNS & TAMARA L. TOWNSEND, 1995. Rings of the North Brazil Current: Their structure and behavior inferred from observations and a numerical simulation. *Journal of Geophysical Research*, 100(C6), 10633–10654.
- FRATANTONI, DAVID, WILLIAM E. JOHNS, TAMARA L. TOWNSEND & HARLEY E. HURLBURT, 2000. Low-latitude circulation and mass transport pathways in a model of the tropical Atlantic Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, 30(8), 1944–1966.

- GARGETT, A. E., 1984. Vertical eddy diffusivity in the ocean interior. *Journal of Marine Research*, 42(2), 359–393.
- GERDES, RÜDIGER, CORNELIA KÖBERLE & JÜRGEN WILLEBRAND, 1991. The influence of numerical advection schemes on the results of ocean general circulation models. *Climate Dynamics*, 5, 211–226.
- GILL, A. E., 1982. *Atmosphere-Ocean Dynamics*. International Geophysics Series, Vol. 30. Academic Press, London.
- GONI, GUSTAVO & WILLIAM JOHNS, 2000. A Census of North Brazil Current Rings Observed from T/P Altimetry: 1992-1998. *Geophysical Research Letters*. Eingereicht.
- GOURIOU, Y., B. BOURLES, H. MERCIER & R. CHUCHLA, 1999. Deep jets in the equatorial Atlantic Ocean. *Journal of Geophysical Research*, 104, 21217–21226.
- GU, DAIFANG & S. G. H. PHILANDER, 1997. Interdecadal climate fluctuations that depend on exchanges between the tropics and extratropics. *Science*, 275, 805–807.
- HALL, MELINDA M., MICHAEL MCCARTNEY & J. A. WHITEHEAD, 1997. Antarctic Bottom Water Flux in the Equatorial Western Atlantic. *Journal of Physical Oceanography*, 27(9), 1903–1926.
- HANEY, R. L., 1971. Surface thermal boundary conditions for ocean circulation models. *Journal of Physical Oceanography*, 1, 241–248.
- HARPER, SCOTT, 2000. Thermocline Ventilation and Pathways of Tropical-Subtropical Water Mass Exchange. *Tellus*, 52A(3), 330–345.
- HAZELEGER, WILCO, PEDRO DE VRIES & GEERT JAN VAN OLDENBORGH, 2000. Do tropical cells ventilate the Indo-Pacific equatorial thermocline? *Geophysical Research Letters*. Eingereicht.
- HUA, BACH LIEN, DENNIS W. MOORE & SYLVIE LE GENTIL, 1997. Inertial nonlinear equilibration of equatorial flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 331, 345–371.
- JOCHUM, MARKUS & PAOLA MALANOTTE-RIZZOLI, 2000. On the influence of the meridional overturning circulation on the tropical-subtropical pathways. *Journal of Physical Oceanography*. Akzeptiert.
- JOHNS, W. E., T. N. LEE, R. C. BEARDSLEY, J. CANDELA, R. LIMEBURNER & B. CASTRO, 1998. Annual cycle and variability of the North Brazil Current. *Journal of Physical Oceanography*, 28, 103–128.



-
- JOHNS, WILLIAM E., THOMAS N. LEE, FRIEDRICH A. SCHOTT, RAINER J. ZANTOPP & ROBERT H. EVANS, 1990. The North Brazil Current retroflection: Seasonal structure and eddy variability. *Journal of Geophysical Research*, 95(C12), 22103–22120.
- JOHNSON, GREGORY C. & MICHAEL J. MCPHADEN, 1999. Interior pycnocline flow from the subtropical to the equatorial Pacific Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, 29(12), 3073–3089.
- JOHNSON, HELEN L. & DAVID P. MARSHALL, 2001. A theory for the surface atlantic response to thermohaline variability. *Journal of Physical Oceanography*. Eingereicht.
- KARCHER, MICHAEL & ANGELIKA LIPPERT, 1994. Spin-up and breakdown of source-driven deep North Atlantic flow over realistic bottom topography. *Journal of Geophysical Research*, 99(C6), 12357–12373.
- KARCHER, MICHAEL J., 1997. Dynamic impact of oscillating sources on the North Atlantic deep circulation: A process study. *Journal of Geophysical Research*, 102(C5), 10339–10352.
- KAWASE, MITSUHIRO, 1987. Establishment of deep ocean circulation driven by deep-water production. *Journal of Physical Oceanography*, 17, 2294–2317.
- KAWASE, MITSUHIRO, LEWIS M. ROTHSTEIN & SCOTT R. SPRINGER, 1992. Encounter of a Deep Western Boundary Current with the equator: A numerical spin-up experiment. *Journal of Geophysical Research*, 97(C4), 5447–5463.
- KILLWORTH, P. D., 1987. Topographic instabilities in level model OGCM's. *Ocean Modelling*, (75), 9–12. Unveröffentlichtes Manuskript.
- KRÖGER, JÜRGEN, 1996. *Modelluntersuchungen zu Transportwegen südatlantischen Wassers in die Karibische See*. Diplomarbeit, Institut für Meereskunde, CAU Kiel.
- LAZAR, ALBAN, RAGU MURTUGUDDE & ANTONIO J. BUSALACCHI, 2000. A model study of temperature anomaly propagation from the subtropics to tropics within the South Atlantic thermocline. *Geophysical Research Letters*. Im Druck.
- LEE, THOMAS M., WILLIAM E. JOHNS, RAINER ZANTOPP & EVE R. FILLENBAUM, 1996. Moored Observations of Western Boundary Current Variability and Thermohaline Circulation at 26.5° N in the Subtropical North Atlantic. *Journal of Physical Oceanography*, 26(6), 962–983.

- LEVITUS, S., 1982. *Climatological atlas of the world ocean*. NOAA Professional Paper 13. US Department of Commerce, National Oceanic and Atmospheric Administration.
- LEVITUS, S., R. BURGETT & T. P. BOYER, 1994. *World Ocean Atlas 1994. Volume 3: Salinity*. NOAA Atlas NESDIS 3, NOAA, Washington D.C.
- LI, XIANJIN & PING CHANG, 1999. Mixing induced by the Atlantic equatorial wave activity in an eddy-resolving OGCM. *Journal of Geophysical Research*, **104**(C6), 13303–13315.
- LI, XIANJIN, PING CHANG & R. C. PACANOWSKI, 1996. A wave-induced stirring mechanism in the mid-depth equatorial ocean. *Journal of Marine Research*, **54**, 487–520.
- LIU, ZHENGYU, S. G. H. PHILANDER & R. C. PACANOWSKI, 1994. A GCM study of tropical-subtropical upper-ocean water exchange. *Journal of Physical Oceanography*, **24**(12), 2606–2623.
- LONGUET-HIGGINS, M. S., 1969. On the transport of mass by time-varying ocean currents. *Deep-Sea Research*, **16**, 431–447.
- LU, PENG & JULIAN P. MCCREARY, 1995. Influence of the ITCZ on the flow of thermocline water from the subtropical to the equatorial Pacific Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, **25**(12), 3076–3088.
- LU, PENG, JULIAN P. MCCREARY & BARRY A. KLINGER, 1998. Meridional circulation cells and the source waters of the Pacific Equatorial Undercurrent. *Journal of Physical Oceanography*, **28**(1), 62–84.
- LUYTEN, JAMES R., J. PEDLOSKY & H. STOMMEL, 1982. The ventilated thermocline. *Journal of Physical Oceanography*, **13**(2), 292–309.
- MACDONALD, ALISON M., 1998. The global ocean circulation: a hydrographic estimate and regional analysis. *Progress in Oceanography*, **41**(3), 281–382.
- MALANOTTE-RIZZOLI, PAOLA, KATE HEDSTROM, HERNAN ARANGO & DALE B. HAIDVOGEL, 2000. Water mass pathways between the subtropical and tropical ocean in a climatological simulation of the North Atlantic Ocean circulation. *Dynamics of Atmosphere and Oceans*, **32**, 331–371.
- MAYER, DENNIS A. & ROBERT H. WEISBERG, 1993. A Description of COADS Surface Meteorological Fields and the Implied Sverdrup Transports for the Atlantic Ocean from 30° S to 60° N. *Journal of Physical Oceanography*, **23**(10), 2201–2221.

-
- MCCARTNEY, M. S., S. L. BENNET & WOODGATE-JONES M. E., 1991. Eastward Flow through the Mid-Atlantic Ridge at 11° N and Its Influence on the Abyss of the Eastern Basin. *Journal of Physical Oceanography*, 21(8), 1089–1121.
- MCCARTNEY, M. S. & R. A. CURRY, 1993. Transequatorial Flow of Antarctic Bottom Water in the Western Atlantic Ocean: Abyssal Geostrophy at the Equator. *Journal of Physical Oceanography*, 23(6), 1264–1276.
- MCCREARY, JULIAN P., JR. & PENG LU, 1994. Interaction between the Subtropical and Equatorial Ocean Circulations: The Subtropical Cell. *Journal of Physical Oceanography*, 24(2), 466–497.
- MERCIER, HERLÉ & KEVIN G. SPEER, 1998. Transport of Bottom Water in the Romanche Fracture Zone and the Chain Fracture Zone. *Journal of Physical Oceanography*, 28(5), 779–790.
- METCALF, WILLIAM & M. C. STALCUP, 1967. Origin of the atlantic equatorial Undercurrent. *Journal of Geophysical Research*, 72(20), 4959–4975.
- MÜLLER, P. & JÜRGEN WILLEBRAND, 1989. *Equations of oceanic motions*, Band 3b. J. Sündermann, Ed., Landolt-Börnstein, Group V, Oceanography, Springer Verlag, Berlin.
- OSCHLIES, ANDREAS & VERONIQUE GARÇON, 1999. An eddy-permitting coupled physical-biological model of the North Atlantic 1. Sensitivity to advection numerics and mixed layer physics. *Global Biogeochemical Cycles*, 13(1), 135–160.
- LOUDOT, C., P. MORIN, F. BAURAND, M. WAFAR & P. LE CORRE, 1998. Northern and southern water masses in the equatorial Atlantic: distribution of nutrients on the WOCE A6 and A7 lines. *Deep-Sea Research*, 45(6), 873–902.
- PACANOWSKI, R. C. & S. G. H. PHILANDER, 1981. Parametrization of vertical mixing in numerical models of tropical oceans. *Journal of Physical Oceanography*, 11, 1443–1451.
- PACANOWSKI, RONALD C., 1997. MOM 2 - Documentation, User's Guide and Reference Manual. *Technischer Bericht*, GFDL, Princeton, New Jersey.
- PEDLOSKY, JOSEPH, 1987. An inertial Theory of the Equatorial Undercurrent. *Journal of Physical Oceanography*, 17(11), 1978–1987.
- PHILANDER, S. G. H. & R. C. PACANOWSKI, 1986a. The mass and heat budget in a model of the tropical Atlantic Ocean. *Journal of Geophysical Research*, 91(C12), 14212–14220.

- PHILANDER, S. G. H. & R. C. PACANOWSKI, 1986b. A model of the seasonal cycle in the tropical Atlantic Ocean. *Journal of Geophysical Research*, **91**(C12), 14192–14206.
- PHILANDER, S. GEORGE, 1989. *El Niño, La Niña, and the Southern Oscillation*. Academic Press, Inc.
- PONTE, RUI M., JAMES LUYTEN & PHILIP L. RICHARDSON, 1990. Equatorial deep jets in the Atlantic Ocean. *Deep-Sea Research*, **37**(4), 711–713.
- RAHMSTORF, S., 1993. A fast and complete convection scheme for ocean models. *Ocean Modelling*, (101), 9–11. Unveröffentlichtes Manuskript.
- REDLER, RENÉ, 1997. *Prozessstudien zur Wassermassenbildung und -ausbreitung in numerischen Modellen des subpolaren Nordatlantik*. Dissertation, Institut für Meereskunde, CAU Kiel.
- REDLER, RENE & CLAUS W. BÖNING, 1997. Effect of the overflows on the circulation in the subpolar North Atlantic: A regional model study. *Journal of Geophysical Research*, **102**(C8), 18529–18552.
- RHEIN, MONIKA, LOTHAR STRAMMA & GERD KRAHMANN, 1998. The spreading of Antarctic bottom water in the tropical Atlantic. *Deep-Sea Research*, **45**, 507–527.
- RHEIN, MONIKA, LOTHAR STRAMMA & UWE SEND, 1995. The Atlantic Deep Western Boundary Current: Water masses and transports near the equator. *Journal of Geophysical Research*, **100**(C2), 2441–2457.
- RICHARDSON, PHILIP L. & DAVID M. FRATANTONI, 1999. Float trajectories in the Deep Western Boundary Current and deep equatorial jets of the tropical Atlantic. *Deep-Sea Research II*, **46**, 305–333.
- RICHARDSON, PHILIP L., G. E. HUFFORD, R. LIMEBURNER & W. S. BROWN, 1994. North Brazil Current retroflexion eddies. *Journal of Geophysical Research*, **99**(C3), 5081–5093.
- RICHARDSON, PHILIP L. & G. REVERDIN, 1987. Seasonal cycle of velocity in the atlantic north equatorial countercurrent as measured by surface drifters, current meters and ship drifts. *Journal of Geophysical Research*, **92**(C4), 3691–3708.
- RICHARDSON, PHILIP L. & WILLIAM J. SCHMITZ, JR., 1993. Deep cross-equatorial flow in the Atlantic measured with SOFAR Floats. *Journal of Geophysical Research*, **98**(C5), 8371–8387.

-
- RICHARDSON, PHILIP L. & DAVID WALSH, 1986. Mapping climatological seasonal variations of surface currents in the tropical Atlantic using ship drifts. *Journal of Geophysical Research*, **91**(C9), 10537–10550.
- ROTHSTEIN, LEWIS M., RONG-HUA ZHANG, ANTONIO J. BUSALACCHI & DAKE CHEN, 1998. A numerical simulation of the mean water pathways in the subtropical and tropical Pacific Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, **28**, 322–343.
- SCHMITZ, WILLIAM J., JR., 1995. On the interbasin-scale thermohaline circulation. *Reviews of Geophysics*, **33**, 151–173.
- SCHMITZ, WILLIAM J., JR., JAMES R. LUYTEN & RAYMOND W. SCHMITT, 1993. On the Florida Current T/S envelope. *Bulletin of Marine Science*, **53**(3), 1048–1065.
- SCHMITZ, WILLIAM J., JR. & MICHAEL S. MCCARTNEY, 1993. On the North Atlantic circulation. *Reviews of Geophysics*, **31**(1), 29–49.
- SCHMITZ, WILLIAM J., JR. & PHILIP L. RICHARDSON, 1991. On the sources of the Florida Current. *Deep-Sea Research*, **38**, 379–401.
- SCHOTT, FRIEDRICH A. & CLAUS W. BÖNING, 1991. The WOCE model in the western equatorial Atlantic: Upper layer circulation. *Journal of Geophysical Research*, **96**(C4), 6993–7004.
- SCHOTT, FRIEDRICH A., JÜRGEN FISCHER, JÖRG REPPIN & UWE SEND, 1993. On mean and seasonal currents and transports at the western boundary of the equatorial Atlantic. *Journal of Geophysical Research*, **98**(C8), 14353–14368.
- SCHOTT, FRIEDRICH A., JÜRGEN FISCHER & LOTHAR STRAMMA, 1998. Transports and Pathways of the Upper-Layer Circulation in the Western Tropical Atlantic. *Journal of Physical Oceanography*, **28**(10), 1904–1928.
- SCHOTT, FRIEDRICH A., L. STRAMMA & JÜRGEN FISCHER, 1995. The warm water inflow into the western tropical Atlantic boundary regime, spring 1994. *Journal of Geophysical Research*, **100**(C12), 24745–24760.
- SEMTNER, ALBERT J., JR. & ROBERT M. CHERVIN, 1992. Ocean General Circulation From a Global Eddy-Resolving Model. *Journal of Geophysical Research*, **97**(C4), 5493–5550.
- SEND, UWE, CARSTEN EDEN & FRIEDRICH SCHOTT, 2001. Atlantic equatorial deep jets: Space/time structure and cross-equatorial fluxes. *Journal of Physical Oceanography*. Akzeptiert.

- STEVENS, DAVID P., 1990. On Open Boundary Conditions for three dimensional Primitive Equation Ocean Circulation Models. *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics*, **51**, 103–133.
- STEVENS, DAVID P., 1991. The open boundary condition in the United Kingdom Fine-Resolution Antarctic Model. *Journal of Physical Oceanography*, **21**(9), 1494–1499.
- STOMMEL, HENRY, 1958. The abyssal circulation. *Deep-Sea Research*, **5**, 80–82.
- STOMMEL, HENRY & A. B. ARONS, 1960a. On the abyssal circulation of the world ocean – I. Stationary planetary flow patterns on a sphere. *Deep-Sea Research*, **6**, 140–154.
- STOMMEL, HENRY & A. B. ARONS, 1960b. On the abyssal circulation of the world ocean – II. An idealized model of the circulation pattern and amplitude in oceanic basins. *Deep-Sea Research*, **6**, 217–233.
- STRAMMA, LOTHAR & MATTHEW ENGLAND, 1999. On the water masses and mean circulation of the South Atlantic Ocean. *Journal of Geophysical Research*, **104**(C9), 20863–20883.
- STRAMMA, LOTHAR, FISCHER JÜRGEN & JÖRG REPPIN, 1995. The North Brazil Undercurrent. *Deep-Sea Research*, **42**(5), 773–795.
- STRAMMA, LOTHAR & FRIEDRICH SCHOTT, 1999. The mean flow field of the tropical Atlantic Ocean. *Deep-Sea Research*, **46**(2), 279–303.
- SUGA, TOSHIO & LYNNE D. TALLEY, 1995. Antarctic Intermediate Water circulation in the tropical and subtropical South Atlantic. *Journal of Geophysical Research*, **100**(C7), 13441–13453.
- SUGINOHARA, NOBUO & MASAO FUKASAWA, 1988. Set-up of deep circulation in multi-level numerical models. *Journal of the Oceanographical Society of Japan*, **44**, 315–336.
- THIERRY, VIRGINIE, 2000. *Observation et modélisation de la variabilité saisonnière dans l’océan Atlantique équatorial profond*. Dissertation, CNRS – IFREMER – UBO, Brest, France.
- THIERRY, VIRGINIE, HERLÉ MERCIER & ANNE-MARIE TREGUIER, 2000. Deep Response of an Equatorial Ocean to Seasonally Varying Zonal Wind. Part I: Numerical study. *Journal of Physical Oceanography*. Wird eingereicht.

-
- THOMPSON, LUANNE & MITSUHIRO KAWASE, 1993. The nonlinear response of an equatorial ocean to oscillatory forcing. *Journal of Marine Research*, **51**, 467–496.
- TREGUIER, A. M., 1992. Kinetic energy analysis of an eddy-resolving primitive equation model of the North Atlantic. *Journal of Geophysical Research*, **97**(C1), 687–701.
- TREGUIER, A.-M., T. REYNAUD, T. PICHEVIN, B. BARNIER, J.-M. MOLINES, A. P. DE MIRANDA, C. MESSEGER, J. O. BEISMANN, G. MADEC, N. GRIMA, M. IMBARD & C. LE PROVOST, 1999. The CLIPPER Project: high resolution modelling of the Atlantic. *International WOCE Newsletter*, **36**, 3–5. Unveröffentlichtes Manuskript.
- TSUCHIYA, MIZUKI, 1989. Circulation of the Antarctic Intermediate Water in the North Atlantic Ocean. *Journal of Marine Research*, **47**, 747–755.
- TURNER, J. S. & E. B. KRAUS, 1967. A one-dimensional model of the seasonal thermocline I. A laboratory experiment and its interpretation. *Tellus*, **19**, 88–97.
- VERONIS, G., 1975. The role of models in tracer studies. *Numerical models of the ocean circulation*, S. 133–146.
- VERSTRAETE, JEAN-MARC, 1992. The seasonal upwellings in the Gulf of Guinea. *Progress in Oceanography*, **29**, 1–60.
- VONDER HAAR, THOMAS H. & ABRAHAM H. OORT, 1973. New estimate of annual poleward energy transport by northern hemisphere oceans. *Journal of Physical Oceanography*, **3**(2), 169–172.
- WACONGNE, SOPHIE, 1989. Dynamical regimes of a fully nonlinear stratified model of the Atlantic Equatorial Undercurrent. *Journal of Geophysical Research*, **94**(C4), 4801–4815.
- WEISBERG, R. H. & A. M. HORIZAN, 1981. Low-frequency variability in the equatorial Atlantic. *Journal of Physical Oceanography*, **11**(7), 913–920.
- WEISS, R. F., J. L. BULLISTER, R. H. GAMMON & M. J. WARNER, 1985. Atmospheric chlorofluoromethanes in the deep equatorial Atlantic. *Nature*, **314**, 608–610.
- WILLEBRAND, J., B. BARNIER, C. BÖNING, C. DIETERICH, P. HERRMANN, P. KILLWORTH, C. LE PROVOST, Y. JIA, J.-M. MOLINES & A. L. NEW, 2001. Circulation Characteristics in Three Eddy-Permitting Models of the North Atlantic. *Progress in Oceanography*. Im Druck.

- WILSON, W. D., E. JOHNS & R. L. MOLINARI, 1994. Upper layer circulation in the western tropical North Atlantic ocean during August 1989. *Journal of Geophysical Research*, **99**(C11), 22513–22523.
- WILSON, W. DOUGLAS & WILLIAM E. JOHNS, 1997. Velocity structure and transport in the Windward Islands Passages. *Deep-Sea Research*, **44**(3), 487–520.

Danksagung

Meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr. Claus Böning, möchte ich für die vielen Anregungen und Diskussionen während der Promotionszeit herzlich danken. Außerdem danke ich allen Mitarbeitern des Forschungsbereichs – Ozeanzirkulation und Klima: Theorie und Modellierung – die mir immer hilfreich zur Seite standen und durch ihre stete Gesprächsbereitschaft zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Für seine kritischen Anmerkungen und Korrekturvorschläge zum Manuskript der Dissertation sei hier insbesondere Dr. Jens-Olaf Beismann erwähnt. Meinen Lieben, Susanne und Arved, gilt ein besonderer Dank für alles das, was sie getan haben, um mir das Leben auch in der Zeit, in der diese Arbeit entstanden ist, zu versüßen.