

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

Nr. 301

**Zirkulation und Dynamik in der Agulhasregion
anhand eines numerischen Modells**

von

Arne Biastoch

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

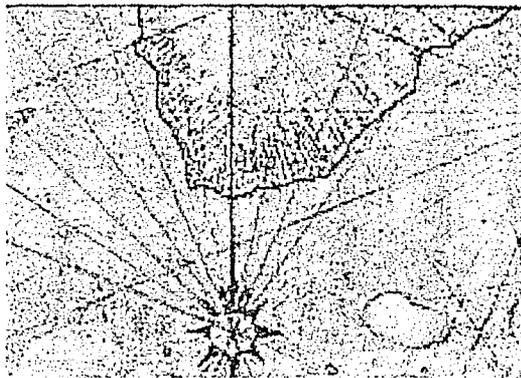


ISSN 0341 - 8561

1998

DOI: 10.2303/1791-301

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



Der Agulhasstrom hat seinen Namen vom Kap Agulhas, der südlichsten Landspitze von Afrika. Dieser stammt aus dem portugiesischen Wort für „Nadeln“. Im späten 15. Jahrhundert entdeckten portugiesische Seefahrer diesen Punkt, an dem das magnetische Nord und das geographische Nord identisch waren und nannten diese Stelle „Cabo das Agulhas“ (Kap der Nadeln).

Zusammenfassung

Im Rahmen des World Ocean Circulation Experiment, WOCE, wurde ein Modell der Agulhasregion entwickelt. Ziele dieser Arbeit waren die Identifizierung der Quellregionen des Agulhasstromes und die Bestimmung des Volumentransportes, die Untersuchung der Ablösungsprozesse und der Drift von Agulhasringen, sowie Schätzungen des interozeanischen Transportes von Masse, Wärme, und Salz.

Das Modell basiert auf dem Modular Ocean Model (MOM 2). Das Modellgebiet überdeckt den Südatlantik und den südlichen Indischen Ozean, wobei die Agulhasregion horizontal mit $1/3^\circ$ aufgelöst ist. Der Oberflächenantrieb besteht aus einem konsistenten klimatologischen Datensatz des European Center for Medium Range Weather Forecasting (ECMWF). Offene Randbedingungen, dessen Daten dem globalen Semtner Modell entnommen wurden, koppeln das Modell an den restlichen Weltozean.

Das Modell ist in der Lage, den Agulhasstrom, dessen Retroflexion sowie die Ringbildung in realistischen Zeit- und Raumskalen darzustellen. Der Agulhasstrom im Modell weist einen signifikanten Jahresgang im Transport auf, der seine Hauptursache Moçambiquekanal hat. Der mittlere Transport beträgt 67 Sv bei Durban und nimmt südlich durch lokale Rezirkulation bis 100 Sv bei Kap Agulhas zu; etwa 20 - 30 Sv fließen in den Subtropenwirbel des Südatlantiks. Der Wärmetransport durch das Agulhasregime ist mit 0.82 PW entsprechend hoch; es wird jedoch weniger als die Hälfte nach Norden transportiert, der Rest geht an das subantarktische System und an die Atmosphäre verloren. Auffällig beim interozeanischen Transport ist die hohe Variabilität, hervorgerufen durch kleinskalige Wirbel, die im Moçambiquekanal und südöstlich von Madagaskar gebildet werden, zum Agulhasstrom transportiert werden und dort als kurzperiodische Pulse erscheinen. Die Existenz dieser Wirbel wird durch Satelliten-Altimeterdaten verifiziert.

Etwa 2 bis 4 Agulhasringe pro Jahr werden im Modell gebildet, die jedoch in der Nähe der Retroflexionsregion stark wechselwirken. Durch Teilungen entstehen so in guter Übereinstimmung mit Beobachtungen etwa 5 Ringe pro Jahr. Die Ausbreitung der Ringe erfolgt auf unregelmäßigen west-/nordwestlichen Routen in den Südatlantik. Auffällig sind dabei die Gegenströmungen unterhalb der Agulhasringe mit Geschwindigkeiten bis zu 6 cm s^{-1} . Diese Strömungen können als mit Hilfe der Advektion eines warmen Ringes als Modon erklärt werden.

Abstract

In the context of the World Ocean Circulation Experiment, WOCE, a model of the Agulhas region has been developed. The aims of this study were to identify the source regions of the Agulhas Current and calculate its volume transport, to study the separation processes and drift of Agulhas rings, and to estimate the interoceanic transport of mass, heat, and salt.

The model is based on the Modular Ocean Model (MOM 2). The model domain covers the South Atlantic and the South Indian Ocean with a horizontal resolution of $1/3^\circ$ in the Agulhas region. The surface forcing uses a consistent climatology set from the European Center for Medium Range Weather Forecasting (ECMWF). Open boundary conditions with data taken from a global model (Semtner model) link the model region to the rest of the world ocean.

The model simulates the Agulhas Current, its retroflexion, and the ring shedding successfully for the space and time scales of these processes. The transport of the Agulhas Current in the model shows a significant seasonal cycle, which has its main origin in the Moçambique Channel. The annual mean transport at Durban is 67 Sv and increases to 100 Sv at Cape Agulhas; about 20 - 30 Sv flow into the subtropical gyre of the South Atlantic. Due to this high interoceanic exchange, the heat transport of the Agulhas regime is 0.82 PW. Although this value is very high, only half of the heat is transported to the north; the rest is lost to the subantarctic regime in the south and to the atmosphere. A notable feature in the interoceanic transport is its high variability caused by small-scale eddies which are generated in the Moçambique Channel and southeast of Madagascar. These eddies travel towards the Agulhas Current, appearing as short pulses. The existence of these eddies is verified by satellite altimetry data.

At the Agulhas retroflexion, 2 to 4 rings are produced each model year. However, strong interactions between the rings lead to splitting and spawning such that about 5 rings per year are developed — in good agreement with the observed values. The rings drift along irregular western-/northwestern paths into the South Atlantic. Notable are the deep countercurrents below the Agulhas rings which have velocities up to 6 cm s^{-1} . These currents can be understood as the velocities associated with modon-advection of warm-core rings.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Modell und Daten	7
2.1	Grundlage	7
2.2	Modellgebiet	8
2.3	Oberflächenrandbedingungen	11
2.4	Anfangsdaten	13
2.5	Laterale Randbedingungen	13
2.6	Parametrisierungen physikalischer Prozesse	16
2.7	Vorstudien	18
2.8	Übersicht der numerischen Experimente	21
2.9	Satellitendaten	22
3	Die allgemeine Zirkulation	25
3.1	Der Kenntnisstand aus Beobachtungen	25
3.2	Die Zirkulation im Referenzlauf	30

4	Einfluß des ACC und der Topographie	41
4.1	Einfluß des Antarktischen Zirkumpolarstromes	41
4.2	Einfluß der Topographie	43
5	Interozeanischer Transport	47
5.1	Zonaler Wärmetransport	47
5.2	Wärmeverlust an die Atmosphäre	52
5.3	Variabilität des interozeanischen Transportes	55
5.4	Zwischenwasseraustausch und Salztransport	58
6	Mesoskalige Wirbel in den Quellregionen	61
6.1	Modell und Satellitenbeobachtungen	62
6.2	Verifizierung aus der Literatur	70
6.3	Bildungsmechanismen	74
7	Agulhasringe	77
7.1	Allgemeine Beschreibung und Translation	77
7.2	Ringbildung und -frequenz	84
7.3	Driftbahnen der Agulhasringe	87
8	Zusammenfassung und Diskussion	97
A	Gleichungssystem	103

Kapitel 1

Einleitung

Die ozeanische Region um Südafrika nimmt hinsichtlich ihrer Dynamik und Eigenschaften eine besondere Rolle im Weltozean ein. Das Zusammenspiel eines starken und stabilen westlichen Randstromes, eines Gebietes hoher mesoskaliger Aktivität und der großen Bedeutung kleinskaliger Dynamik sorgt für einen breiten Bereich von Bewegungen und Interaktionen (Lutjeharms, 1996). Zusätzlich zu dieser wichtigen regionalen Bedeutung weisen viele Arbeiten der letzten Jahre darauf hin, daß die Agulhasregion eine wichtige Rolle in der globalen thermohalinen Zirkulation einnimmt. Diesem Mechanismus zufolge wird im subpolaren Nordatlantik Tiefenwasser gebildet, das sich nach Süden und in die anderen Ozeane ausbreitet, wo es langsam an die Oberfläche zurückgelangt (Broecker, 1991). Die Agulhasregion als Verbindungsglied zwischen Indischem Ozean und Atlantik gilt dabei (neben der Drakepassage) als mögliche Route für den Rücktransport warmen Wassers in den Nordatlantik (Gordon et al., 1992). Zum genaueren Verständnis dieses interoceanischen Transportes von Masse, Wärme und Salz ist eine detaillierte Kenntnis der Region daher auch global von entscheidender Bedeutung.

Schon in sehr früheren ozeanographischen Arbeiten über die Agulhasregion (Rennell, 1832; Findlay, 1866) wurde von der erstaunlichen Tatsache berichtet, daß der Agulhasstrom südlich von Afrika retroflektiert, Ringe bildet und

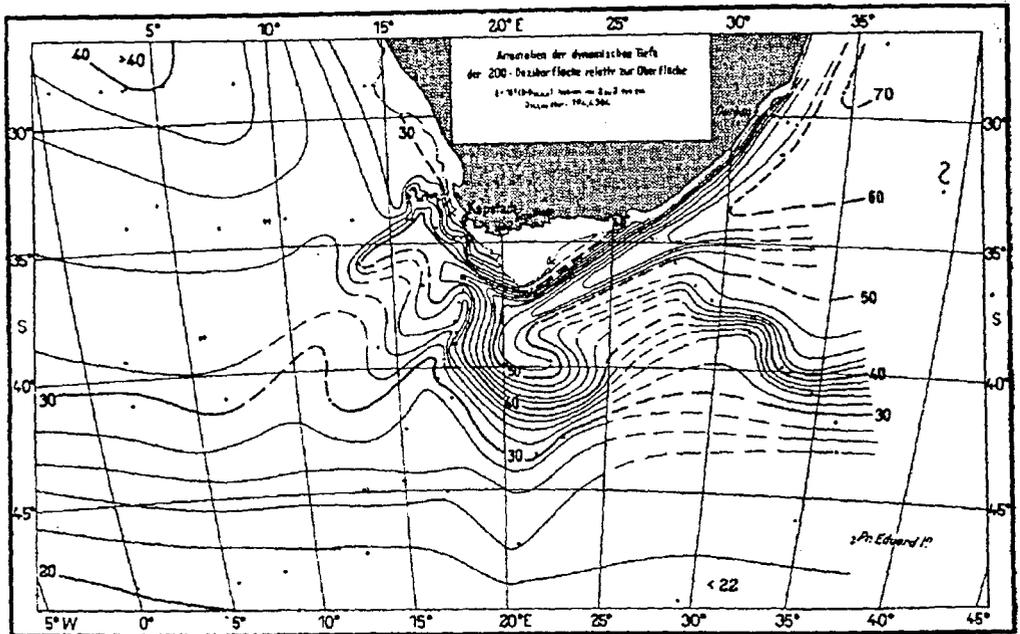


Abbildung 1.1: Anomalien der dynamischen Tiefe der 200-Dezibarfläche relativ zur Meeresoberfläche, aus Dietrich (1935).

in den Indischen Ozean zurückfließt. Diese auf Kenntnissen der Oberflächenzirkulation basierenden Untersuchungen wurden von G. Dietrich schließlich in seiner Dissertation (Dietrich, 1935) auf die Tiefe ausgeweitet (Abb. 1.1). Dabei wies er weiterhin schon auf die starke Variabilität der Region hin: „Die Betrachtung der Massen-, Druck- und Geschwindigkeitsfelder geht von der Annahme aus, daß annähernd stationäre Verhältnisse herrschen. Aber einige Beobachtungen lassen erkennen, daß zweifellos tiefreichende Störungen im Stromsystem auftreten können“ (Dietrich, 1935, S. 65).

Gerade in den letzten Jahrzehnten wurde eine große ozeanische Datenbasis geschaffen, nicht zuletzt im Rahmen des *World Ocean Circulation Experiments (WOCE)*, die auch den Südatlantik und den südlichen Indischen Ozean umfaßt. Ergänzt wird diese an der Oberfläche durch Satellitendaten, die zum Beispiel die relativen Oberflächenauslenkungen oder -temperaturen messen. Trotz dieser Vielzahl von Messungen gibt es jedoch gerade in der Agulhasregion Fragestellungen, die sich mit der bisherigen Datenabdeckung nicht lösen lassen — oft aufgrund der schon von Dietrich (1935) beobachteten mesoska-

ligen Variabilität im System. Agulhasringe zum Beispiel lassen sich zwar in einem gewissen Rahmen synoptisch vom Satelliten aus beobachten, können jedoch im hydrographischen Aufbau aufgrund der kurzen Zeit- und Raumskalen nur punktuell von Schiffsmessungen erfaßt werden. Da die Agulhasringe einen großen Anteil am interozeanischen Transport ausmachen, lassen sich somit auch die Größenordnung und Variabilität der Wärmeflüsse in den Atlantik nur ungenau abschätzen. Doch auch saisonale oder längerperiodische Variabilitäten wie der Jahresgang im Agulhasstrom oder die Speisung des Agulhasstromes aus verschiedenen Quellregionen sind Teil der gegenwärtigen Diskussion und unterliegen immer wieder grundlegenden Revisionen (Field et al., 1997; Stramma und Lutjeharms, 1997).

Ein ozeanisches Modell mit seiner (unter bestimmten Voraussetzungen) dynamisch konsistenten Physik kann daher helfen, Variabilitäten und Abhängigkeiten im Agulhasystem zu erkennen. So ist es möglich, die wenigen Messungen in ein stimmiges Gesamtbild zu bringen und miteinander zu verknüpfen, Satellitendaten besser zu deuten. Modelle der Agulhasregion wurden dabei bisher vorrangig im Rahmen von Prozeßstudien betrieben, die sich mit dem Mechanismus der Retroflexion des Agulhasstromes (De Ruijter, 1982; Ou und de Ruijter, 1986; Matano, 1996) oder der Ringbildung (Chassignet und Boudra, 1987; Pichevin et al., 1998) beschäftigen. Daneben gibt es eine Reihe (halb-) globaler Modelle (FRAM Group, 1991; Semtner und Chervin, 1992; Maltrud et al., 1997), die auch die Agulhasregion umfassen. Mit diesen ist es jedoch aufgrund des immensen Rechen- und Datenaufwandes nicht möglich, Sensitivitätsexperimente durchzuführen. Gerade diese werden aber benötigt, um Abhängigkeiten im Gesamtsystem zu erkennen, Problemstellungen zu separieren und so zu verlässlichen Aussagen zu gelangen. Nur ein regionales und numerisch handhabbares Modell kann dieses leisten.

Ziel dieser Promotionsarbeit war daher der Aufbau eines allgemeinen Ozeanmodells nach dem gegenwärtigen Stand der Technik, mit dem die Zirkulation und Dynamik in der Agulhasregion untersucht werden kann. Speziell soll dabei versucht werden, auf die offene Fragestellungen bezüglich des Agul-

hasstromes, der Agulhasringe und des interoceanischen Transportes einzugehen. Dazu wird, soweit erforderlich, eine Reihe von Sensitivitätsexperimenten durchgeführt, in denen bestimmte Problemstellungen durch Änderung von Modellparametern separiert werden. Ergebnisse hydrographischer Daten sowie Satellitenmessungen stehen zum Vergleich zur Verfügung und dienen der Verifizierung der Modellergebnisse.

Das konkrete Vorgehen in dieser Arbeit ist dabei wie folgt:

Kapitel 2 erläutert das Basismodell sowie die für diese geographische Region getroffene Konditionierung und beschreibt die Vorstudien. Nach einer allgemeinen Übersicht über den gegenwärtigen Stand der Kenntnisse zur Zirkulation und Dynamik in der Agulhasregion wird in Kapitel 3 der Referenzlauf analysiert und verifiziert. Weiterhin werden Fragestellungen zur Saisonalität und Speisung des Agulhasstromes untersucht. Kapitel 4 beschreibt die Sensitivitätsexperimente zum Einfluß des Antarktischen Zirkumpolarstromes und der Diskretisierung der Topographie nördlich des Agulhasplateaus auf die mittlere Zirkulation. Kapitel 5, das erste der drei Ergebniskapitel dieser Arbeit, untersucht den interoceanischen Wärmetransport sowie die weitere Verbreitung im südöstlichen Atlantik. Nach einer Bestimmung der Zeitskalen im interoceanischen Transport fokussiert Kapitel 6 auf die mesoskaligen Wirbel, die in den Quellregionen des Agulhasstromes gebildet werden, in dessen Richtung nach Süden driften und letztlich sein Verhalten an der Südspitze von Afrika bestimmen. Anhand der Literatur und von Satellitenmessungen wird versucht, die wirkliche Existenz dieses Phänomens zu verifizieren. Kapitel 7 beschäftigt sich mit den auffälligsten Bewegungsformen der Agulhasregion, den Agulhasringen. Es untersucht die dynamischen und hydrographischen Eigenschaften dieser Wirbel, zeigt Bildungsfrequenzen und verfolgt deren Weg in und durch den Südatlantik. Kapitel 8 faßt schließlich die Ergebnisse zusammen, bringt sie in Zusammenhang und bilanziert diese Arbeit.

Kapitel 2

Modell und Daten

2.1 Grundlage

Basis des Modells, mit dem die Agulhasregion simuliert werden soll, ist das *Modular Ocean Model (MOM 2)* (Pacanowski, 1996), eine flexible — weil modular in der Struktur — und weit verbreitete Version des *Geophysical Fluid Dynamics Laboratory (GFDL)* Modells. Grundlage sind die primitiven Gleichungen (z.B. Müller und Willebrand, 1989; Krauß, 1973), ein Gleichungssystem, das durch Anwenden der Boussinesq-, hydrostatischen, sphärischen und traditionellen Approximationen aus den Navier-Stokeschen Gleichungen hergeleitet werden kann (Bryan, 1969). Die „Rigid-Lid“ Approximation sorgt mit der Annahme, daß keine vertikalen Geschwindigkeiten an der Meeresoberfläche auftreten, zusätzlich dafür, daß die externen Schwerewellen aus den Lösungen herausgefiltert werden und ermöglicht die Einführung einer Stromfunktion für die barotropen Geschwindigkeiten. Weitere Einzelheiten zum Gleichungssystem finden sich in Anhang A.

2.2 Modellgebiet

Das Modellgebiet umfaßt große Teile des Südatlantiks und des südlichen Indischen Ozeans von $6.5^\circ \text{ S} - 65^\circ \text{ S}$ und $60^\circ \text{ W} - 115^\circ \text{ O}$ (Abb. 2.1). Die horizontale Auflösung beträgt dabei $1/3^\circ \times 1/3^\circ$ in der Region, die in dieser Arbeit von hauptsächlichem Interesse ist ($20^\circ \text{ W} - 70^\circ \text{ O}$), und nimmt in zonalen Richtung sinusoidal auf $\Delta\lambda = 1.2^\circ$ an den Rändern zu (die meridionale Auflösung ist konstant). Diese variable Auflösung ist ein Kompromiß aufgrund der numerischen Kosten und der praktikablen Handhabung, bei dem zum einen möglichst viele Landmassen das Modellgebiet begrenzen. Hierdurch werden die Regimes in beiden Ozeanen komplett umfaßt und können ohne die Annahme von offenen Randbedingungen modelliert werden. Zum anderen wird somit eine möglichst hohe Auflösung in der Agulhasregion erreicht. Diese ist erforderlich, um die Agulhasringe, deren Durchmesser bei 200 - 300 km liegt (Lutjeharms, 1996), mit etwa 8 - 10 Gitterpunkten numerisch aufzulösen. Das Gitter ist nicht isotrop, das heißt, die zonale Auflösung nimmt nach Süden hin ab; bei 35° S sind die Gitterboxen etwa $30 \times 37 \text{ km}$ ($\Delta\lambda \times \Delta\phi$) groß.

In der Vertikalen ist das Modell in 29 Schichten unterschiedlicher Dicken, $\Delta z = 15 - 250 \text{ m}$, eingeteilt. Davon befinden sich rund die Hälfte in den oberen 1500 m (Tab. 2.1), dem Tiefenbereich, in dem die größten Signale von Agulhasstrom und -ringen zu erwarten sind (Lutjeharms, 1996).

Die Diskretisierung der Bodentopographie basiert auf dem 5-Minuten-Datensatz des NOAA NGDC (ETOPO5) und wurde mit Hilfe eines zweidimensionalen symmetrischen Filters (Shapiro, 1970) einmal in der „hochauflösenden“ Region und dreimal im restlichen Modellgebiet geglättet. Diese Glättung ist notwendig, um topographische Instabilitäten zu vermeiden, die in Level-Modellen an starken Bodenreibungen auftreten können (Killworth, 1987).

Nach der Glättung wurde besonderes Gewicht auf die realistische Darstellung wichtiger topographischer Eigenschaften gelegt, so zum Beispiel auf die

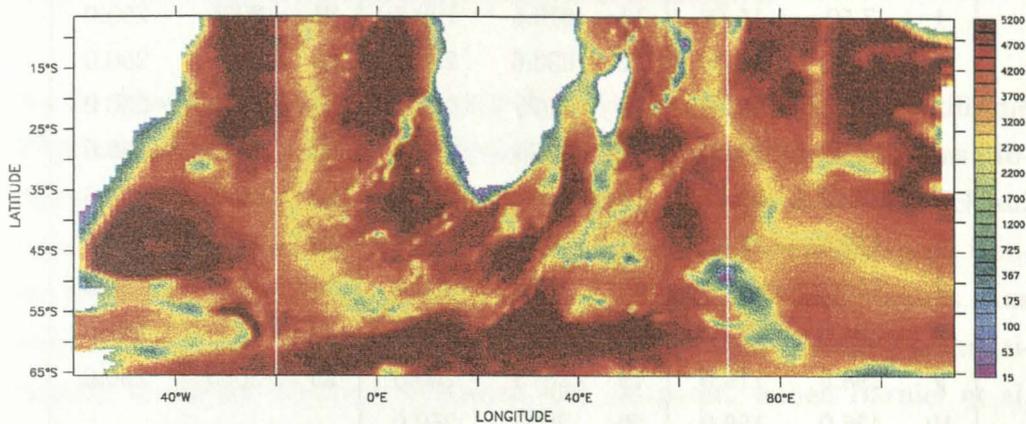


Abbildung 2.1: Topographie des Modellgebietes. Die Boxen geben die horizontale Auflösung wieder, die vertikale Achse ist durch die Farbinformation gegeben. Zu beachten ist die konstante horizontale Auflösung in der Region 20° W - 70° O und der glatte Übergang zur größeren Auflösung in zonaler Richtung.

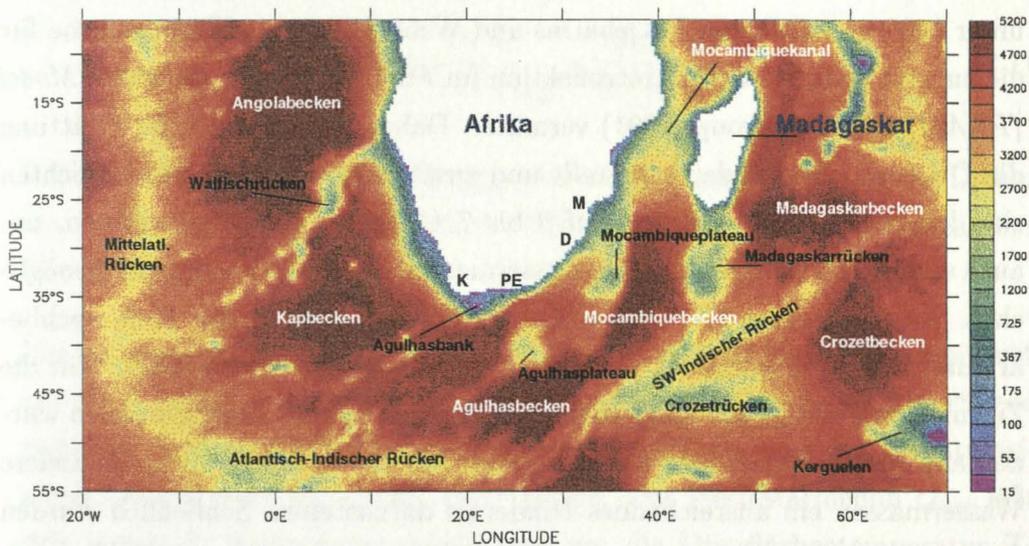


Abbildung 2.2: Topographie der Agulhasregion mit Beschriftung der wichtigsten topographischen Elemente. Die Abkürzungen auf dem afrikanischen Kontinent bedeuten: Maputo (M), Durban (D), Port Elizabeth (PE) und Kapstadt (K).

Nr.	zt [m]	Δzt [m]	Nr.	zt [m]	Δzt [m]	Nr.	zt [m]	Δzt [m]
1	7.50	15.48	11	616.5	198.8	21	3075	250.0
2	23.45	17.20	12	833.6	229.2	22	3325	250.0
3	41.91	20.00	13	1075	245.7	23	3575	250.0
4	63.45	22.80	14	1325	250.0	24	3825	250.0
5	87.50	24.53	15	1575	250.0	25	4075	250.0
6	112.5	29.28	16	1825	250.0	26	4325	250.0
7	146.1	45.76	17	2075	250.0	27	4575	250.0
8	204.0	76.20	18	2325	250.0	28	4825	250.0
9	298.5	116.0	19	2575	250.0	29	5075	250.0
10	436.0	159.0	20	2825	250.0			

Tabelle 2.1: Einteilung der vertikalen Schichten. zt ist dabei die Tiefe der Tracer- und Geschwindigkeitspunkte, Δzt die Schichtdicke.

Passage zwischen afrikanischem Kontinent und Agulhasplateau (siehe Abb 2.2). Die durch Glättung verursachte künstliche Abflachung von 4500 m auf unter 3000 m wurde von Lutjeharms und Webb (1995) als Hauptursache für die zu weit östliche Agulhasretroflektion im *Fine Resolution Antarctic Model (FRAM)* (FRAM Group, 1991) vermutet. Daher wurden nach der Glättung die Originaltiefen wiederhergestellt und zusätzlich in den tieferen Schichten eine künstliche Verbreiterung auf 5 bis 7 Gitterpunkte vorgenommen, um auch eine Advektion der tieferen Wassermassen durch die Passage zu ermöglichen. Aus demselben Grund wurden weitere Passagen in der Tiefe nachbearbeitet: Moçambiquekanal, Drakepassage, Vema- und Hunterkanal. Für die Zirkulation wichtige topographische Erhöhungen wie der Walfischrücken wurden auf ihre Originalhöhen zurückgesetzt, um wie in der Realität für tiefere Wassermassen ein ausreichendes Hindernis darzustellen. Schließlich wurden Südamerika, Australien, Indonesien und die Antarktis auf ihren Schelfbereich ausgedehnt. Dieses hat zur Folge, daß sich das Modellgebiet leicht verringern läßt, da die entsprechenden Landmassen näher an Südafrika heranreichen (die Ostküste von Südamerika zwischen 40° S und 50° S beispielsweise liegt hier bei 60° W statt bei 65° W).

2.3 Oberflächenrandbedingungen

An der Oberfläche erfordern die Modellgleichungen Randbedingungen für die Windschubspannung sowie die Wärme- und Frischwasserflüsse. Um das Modell auch in seinem Antrieb konsistent zu halten, wird soweit wie möglich auf einen geschlossenen Datensatz zurückgegriffen, der aus dem *European Center for Medium Range Weather Forecasting (ECMWF)* Modell stammt. Aus einer Analyse der Jahre 1986 - 1988, die einen Zeitraum gleicher Parametrisierung in diesem Wettervorhersagemodell umspannt, haben Barnier et al. (1994) und Barnier et al. (1995) eine monatliche Klimatologie erzeugt.

Die thermische Randbedingung wurde dabei wie folgt realisiert: Die Temperaturgleichung beinhaltet einen Quellterm $Q_{sol}(z)$, der die kurzwellige Einstrahlung tiefenabhängig vorschreibt; der nicht-solare Anteil des Wärmeflusses, Q_{ns} , geht hingegen als Flußrandbedingung an der Oberfläche ein:

$$\left(K_V(z) \frac{\partial T}{\partial z} \right)_{z=0} = \frac{Q_{ns}}{\rho_0 C_p} \quad (2.1)$$

Dabei sind $K_V(z)$ ein tiefenabhängiger Vermischungskoeffizient, ρ_0 die Dichte von Seewasser und C_p die spezifische Wärme von Seewasser bei konstantem Druck.

Nimmt man an, daß sich der Ozean in einem quasi-stationären Gleichgewicht mit der Atmosphäre befindet (Haney, 1971; Han, 1984), sind die Unterschiede zwischen der Oberflächentemperatur des Modells, T_S , und der klimatologischen Oberflächentemperatur, T_S^{clim} gering. Der Nettowärmefluß Q_{net} läßt sich somit als Taylorreihenentwicklung um die Oberflächentemperatur T_S schreiben:

$$Q_{net}(T_S) = Q_{net}(T_S^{clim}) - \left(\frac{\partial Q_{net}}{\partial T} \right)_{T_S^{clim}} (T_S^{clim} - T_S) \quad (2.2)$$

Nach Haney (1971) kann man diese Gleichung umformulieren in:

$$Q_{net}(T_S) = Q_2(T_A^* - T_S) \quad (2.3)$$

$$\text{mit } T_A^* = T_S^{clim} + \frac{Q_{ns}(T_S^{clim})}{Q_2} \quad \text{und} \quad Q_2 = \left(\frac{\partial Q_{net}}{\partial T} \right)_{T_S^{clim}}$$

T_A^* ist dabei als „scheinbare Lufttemperatur“ definiert und ebenso wie der Korrekturterm Q_2 zeit- und raumabhängig. Letzter kann als inverse Restoringzeitskala aufgefaßt werden (Barnier et al., 1995).

Um unrealistisch tiefe Temperaturen nahe der Antarktis zu vermeiden, wurden die Oberflächenflüsse, die die Wassersäule weiter abkühlen würden, für Temperaturen geringer als -1.8°C abgeschaltet. Diese einfache Maßnahme soll den Einsatz eines aufwendigen Eismodells vermeiden.

Der Frischwasserfluß an der Oberfläche ist hingegen nicht so einfach zu parametrisieren, da Datensätze für Niederschlag und Verdunstung meist nicht divergenzfrei sind. In der obersten Modellschicht wird deshalb ein Restoring an die monatlichen Startfelder (siehe Kap. 2.4) vorgenommen, die Zeitskala beträgt 30 Tage.

In den oberflächennahen Schichten sorgt ein einfaches Deckschichtmodell (Kraus und Turner, 1967; Sterl und Kattenberg, 1994) dafür, daß die Tracer Temperatur und Salzgehalt vollständig in der winddurchmischten Schicht homogenisiert sind. Die Erzeugung von turbulenter kinetischer Energie, die zur Vertiefung dieser Deckschicht h führt, ist hier nur durch die „Windarbeit“, die Kuben der Reibungsgeschwindigkeit, zu erreichen:

$$\frac{\partial h}{\partial t} \sim u^{*3} \quad (2.4)$$

Die Randbedingungen der Impulsgleichungen sind durch die Windschubspannungen (τ_x, τ_y) gegeben und stammen ebenso wie die Windarbeit $(u^{\star 3})$ und die thermische Antrieb (T_A^*, Q_2, Q_{sol}) aus der dynamisch konsistenten Klimatologie (Barnier et al., 1994, 1995).

2.4 Anfangsdaten

Um das Modell innerhalb weniger Jahrzehnte in ein quasi-stationäres Gleichgewicht zu rechnen, ist eine möglichst realistische Anfangsverteilung der dreidimensionalen Felder für Temperatur und Salzgehalt erforderlich. Hierzu wurde von dem Levitus WOA94 Datensatz (Levitus et al., 1994) ausgegangen, der im Gegensatz zu seinem Vorgänger (Levitus, 1982) eine größere Datendichte aufweist. Er enthält vor allem im südlichen Ozean zusätzlich Daten des *Alfred-Wegener Institutes für Polar- und Meeresforschung* von Ollbers et al. (1992), was sich in einer verbesserten Frontenstruktur in den subantarktischen Regionen ausdrückt.

Aus den vorliegenden Verteilungen für Temperatur und Salzgehalt, die je nach Tiefen monatlich, saisonal oder jährlich vorliegen, wurden durch Interpolation monatliche Felder auf dem Modellgitter produziert. Nach Umwandlung der in-situ-Temperaturen in potentielle Temperaturen wurde die Schichtung schließlich vertikal stabilisiert. Hierzu wurde auf die Konvektionsroutine des Modells zurückgegriffen, bei der Temperatur und Salzgehalt einzelner Schichten bis zur Stabilisierung der gesamten Wassersäule vermischt werden.

2.5 Laterale Randbedingungen

Ein nicht-globales großskaliges Ozeanmodell hat es seitliche Ränder, an denen es an den restlichen Weltozean angeköpelt werden muß. In diesem Fall sind

dies: Der Nordrand im Atlantik und im Indischen Ozean, der Westrand in der Drakepassage sowie der Ostrand nördlich und südlich von Australien. Im Süden ist das Modellgebiet geschlossen, da die meisten Gebiete längs dieses Randes relativ flach sind; einzig das Weddellmeer im Südwesten stellt ein tieferes Becken dar. Da seine Zirkulation für diese Untersuchung jedoch keine große Rolle spielt, wird hier nur versucht, die Einflüsse des dort entstehenden Bodenwassers durch eine Restoringzone zu simulieren (siehe unten).

Eine einfache Behandlung der offenen lateralen Ränder wäre die Schließung, verbunden mit Restoringzone, in denen die Tracer Temperatur und Salzgehalt zu vorgegebenen Werten gezwungen würden. Dieses könnte jedoch zu Problemen führen, wenn Wellenpropagation aus dem Modell heraus gerichtet wäre. Das Modell könnte Tracer nahe des Randes berechnen, die verschieden von den vorgegebenen Werten wären — starke Gradienten, die ihrerseits wieder eine Strömung implizieren würden, wären die Folge. Es muß also sichergestellt werden, daß Wellensignale aus dem Modellgebiet hinaus propagieren können und nicht am geschlossenen Rand reflektiert werden und die Lösung im Inneren stören. Außerdem ist es notwendig, am West- und am Ostrand einen barotropen Transport vorzuschreiben, um sowohl das Passieren des Antarktischen Zirkumpolarstromes durch das Modellgebiet zu ermöglichen als auch einen Indonesischen Durchstrom vorzuschreiben.

Zu diesem Zweck wurden offene Randbedingungen nach der Methode von Stevens (1990) realisiert, die bereits erfolgreich in verschiedenen Modellen verwendet wurde: so zum Beispiel in FRAM (Stevens, 1991), im *Community Modeling Effort (CME)* (z. B. Döscher und Redler, 1997; Redler und Böning, 1997) und in einem GFDL-Modell des Nordatlantiks im Rahmen einer vergleichenden Modellstudie (DYNAMO Group, 1997).

An den offenen Rändern werden die baroklinen Geschwindigkeiten mittels der linearisierten Bewegungsgleichungen berechnet, die barotropen vorgeschrieben. Die vertikale Stromscherung kann sich so auf lokale Dichtegradienten einstellen. Temperatur und Salzgehalt werden an Punkten, an denen die Geschwindigkeit aus dem Modell heraus gerichtet ist, mit Hilfe einer modifizierten Strahlungsbedingung (Orlanski, 1976) berechnet:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{v_{ad} + c_T}{a} \frac{\partial T}{\partial \phi} = F^T \quad (2.5)$$

$$\text{Dabei ist } c_T = -a \frac{\partial T}{\partial t} / \frac{\partial T}{\partial \phi}$$

mit c_T als Phasengeschwindigkeit des Tracers T (Temperatur oder Salzgehalt), v_{ad} meridionale Geschwindigkeitskomponente, a Erdradius und ϕ geographische Breite. Die Limitierung von c_T ist durch das CFL-Kriterium gegeben: $-a\Delta\phi/\Delta t \geq c_T \geq 0$. Gl. 2.5 gilt exemplarisch für den Nordrand.

An Punkten, wo die Strömung in das Modellgebiet gerichtet ist, werden die Tracer der offenen Ränder an vorgegebene Werte relaxiert. Die Zeitskala beträgt 30 Tage.

Die Daten für die barotrope Stromfunktion wurden dem globalen Semtner-Modell (Semtner und Chervin, 1988, 1992) entnommen, wobei aus Konsistenzgründen ein Modellauf mit gleichem Oberflächenantrieb gewählt wurde (Stammer et al., 1996, Lauf POCM_4A). Da der barotrope Mode im *Parallel Ocean Climate Model (POCM)* über eine freie Oberflächenformulierung berechnet wird, wurde die hier benötigte Stromfunktion aus den mittleren Geschwindigkeiten berechnet. Die Klimatologie dazu stammt aus dem Modelljahr 1988. Abb. 2.3 zeigt, daß der Transport im Zirkumpolarstrom im Jahresmittel etwa 165 Sv ($1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$) beträgt, was gegenüber den meisten neueren Beobachtungen zu hoch ist; diese liegen bei etwa 135 Sv (Whitworth et al., 1982; Whitworth und Peterson, 1985). Diese Diskrepanz besteht auch bei anderen Modellen, Grose et al. (1995) führen sie in FRAM auf die stufenweise Diskretisierung der Bodentopographie, die zu starke Bodenströmungen erzeugt, zurück. Trotzdem wurde dieser große Transportwert hier nicht künstlich geändert, um eine Kompatibilität mit den anderen Rändern, vornehmlich dem Durchstrom durch das Indonesische Archipel, zu

erhalten. Die Werte dort liegen zwischen +1 Sv im April und -18 Sv im Juli (Jahresmittel -7 Sv, positive Werte kennzeichnen barotropen Ausstrom aus dem Modellgebiet) und spiegeln eine ähnliche Variabilität wie die Messungen wieder (für eine Übersicht siehe Schmitz, 1996b). Weiterhin ist zu erkennen, daß der Nordrand im Indischen Ozean im Gegensatz zum Atlantik und den Meridionalrändern durch den Monsunzyklus einen ausgeprägten Jahresgang aufweist.

Bezüglich der Temperatur und des Salzgehaltes haben Vergleiche mit Beobachtungen (WOCE A21 in der Drakepassage, WOCE A11 im Südatlantik und GEOSECS im Indischen Ozean) ergeben, daß die Temperaturen im tiefen Ozean des Semtner-Modells die Messungen um einige Grade übertreffen. Hier liegt die Vermutung nahe, daß das Modell nicht von potentiellen sondern von in-situ-Temperaturen gestartet wurde. Aus diesem Grund wurde für die Bereitstellung der Tracer an den offenen Rändern auf die bereits erzeugten Felder von Levitus et al. (1994) zurückgegriffen.

Ebenfalls der Anfangsklimatologie entnommen wurden Daten für eine Restoringzone im Südwesten des Modellgebietes (60° W - 45° O), in der Temperaturen und Salzgehalte zu vorgegebenen Werten gezwungen werden sollen. Ziel ist es, den Einfluß des antarktischen Bodenwassers, das sich nach Norden in das Modellgebiet ausbreitet, zu berücksichtigen. Die Relaxationszeitskala variiert dabei zwischen 5 Tagen direkt am Rand und 50 Tagen an der nördlichsten Ausdehnung der Zone. Dieselbe Prozedur wurde in einigen Sensitivitätsexperimenten, bei denen einzelne laterale Ränder geschlossen wurden, angewendet.

2.6 Parametrisierungen physikalischer Prozesse

Zur Parametrisierung kleinskaliger Prozesse wurde für die horizontalen Austauschterme ein biharmonischer Operator (Semtner und Mintz, 1977) gewählt.

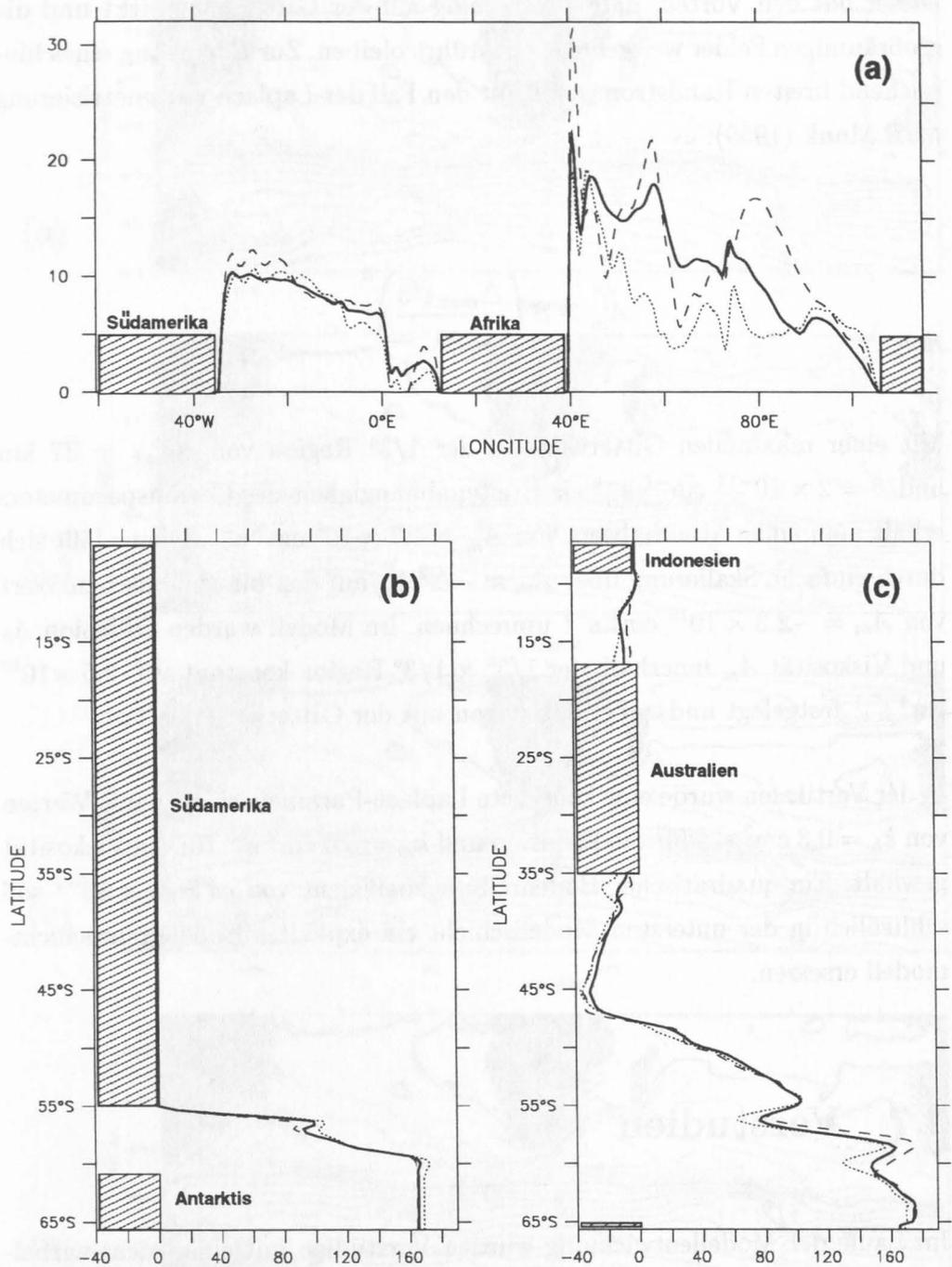


Abbildung 2.3: Stromfunktion, berechnet aus dem Semtner-Modell, in Sv. (a) Nordrand, (b) Westrand, (c) Ostrand für Jahresmittelwert (durchgezogene Linie), Januar-März (gestrichelt) und Juni-August (gepunktet).

Dieser hat den Vorteil, daß er vorrangig auf der Gitterskala wirkt und die großräumigen Felder weitgehend unberührt bleiben. Zur Erzeugung eines hinreichend breiten Randstromes gilt für den Fall der Laplace-Parametrisierung nach Munk (1950):

$$A_m^l > \beta \left(\frac{\Delta_{max} \sqrt{3}}{\pi} \right)^3$$

Mit einer maximalen Gitterweite in der $1/3^\circ$ Region von $\Delta_{max} = 37$ km und $\beta = 2 \times 10^{-13} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$ als Breitenabhängigkeit des Coriolisparameters erhält man einen Minimalwert von $A_m^l = 1.7 \times 10^6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. Dieser läßt sich durch einfache Skalierung über $A_m \approx -\Delta^2 A_m^l$ auf den biharmonischen Wert von $A_m = -2.3 \times 10^{19} \text{ cm}^4 \text{ s}^{-1}$ umrechnen. Im Modell wurden Diffusion A_h und Viskosität A_m innerhalb der $1/3^\circ \times 1/3^\circ$ Region konstant auf $-2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^4 \text{ s}^{-1}$ festgelegt und außerhalb davon mit der Gitterweite skaliert.

In der Vertikalen wurde eine konstante Laplace-Parametrisierung mit Werten von $k_h = 0.3 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ für die Diffusion und $k_m = 5.0 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ für die Viskosität gewählt. Ein quadratischer Bodenreibungskoeffizient von $cd = 5 \times 10^{-4}$ soll schließlich in der untersten Modellschicht ein explizites Bodengrenzschichtmodell ersetzen.

2.7 Vorstudien

Im Laufe der Modellentwicklung wurden Vorstudien mit einer nicht-wirbelauflösenden Version gerechnet. Diese unterscheidet sich von der bereits beschriebenen Version durch die gröbere Gitterweite von $1.2^\circ \times 1^\circ$ ($\Delta\lambda \times \Delta\phi$), verbunden mit einer anderen horizontalen Parametrisierung kleinskaliger Prozesse (Laplace-Operator).

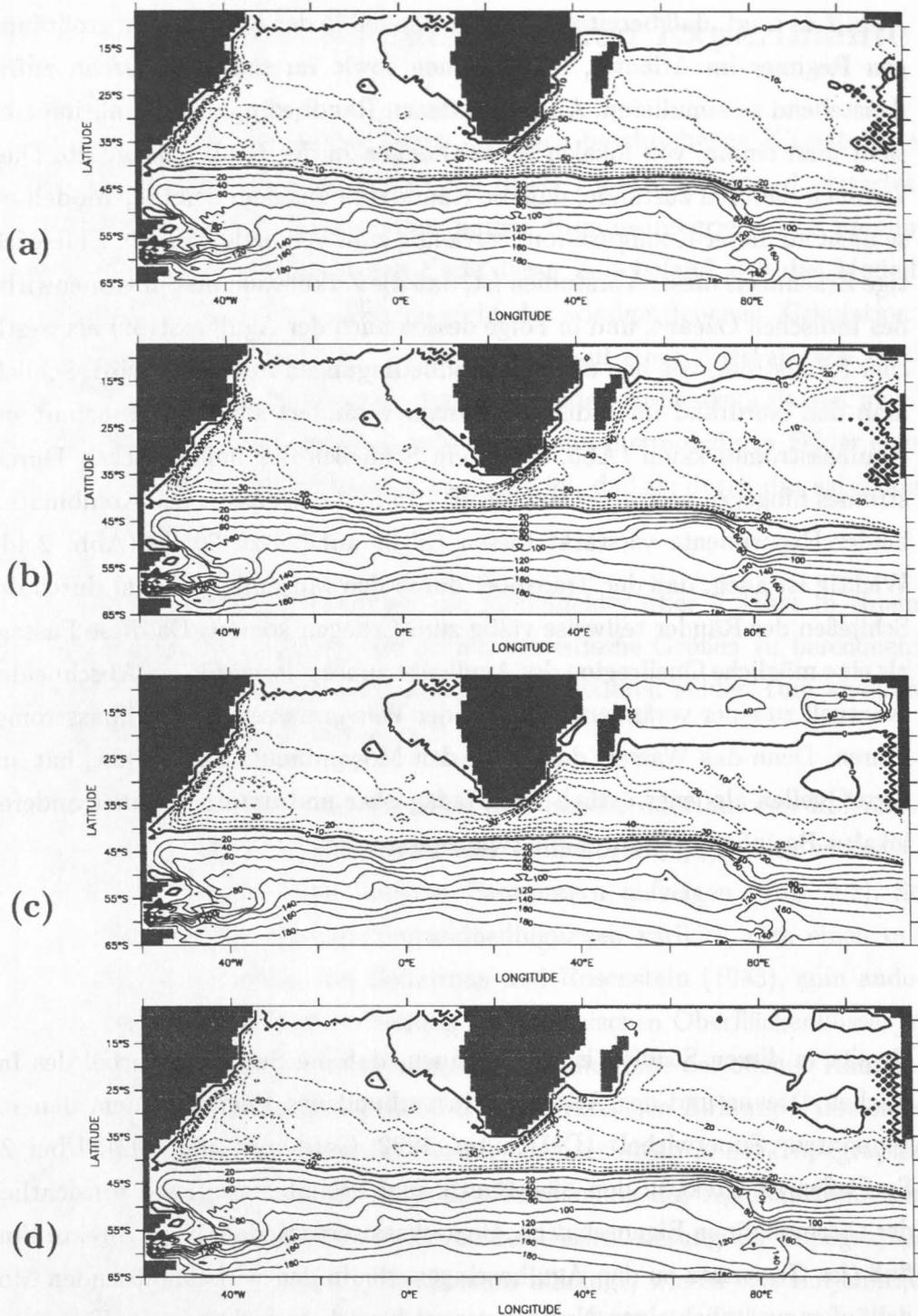


Abbildung 2.4: Mittlere Stromfunktion verschiedener Vorstudien mit dem nicht-wirbelauflösenden Modell in Sv: (a) Referenzmodell (C1, siehe Tab. 2.2) (b) geschlossener Nordrand im Indischen Ozean (C2) (c) geschlossener Indonesischer Durchstrom (C3) und (d) Kombination aus C2 und C3 (C4).

Abb. 2.4a zeigt, daß bereits ein solches Modell in der Lage ist, die großräumigen Regimes im Atlantik, im Indischen sowie im südlichen Ozean zufriedenstellend zu simulieren. Auch die offenen Randbedingungen funktionieren, sieht man einmal von lokalen Abweichungen in der Drakepassage ab. Diese kommen dadurch zustande, daß die Randdaten aus dem Semtner-Modell per se nicht zu dieser Konfiguration, vorrangig zum Windfeld, passen. Eine wichtige Erkenntnis dieser Vorstudien ist, daß die Zirkulation im Subtropenwirbel des Indischen Ozeans, und in Folge dessen auch der Agulhasstrom als westlicher Randstrom, von den offenen Randbedingungen beeinflusst wird. Schließt man den Nordrand im Indischen Ozean, verändert sich der Transport des Agulhasstromes kaum (Abb. 2.4b), ein Schließen des Indonesischen Durchstromes hingegen verringert ihn um 10 - 15 Sv (Abb. 2.4c). Die Kombination beider Experimente verstärkt diesen Effekt auf bis zu 20 Sv (Abb. 2.4d). Wichtig ist auch, daß der Transport durch den Moçambiquekanal durch das Schließen der Ränder teilweise völlig zum Erliegen kommt. Da diese Passage als eine mögliche Quellregion des Agulhasstromes gilt, würde ein Abschneiden eventuell zu einer veränderten Bilanz der Wassermassen des Agulhasstromes führen. Denn das Wasser, das durch den Moçambiquekanal strömt, hat andere Quellen als jenes östlich von Madagaskar und unterliegt einer anderen lokalen Beeinflussung durch die Atmosphäre.

Bereits in diesen Studien ist zu erkennen, daß die Subtropenwirbel des Indischen Ozeans und des Atlantiks ein verbundenes Regime bilden, den sogenannten „Superwirbel“ (De Ruijter, 1982; Gordon et al., 1992). Über 20 Sv fließen so direkt in den Südatlantik und beeinflussen diesen hinsichtlich der thermohalinen Eigenschaften. Bemerkenswert ist, daß dieser direkte Einfluß (im Gegensatz zu den Agulhasringen, die in den wirbelauflösenden Modellläufen zusätzlich einen Nettotransport bewirken) nicht wie der Transport des Agulhasstromes von den offenen Randbedingungen im Indischen Ozean abhängt.

2.8 Übersicht der numerischen Experimente

Ausgehend von den Dezember-Daten der oben beschriebenen Klimatologie wurde das wirbelauflösende Modell aus einem ruhenden Zustand gestartet und mit einem Zeitschritt von einer halben Stunde integriert. Der Spinup erfolgte über 30 Modelljahre. Am Ende dieser Zeit befand sich das Modell in einem quasi-stationären Gleichgewicht der windgetriebenen Zirkulation. Die thermohaline Zirkulation variiert dagegen auf einer Zeitskala von einigen 1000 Jahren, was im Rahmen der vorliegenden Rechenkapazitäten nicht zu integrieren war. Das bedeutet jedoch, daß die thermohalinen Felder eine leichte Drift beinhalten, die jedoch so gering ist, daß sie durch das saisonale Signal überdeckt wird.

Nach dieser Spinup-Phase wurden die Modellfelder über 5 Jahre in einem 3-Tages-Intervall gespeichert, um daraus statistische Größen zu berechnen: zum einen eine monatliche Klimatologie der mittleren Felder, zum anderen eine saisonale der Korrelationen (z.B. $\overline{u\bar{u}}$, $\overline{u\bar{T}}$).

Verschiedene Modellläufe, die entweder aufeinander oder auf den Referenzlauf aufsetzen, sollen die Sensitivität der Modelllösung gegenüber veränderten Randbedingungen oder anderen Parametern aufzeigen (Tab. 2.2). So wurden zunächst die Oberflächenrandbedingungen variiert, zum einen mit einem anderen Windfeld von Hellerman und Rosenstein (1983), zum anderen mit veränderter Parametrisierung der thermischen Oberflächenflüsse. In einer Reihe von Sensitivitätsexperimenten soll die Rolle der offenen Randbedingungen, insbesondere der Einfluß des Antarktischen Zirkumpolarstromes auf den Agulhasstrom, untersucht werden. Änderungen in der Topographie sollen Klarheit geben, ob die Lage der Retroflexion des Agulhasstromes in einem numerischen Modell wirklich von der Diskretisierung der Topographie zwischen Afrika und dem Agulhasplateau abhängt, wie es von Lutjeharms und Webb (1995) vermutet wurde, und welche Rolle der Moçambiquekanal spielt. Schließlich wurden die Werte der biharmonischen Parametrisierung variiert, um deren Einfluß auf die Bildung und den Zerfall von Agulhasringen

zu untersuchen. Die Summationsdauer aller Sensitivitätsexperimente betrug aus Kostengründen nur 3 Jahre.

2.9 Satellitendaten

Für die Vergleiche der mesoskaligen Variabilität im Modell mit Beobachtungen (hauptsächlich Kap. 6) wurden Satellitendaten verwendet. Diese sind kombinierte Altimetermessungen vom *European Remote Sensing Satellite No. 1 (ERS-1)* und *TOPEX/POSEIDON (TP)* des Zeitraumes Oktober 1992 - Dezember 1993, wobei die ERS-1 Daten an TP angepaßt wurden, indem die Kreuzungspunkte beider Satellitenorbits minimiert wurden (Le Traon et al., 1995; Le Traon und Ogor, 1999). Dieses resultiert in einem konsistenten Datensatz. Die Oberflächenanomalien, die durch Subtraktion eines 3-Jahres-Mittels aus TP entstanden, wurden mit Hilfe einer linearen objektiven Analyse in Zeit und Raum (Bretherton et al., 1976) auf das Modellgitter interpoliert. Übrig blieben schließlich quasi-synoptische Karten im 5-Tages-Abstand (A. Köhl und N. Rix, pers. Komm.).

Abk.	Integration	Bemerkungen
R	0-35	Referenzexperiment
Oberflächenrandbedingungen		
S1	25-35	Windfeld aus Hellerman und Rosenstein (1983)
S2	31-36	SST-Restoring an Levitus, keine kurzweilige Einstrahlung
S3	31-38	wie S2, zusätzlich jährlicher Windantrieb
Offene Randbedingungen		
O1	31-36	Beschränkung des ACC auf max. 130 Sv
O2	31-36	halbierter Transport im ACC
O3	31-33	geschlossener Nordrand im Indischen Ozean
O4	31-36	Randbedingungen ohne saisonale Variation
Topographie		
T1	31-36	abgeflachter Agulhaskanal
T2	31-36	geschlossener Moçambiquekanal
Parameter		
P1	31-36	Viskosität bzw. Diffusion $2 \times 10^{19} \text{ cm}^4 \text{ s}^{-1}$
P2	37-42	Viskosität bzw. Diffusion $1 \times 10^{19} \text{ cm}^4 \text{ s}^{-1}$
Nicht-wirbelauflösende Version		
C1	0-55	Referenzexperiment
C2	0-55	geschlossener Nordrand im Indischen Ozean
C3	0-55	geschlossener Indonesischer Durchstrom
C4	0-55	Kombination aus C2 und C3
C5	0-55	geschlossener Nordrand im Atlantik

Tabelle 2.2: Modellexperimente: Die Berechnung der Statistik erfolgte im Referenzlauf über die letzten 5 Modelljahre, bei allen anderen über die letzten 3. Die meisten Experimente der Serien S, O, T und P setzen auf das Referenzexperiment auf, nur Exp. P2 basiert auf P1. Für Exp. O3 wurde keine Statistik berechnet.

Kapitel 3

Die allgemeine Zirkulation

In diesem Kapitel wird zunächst der gegenwärtige Kenntnisstand über die Zirkulation im südwestlichen Indischen Ozean, insbesondere den Agulhasstrom, skizziert. Nachfolgend wird das Modell anhand verschiedener Beobachtungen verifiziert, bevor auf offene Fragestellungen bezüglich des Jahresganges des Agulhasstromes und dessen Speisung aus verschiedenen Quellregionen eingegangen wird.

3.1 Der Kenntnisstand aus Beobachtungen

Der Agulhasstrom transportiert als westlicher Randstrom des Subtropenwirbels warmes Wasser aus den niedrigen Breiten des Indischen Ozeans nach Süden. Abb. 3.1 zeigt dazu ein Satellitenbild der Oberflächentemperatur. Bis zur Südspitze von Afrika lassen sich die im Vergleich zum Atlantik hohen Temperaturen (bis zu 24°C) verfolgen.

Nördlich und südlich der Breite von Port Elizabeth (22°S), der Stelle, wo die afrikanische Küste nach Westen abbiegt, hat der Agulhasstrom unterschiedliche Charakteristika: Im Norden verläuft er eng am Schelf und ist bezüglich

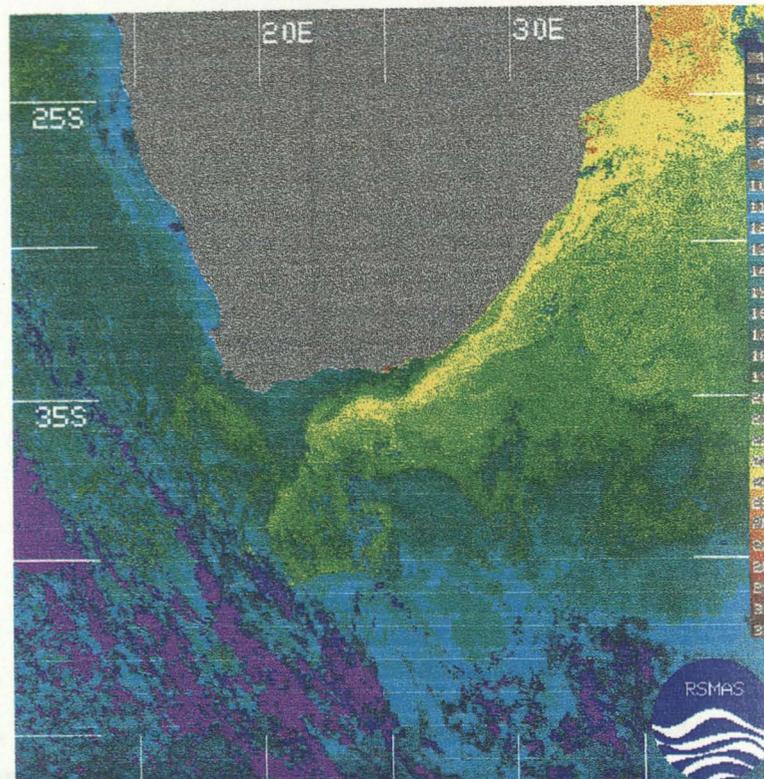


Abbildung 3.1: Oberflächentemperatur in $^{\circ}\text{C}$, gemessen vom NOAA Satelliten am 23. Mai 1997 (Quelle: Rosenstiel School of Marine and Atmospheric Science (RSMAS), Miami).

seiner Lage (Gründlingh, 1983) und seinen hohen Geschwindigkeiten von über 200 cm s^{-1} (Pearce und Gründlingh, 1982) sehr stabil. Hydrographische Messungen der Oberflächströmungen und des Transportes weisen bisher nicht auf einen Jahrgang hin (Pearce und Gründlingh, 1982; Gründlingh, 1980), obwohl entsprechende Anzeichen im Windfeld und in Satellitenmessungen vorhanden sind (Matano et al., 1997; Field et al., 1997). Neuere Messungen indizieren die Existenz eines Unterstromes, der in etwa 1200 m Tiefe entgegengesetzt zum Agulhasstrom fließt (Beal und Bryden, 1997). Mit maximalen Geschwindigkeiten von bis zu 30 cm s^{-1} transportiert er etwa 6 Sv nach Norden.

Südlich von Port Elizabeth verläuft der Schelf im Gegensatz zur Küste weiter

in Richtung Südwesten. Der Agulhasstrom folgt ihm, beginnt aber zu mäandrieren und bildet warme Plumes, die die Region auf der landwärtigen Seite, der Agulhasbank, lokal stark beeinflussen (Lutjeharms und Cooper, 1996). Ein Teil dieser warmen Plumes fließt als Filamente in den Südatlantik. Der Transport des Agulhasstromes nimmt auf dem Weg bis zum Kap Agulhas von 65 Sv (in den oberen 1000 m) bei Port Elizabeth (Stramma und Lutjeharms, 1997) auf 95 Sv zu (Gordon et al., 1987), sogar Werte bis zu 140 Sv wurden schon bestimmt (Jacobs und Georgi, 1977).

Südlich von Afrika fließt der Agulhasstrom ein kurzes Stück in den Südatlantik, bevor er abrupt retroflektiert und der überwiegende Teil in den Indischen Ozean zurückkehrt (Abb. 3.2). An der Retroflexion werden durch Abschnürung Agulhasringe gebildet (Lutjeharms und van Ballegooyen, 1988b), die auf verschiedenen west-/nordwestlichen Wegen in den Südatlantik driften und zum interozeanischen Austausch beitragen (Gordon und Haxby, 1990; Duncombe Rae, 1991; Byrne et al., 1995; Goni et al., 1997). Ein weiterer Teil des warmen und durch die starke Verdunstung mittlerweile auch salzreichen Wassers gelangt auch auf direkten Weg in den benachbarten Ozean (s. Abb. 3.1).

Die dynamischen Ursachen der Agulhasretroflektion sind noch immer nicht vollständig geklärt und unterliegen immer wieder neuen Diskussionen. Wichtige Faktoren sind dabei Trägheitseffekte (De Ruijter, 1982; Boudra und de Ruijter, 1986), die Form der Küstengeometrie (Ou und de Ruijter, 1986; Boudra und Chassignet, 1988) und der Einfluß der Bodentopographie (Lutjeharms und van Ballegooyen, 1984; Matano, 1996). Entscheidendes Kriterium ist die Grenze des Subtropenwirbels, gegeben durch die Nulllinie der Rotation der Windschubspannung, die etwa 10 - 15° südlich von Afrika liegt. Gäbe es keine Retroflexion, würde der Agulhasstrom vollständig in den Atlantik fließen und mit dem dortigen Subtropenwirbel einen „Superwirbel“ bilden (De Ruijter, 1982). Die geographische Lage der Retroflexion ist nicht stabil, sondern variiert im allgemeinen zwischen 15° und 20° O (Lutjeharms und van Ballegooyen, 1988b) — aber auch Extrema bei 5° O wurden beobachtet (Lutjeharms und van Ballegooyen, 1988a).

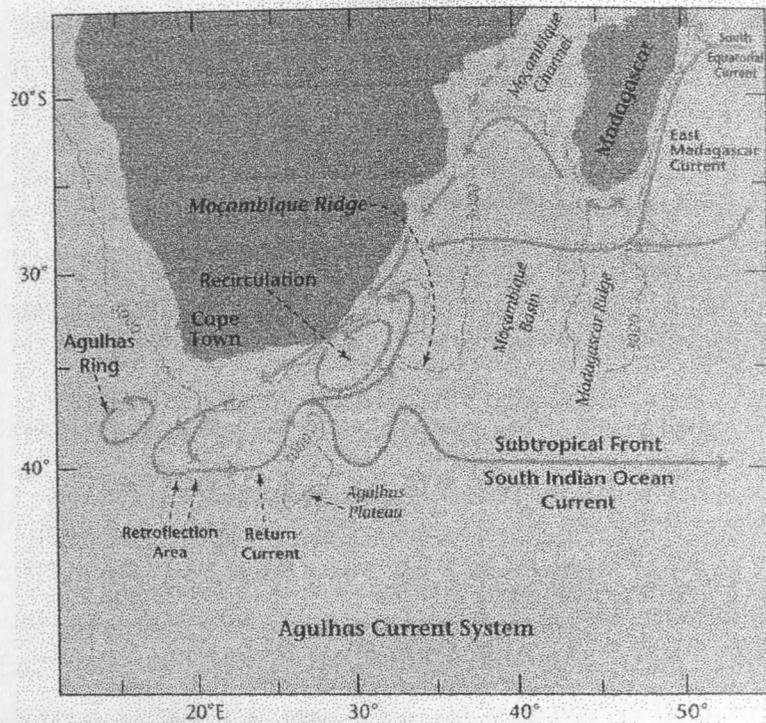


Abbildung 3.2: Schematisches Diagramm der Zirkulation im Agulhas-System nach Schmitz (1996b).

Gerade neuere Arbeiten weisen auf die Bedeutung kleinskaliger Prozesse, der Natalpulse (Lutjeharms und Roberts, 1988), bei der Bildung von Agulhasringen hin. Diese solitären Mäander werden durch barotrope Instabilität in der Natalbucht nördlich von Durban gebildet und wandern mit Geschwindigkeiten zwischen 15 km Tag^{-1} (Van Leeuwen und Lutjeharms, 1996) und 20 km Tag^{-1} (Lutjeharms und Roberts, 1988) nach Süden. Unklar ist dabei noch der ausschlaggebende Mechanismus für die barotrope Instabilität (Lutjeharms und de Ruijter, 1996; De Ruijter et al., 1997); die Loslösung durch mesoskalige Wirbel scheint dabei der wahrscheinlichste zu sein. Das Auftreten dieser Mäander südlich vom Kap Agulhas scheint dabei einen Einfluß auf die Abschnürung von Agulhasringen zu haben (Van Leeuwen und Lutjeharms, 1996; Pichevin et al., 1998).

Das in den Indischen Ozean zurückfließende Wasser verläuft bei etwa 40° S

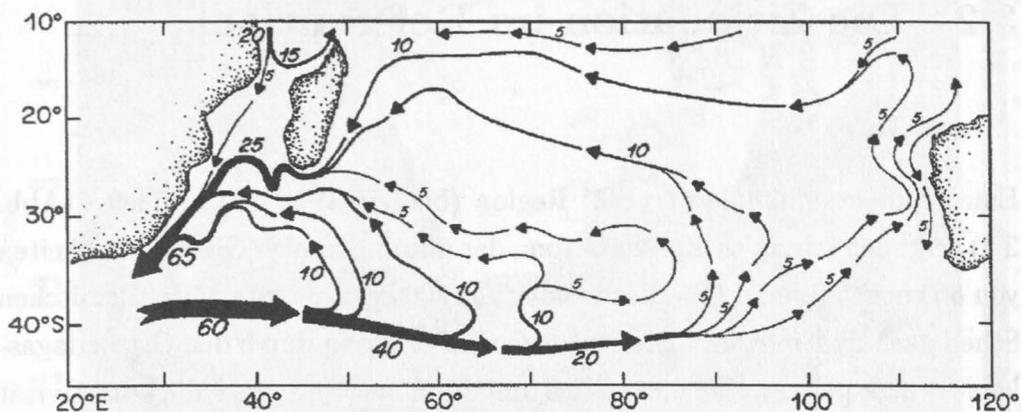


Abbildung 3.3: Schematische Illustration der Transporte im südlichen Indischen Ozean nach Stramma und Lutjeharms (1997), in Sv (hier reproduziert von Schmitz, 1996b).

entlang der subtropischen Front (Abb. 3.2) und beginnt durch den Einfluß der Bodentopographie, vor allem des Agulhasplateaus, stark zu mäandrieren. Zu beiden Seiten der Front bilden sich Wirbel, die zum Wassermassenaustausch mit dem südlichen Ozean führen (Lutjeharms und Valentine, 1988). Der Agulhasrückstrom hat in der Nähe der Retroflexion Geschwindigkeiten von 75 cm s^{-1} (Lutjeharms und Ansorge, 1997) und rezirkuliert nach und nach im Subtropenwirbel (Stramma und Lutjeharms, 1997).

Diese Rezirkulation geschieht zum großen Teil noch in der westlichen Hälfte des Indischen Ozeans, so daß bei etwa 70° O von den ursprünglichen 60 Sv nur etwa 20 Sv verblieben sind (Abb. 3.3). Aus dieser Rezirkulation speist sich dann wieder der Hauptteil des Agulhasstromes. Ergänzt werden die Quellen des Agulhasstromes durch den Südäquatorialstrom und Transport durch den Moçambiquekanal (Stramma und Lutjeharms, 1997). Vor allem letzter ist aufgrund der wenigen Messungen bisher nur unzureichend bestimmt.

3.2 Die Zirkulation im Referenzlauf

Eine Momentaufnahme der $1/3^\circ$ Region (bis 55° S) in 436 m Tiefe¹ (Abb. 3.4) zeigt den schmalen Agulhasstrom, der mit maximalen Geschwindigkeiten von 85 cm s^{-1} (an der Oberfläche mehr als 200 cm s^{-1}) eng am afrikanischen Schelf nach Süden fließt. In dieser Tiefe wird er direkt durch den Ostmadagaskarstrom gespeist, wobei dieser Zustrom durch antizyklonale Wirbelaktivität dominiert wird. Der Agulhasstrom retroflektiert zu diesem Zeitpunkt bei 15° O und fließt entlang einer stark mäandrierenden Temperaturfront zurück in den Indischen Ozean. Dieser Agulhasrückstrom ist in seinem Transport sowie der geographischen Lage der Stromachse in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Lutjeharms und Ansorge (1997). Auch die Verteilung der Fronten mit der Agulhasfront bei 40° S, der subtropischen Front leicht südlich davon und der Polarfront bei 50° S (alles gemessen zwischen 20° und 40° O) stimmt gut mit Ergebnissen von Read und Pollard (1993) überein.

In der direkten Umgebung der Retroflexionszone vollzieht sich eine komplizierte Bildung und Drift von Agulhasringen. Warme Ringe werden abgeschnürt und driften auf nordwestlichen Routen in den Südatlantik. Kalte, zyklonale Wirbel, die zum Teil mit den Agulhasringen Dipolstrukturen bilden, werden ebenso erzeugt. Diese haben jedoch eine kürzere Lebensdauer und sind nicht weit in den Atlantik hinein zu verfolgen. Mehr zu den Agulhasringen und deren Auswirkungen auf den Südatlantik in Kap. 7. Wirbelbildung ist auch entlang der Subtropenfront und im Moçambiquekanal zu erkennen. Letztere haben Einfluß auf die Zirkulation und den interozeanischen Austausch und werden Gegenstand der Untersuchungen von Kap. 6 sein.

¹Diese Tiefe wurde gewählt, da hier der Temperaturunterschied zwischen den Agulhasringen und dem umgebenden Wasserkörper im Südatlantik am größten ist. Die Ringe lassen sich so gut identifizieren.

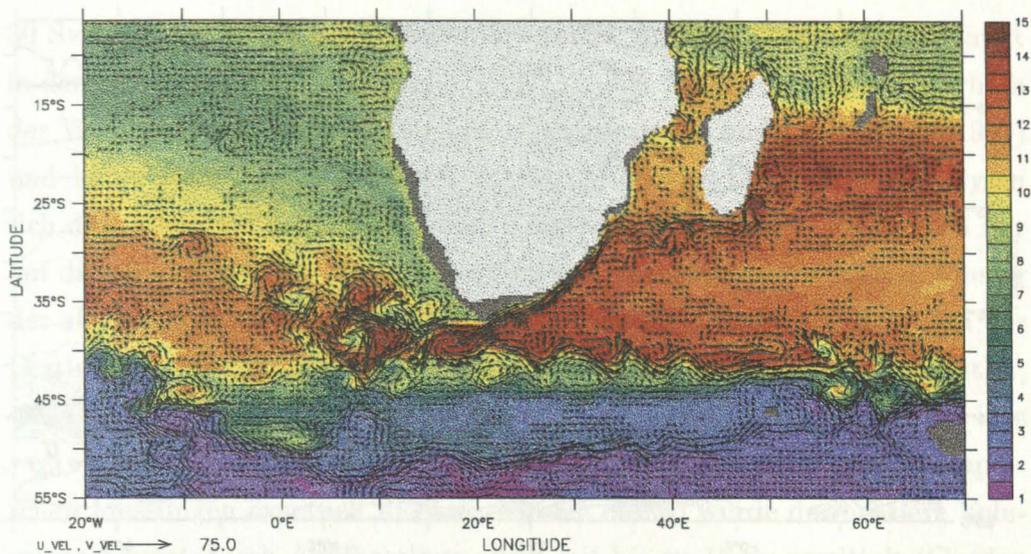


Abbildung 3.4: Momentaufnahme der potentiellen Temperatur und der Geschwindigkeit in 436 m Tiefe (Modellschicht 10) für Modelltag 18. März 35 (Jeder zweite Geschwindigkeitsvektor ist dargestellt, Absolutwerte geringer als 2 cm s^{-1} sind nicht gezeichnet. Helles Grau stellt Land dar, dunkles die Topographie in dieser Tiefe).

Mittlere Zirkulation im südwestlichen Indischen Ozean

Abb. 3.5 zeigt den mittleren Volumentransport der $1/3^\circ$ Region. Zwischen 30° S und 35° S steigt der Transport im Agulhasstrom drastisch von 47 auf 67 Sv an. Stramma und Lutjeharms (1997) erhalten aus einer Analyse historischer Daten der oberen 1000 m einen Transport des Agulhasstromes von 65 Sv. Da der Hauptanteil des Transportes des Agulhasstromes auch in diesem Modell in den oberen 1000 - 1500 m zu finden ist, ist die Übereinstimmung mit den Werten von Stramma und Lutjeharms (1997) nicht weit südlich von Port Elizabeth erreicht.

Auch die Aufteilung der drei Quellregionen (vgl. mit Abb. 3.3) ist zu erkennen: Etwa 5 Sv fließen durch den Moçambiquekanal und 10 - 15 Sv gelangen von der Ostseite Madagaskars in den Strom, der Rest rezirkuliert im Subtropenwirbel. Im Gegensatz zu den Untersuchungen von Stramma und

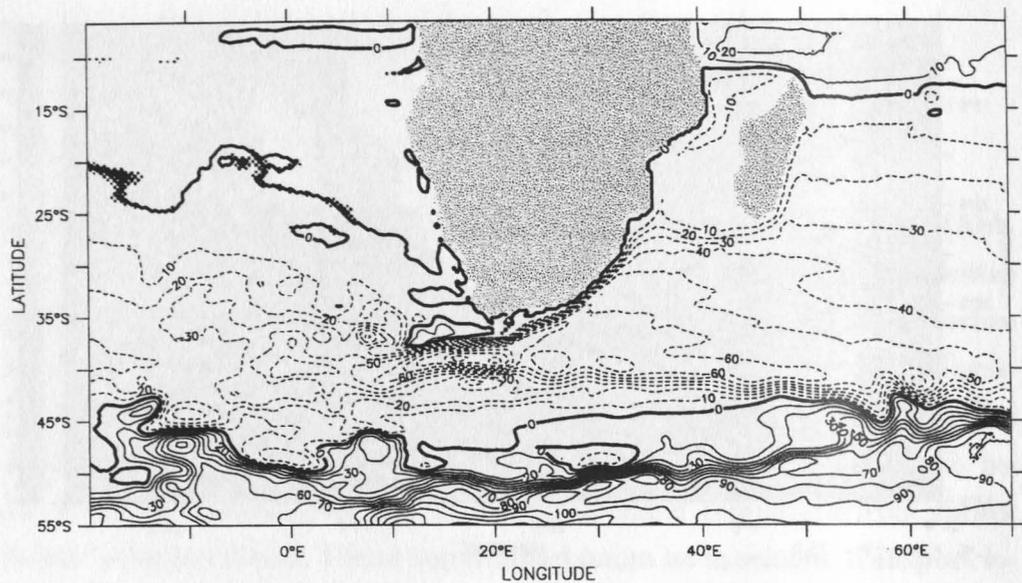


Abbildung 3.5: Stromfunktion, gemittelt über die letzten 5 Modelljahre (30 - 35), in Sv.

Lutjeharms (1997) ist die Rezirkulation des Agulhasrückstromes nicht überwiegend auf den südwestlichen Indischen Ozean beschränkt. Während diese einen Verlust des Agulhasrückstromes von 20 Sv westlich von 50° O und weiteren 20 Sv bis 70° O angeben, sind diese Werte hier nur halb so groß (die 60 Sv Linie rezirkuliert in Abb. 3.5 bei etwa 50° O, die 50 Sv Linie bei 70° O). Kap. 4 gibt zu dieser Frage mehr Aufschluß, indem der Einfluß des Antarktischen Zirkumpolarstromes auf die Rezirkulation im Subtropenwirbel untersucht wird.

Südlich von Kap Agulhas (20° O) nimmt der Transport durch lokale Rezirkulation bis auf über 100 Sv zu. Diese enorme Zunahme ist ebenfalls durch Messungen belegt; so geben Gordon et al. (1987) einen Transport zwischen Agulhasplateau und afrikanischem Kontinent von 95 Sv an.

Auffällig in Abb. 3.5 ist die klare Verbindung der Subtropenwirbel des Indischen Ozeans und des Atlantiks, eine direkte Folge des Windfeldes — die Nulllinie der Rotation der Windschubspannung als südliche Begrenzung des antizyklonalen Regimes liegt etwa 10° bis 15° südlich von Afrika. Mehr als

30 Sv reichen deshalb bis zu 2500 km in den Atlantik, 20 Sv fließen direkt in den Subtropenwirbel des Südatlantiks. Dieser Volumenfluß liegt oberhalb der Werte in der Literatur zwischen 5 Sv (Stramma und Lutjeharms, 1997) und 14 Sv (Gordon, 1985). Dazu ist jedoch anzumerken, daß die Analysen sich dort allein auf hydrographische Schnitte beschränken — meist auch nur auf die oberen 1000 m — und damit Unsicherheiten durch die Bestimmung der absoluten Geschwindigkeiten aufweisen können. Außerdem wird bei der Bestimmung aus hydrographischen Schnitten der Anteil nicht berücksichtigt, der allein durch die Agulhasringe zustande kommt. Diese sorgen durch ihre westwärtige Drift für einen Nettotransport, der in einzelnen hydrographischen Messungen eventuell nicht vorhanden ist. So wurde der mittlere Volumentransport durch Agulhasringe allein mit bis zu 15 Sv ermittelt (Gordon und Haxby, 1990). In jedem Fall bedingt die klare Verbindung zwischen Indischem Ozean und Atlantik einen Austausch von Masse, Wärme, Salz und Vorticity, der durch die globale Bedeutung dieser Region von besonderer Auswirkung ist. Quantifizierungen zum Wärmetransport werden in Kap. 5 vorgenommen.

Der Agulhasstrom

Ein Schnitt quer zum Kontinentalabhang südlich von Durban (Abb. 3.6) zeigt den Agulhasstrom als schmalen, oberflächen-intensivierten Randstrom. Die Geschwindigkeiten betragen bis zu 170 cm s^{-1} in diesem 5-Jahres-Mittel; der Stromkern ist auf die oberen 1000 m beschränkt und liegt eng am Kontinentalabhang. Die Charakteristika stimmen im allgemeinen gut mit den Messungen überein (Toole und Warren, 1993; Beal und Bryden, 1997), wenngleich die horizontale und die vertikale Ausdehnung im Modell etwas geringer sind. Nur leicht angedeutet ist der Unterstrom, den die Beobachtungen von Beal und Bryden (1997) mit bis zu 30 cm s^{-1} ausweisen. Hier liegt er nur in der Größenordnung von einigen cm s^{-1} , wobei im Winter eine Verbindung zum Gegenstrom an der Oberfläche zu erkennen ist und im Sommer nur ein isolierter, schwacher Unterstrom übrigbleibt.

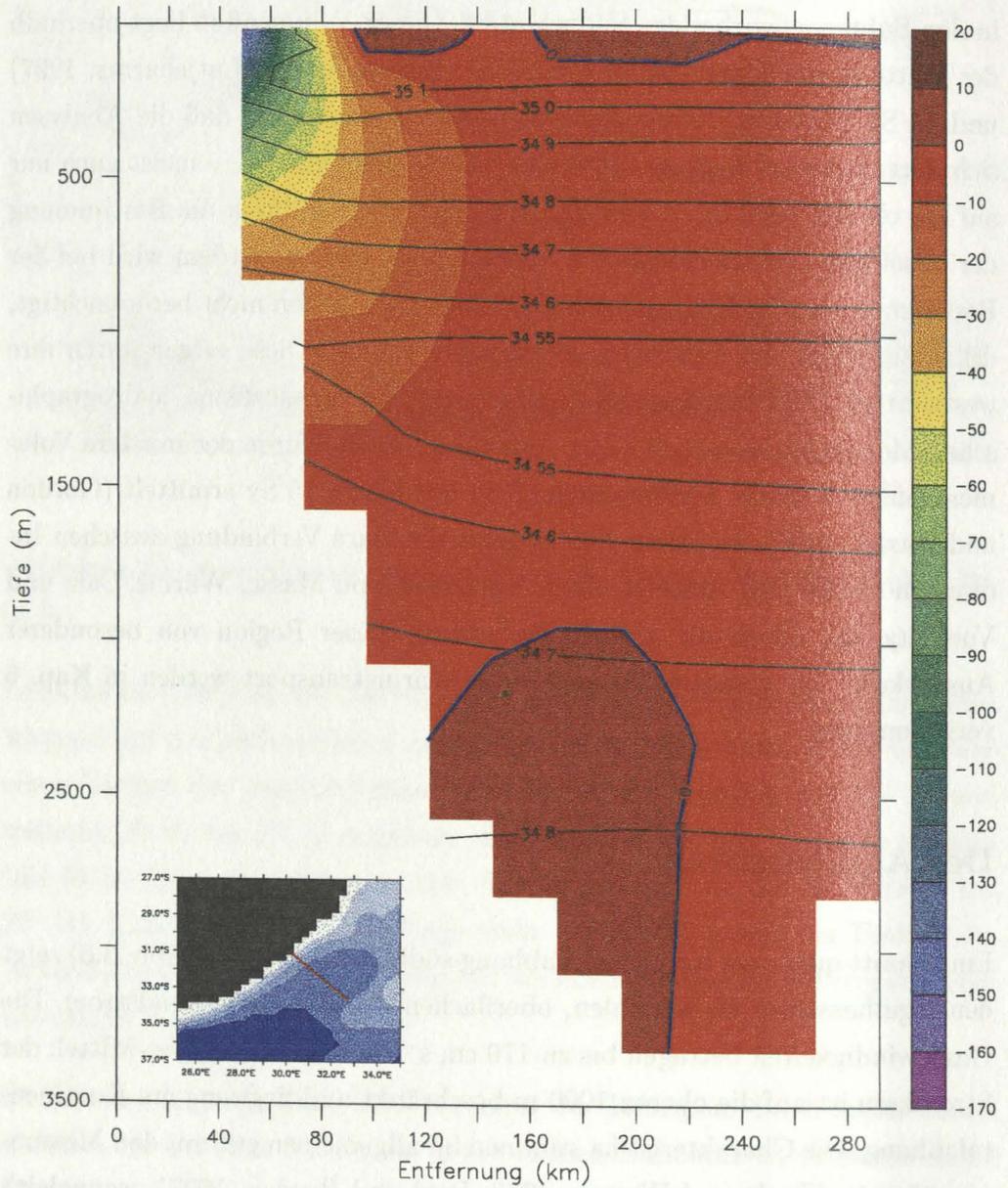


Abbildung 3.6: Mittlere Strömung über einen Schnitt in südöstlicher Richtung von Durban, in cm s^{-1} (Negative Werte bedeuten südwestliche Geschwindigkeit, die Nulllinie ist blau hervorgehoben). Die Konturlinien geben den Salzgehalt wieder (Zu beachten ist die Konturierung mit Intervallen von 0.1 oberhalb von 34.6 und 0.05 unterhalb davon).

Unterhalb von 1000 m ist das Antarktische Zwischenwasser mit seinem Salzgehaltsminimum zwischen 34.5 und 34.55 zu erkennen, Lage und Ausdehnung stimmen ebenfalls mit den Beobachtungen von Beal und Bryden (1996) oder Toole und Warren (1993) überein. Abweichungen gibt es hingegen im Salzgehalt der oberen 100 m; während die Messungen hier Werte bis zu 35.7 aufweisen, liegt das Maximum hier unterhalb von 35.2, in einzelnen Monaten leicht darüber. Der Grund liegt in der Verteilung der Salzgehaltsdaten von Levitus et al. (1994), zu denen die obere Modellschicht relaxiert wird. Bereits die Originaldaten weisen, wahrscheinlich durch die objektive Analyse hervorgerufen, eine seewärtige Verschiebung des Maximums auf.

Große Unklarheit besteht in den Beobachtungen bezüglich eines eventuell vorhandenen Jahresganges im Agulhasstrom, da starke Fluktuationen an der Oberfläche eine eventuell vorhandene saisonale Periodizität dominieren (Pearce und Gründlingh, 1982). Diese Eigenschaft zeigt sich auch in der 5-Jahres-Zeitreihe, die maximale Geschwindigkeiten des Stromkernes (Abb. 3.7a) wiedergibt. Kurzfristige Ereignisse mit Geschwindigkeitsänderungen von mehreren 10 cm s^{-1} dominieren und maskieren selbst bei einer stark geglätteten Zeitreihe die saisonalen Variationen. Im Mittel gibt es jedoch Tendenzen eines Jahresganges — sowohl in den Geschwindigkeitsmaxima als auch im räumlichen Mittel über den Agulhasstrom (Abb. 3.7b). Dabei könnten die geringen Geschwindigkeiten im Südwinter eine direkte Folge der dann entlang der Küste vorherrschenden Winde aus West/Südwest (vgl. auch Walker und Mey, 1988) sein. Der Unterschied von etwa 20 cm s^{-1} im Mittel ist jedoch zu gering, um in den wenigen Messungen signifikant aufzutreten.

Die saisonalen Schwankungen im Volumentransport des Agulhasstromes im Modell betragen dagegen bis zu 30%, je nach geographischer Breite. Vergleiche mit der Sverdrup-Lösung (Abb. 3.8) zeigen dabei, daß dieser Jahresgang im wesentlichen auf den Windeinfluß zurückzuführen ist, wobei die Amplitude des Agulhasstromes im Modell gegenüber der diagnostischen Lösung aus den Winddaten gedämpft ist und eine zeitliche Verzögerung aufweist. Minimale südwärtige Transportwerte treten im März/April auf, maximale

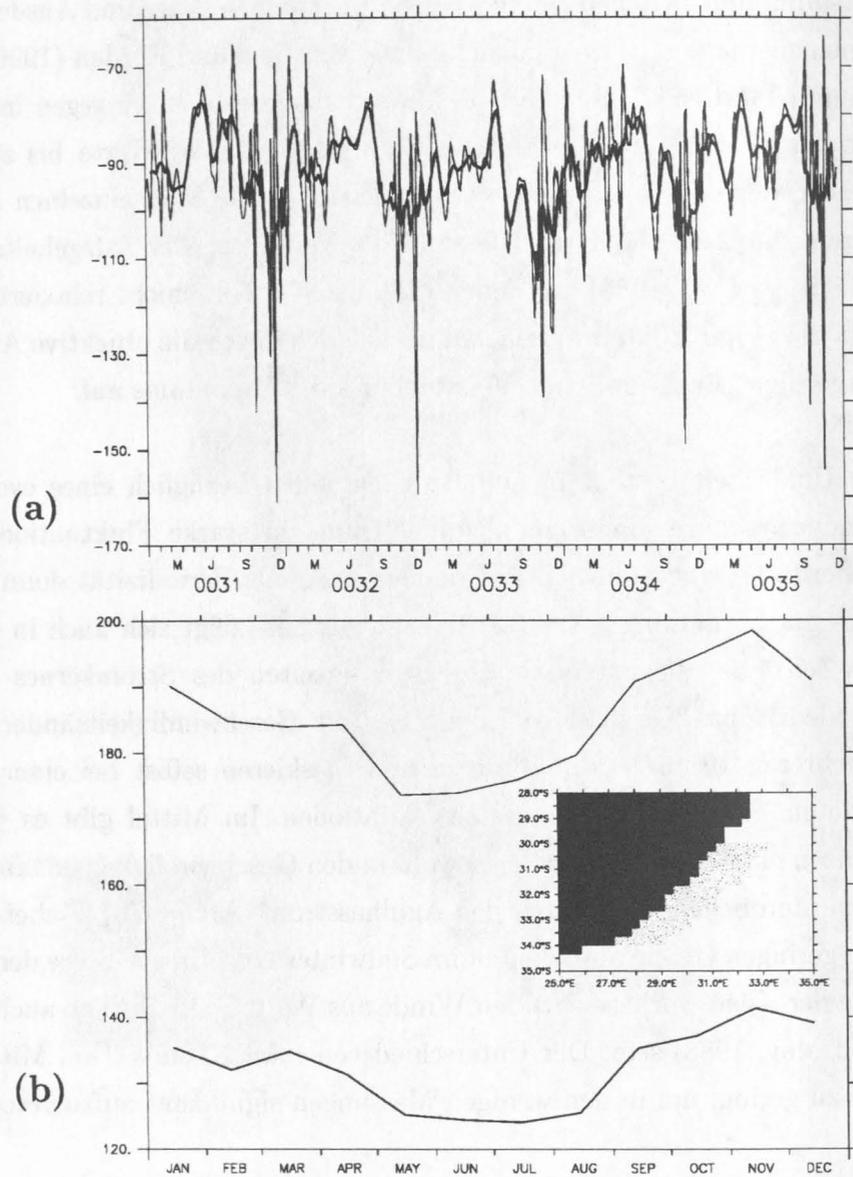


Abbildung 3.7: (a) Maximale Geschwindigkeiten im Agulhasstrom bei 32° S: ungefiltert (dünne Linie), 30-Tages gefiltert (dicke Linie). (b) Maximale (dünne Linie) und mittlere (dicke Linie) Geschwindigkeiten im 5-Jahres-Mittel in einem 2° breiten Streifen (siehe kleines Bild) entlang der Küste zwischen 30° und 34° S. Alle Einheiten sind cm s^{-1} .

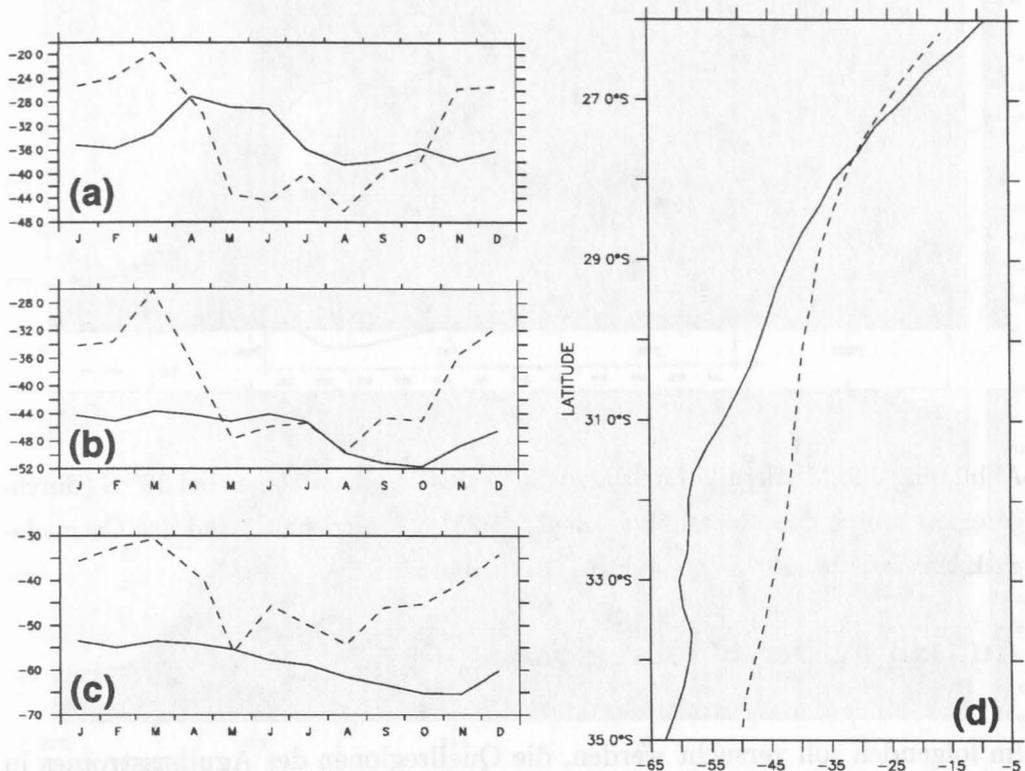


Abbildung 3.8: Transport des Agulhasstromes (durchgezogene Linie) in Sv, definiert als Minimum des Transportes zwischen 30° und 35° O, und Sverdrup-Lösung aus den Winddaten (gestrichelt): Jahresgang bei (a) 28° S, (b) 30° S, (c) 32° S, (d) Meridionalverteilung des Jahresmittels.

im Zeitraum August - Oktober. Entlang der afrikanischen Küste nach Süden weicht der Transport des Agulhasstromes immer mehr von der Sverdrup-Lösung ab und übertrifft diese bei 35° S um über 10 Sv. Die Verstärkung durch die lokale Rezirkulation (s. Abb. 3.2) stellt hier ein Maß für die starke Nichtlinearität des Systems dar. Die Entkoppelung vom Wind nach Süden hin ist schließlich auch in der zeitlichen Verschiebung des südwardigen Transportmaximums weg vom Maximum der Sverdrup-Lösung zu erkennen. Während diese bei 28° S in beiden Lösungen im August liegen (Abb. 3.8a), beträgt die Verzögerung bei 32° S schließlich 3 Monate (Abb. 3.8c).

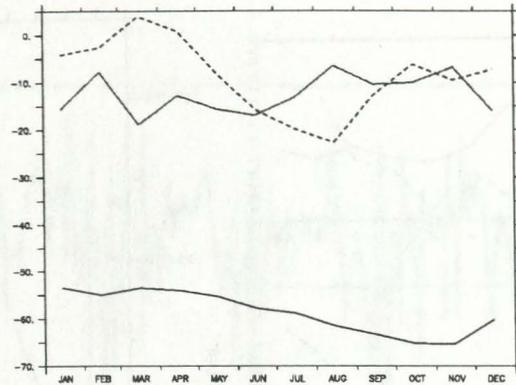


Abbildung 3.9: Mittlere Volumentransporte des Agulhasstromes bei 32° S (durchgezogen), durch den Moçambiquekanal bei 23° S (gestrichelt), und des Ostmadagaskarstromes bei 23° S (gepunktet). Einheiten sind Sv.

Aufteilung der Quellregionen

Im folgenden soll versucht werden, die Quellregionen des Agulhasstromes in ihre relativen Anteile aufzuspalten. Der Nettostrom durch den Moçambiquekanal (Abb. 3.9) ist mit geringem nördlichen Transport von 4 Sv im März und maximalem südwardigen Transport von 22 Sv im August stark variabel. Verantwortlich hierfür sind die saisonalen Strukturen im Windantrieb: Im Nordostmonsun hat sich die Pufferzone, die mit niedrigen Windgeschwindigkeiten die Westwinde am Äquator von den Südostpassaten der Subtropen trennt, um 5° bis 10° nach Süden verschoben und liegt jetzt mit dem Zentrum zwischen 10° S und 15° S (Abb. 3.10a, siehe auch Hastenrath und Lamb, 1979). Die Folge davon ist eine Verlagerung der Nulllinie der Rotation der Windschubspannung nach Süden und damit verbunden ein Abschneiden des nördlichen Moçambiquekanals von der antizyklonalen Zirkulation im Subtropenwirbel des Indischen Ozeans. Zu dieser Zeit ist denn auch der Anteil des Transportes durch den Moçambiquekanal am Agulhasstrom, gemessen am Transport bei 32° S, gleich Null oder sehr gering (Tab. 3.1).

Anders ist die Situation in der Hochphase des Südwestmonsuns im August: Die Südostpassate sind weit nach Norden verschoben, damit liegt auch

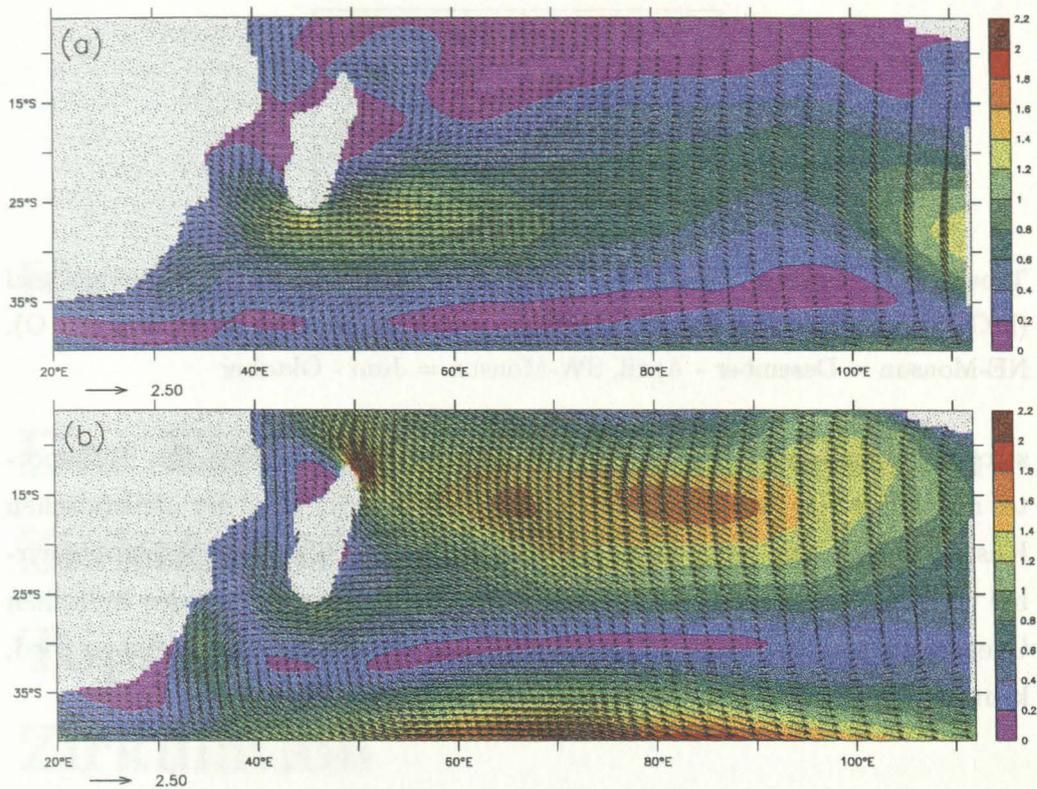


Abbildung 3.10: Absolutbetrag der Windschubspannung und Vektoren, in dyn cm^{-2} , für die Monate (a) Februar und (b) August (in zonaler Richtung ist jeder dritte Vektor dargestellt, in meridionaler jeder zweite).

der Nordeingang des Moçambiquekanals im Bereich antizyklonaler Zirkulation (Abb. 3.10b). Gleichzeitig hat sich an der Nordspitze Madagaskars ein Bereich starker Südostwinde mit Windschubspannungen von mehr als 2 dyn cm^{-2} gebildet, deren Ekmananteil zusätzliches Wasser in den Kanal drückt. Die Folge ist schließlich der oben genannte stark südwärtsige Nettotransport durch den Moçambiquekanal mit einem Anteil von über einem Viertel am Agulhastransport (Tab. 3.1). Der Transport des Ostmadagaskarstromes schwankt dagegen nur mit einer Amplitude von 12 Sv und hat keinen signifikanten Jahresgang (Abb. 3.9).

Die Anteile des Moçambiquekanals und des Ostmadagaskarstromes betragen somit im Mittel 15% beziehungsweise 22% am Gesamttransport des Agulhas-

	MOC	EMC
NE-Monsun	5%	26%
SW-Monsun	26%	19%
Jahresmittel	15%	22%

Tabelle 3.1: Relative Anteile der nördlichen Quellregionen Moçambiquekanal (MOC) und Ostmadagaskarstrom (EMC, gemessen zwischen 47.5° und 50° O). NE-Monsun = Dezember - April, SW-Monsun = Juni - Oktober

stromes, wobei erster jahreszeitlich stark schwankt. Der Rest des Transportes rezirkuliert im Subtropenwirbel, wobei etwa 10 Sv nahe der afrikanischen Küste zurückfließen und der Großteil gleichmäßig über den Subtropenwirbel verteilt ist. Eine übermäßige Intensivierung im Südwestteil des Indischen Ozeans, die als „Südwestindischer Subwirbel“ (Harris, 1972) angesehen wird, kann in den Modellergebnissen nicht nachvollzogen werden.

Kapitel 4

Der Einfluß des Antarktischen Zirkumpolarstromes und der Topographie auf die mittlere Zirkulation

Bei einem Modell mit dieser Vielzahl von lateralen Randbedingungen ist es wichtig, deren relativen Einfluß zu untersuchen. Nur so lassen sich einzelne Charakteristika der großskaligen Zirkulation hinsichtlich ihrer Signifikanz einordnen. Außerdem wird im folgenden auf die Hypothese von Lutjeharms und Webb (1995) eingegangen, die der Passage zwischen afrikanischem Kontinent und Agulhasplateau eine bedeutende Rolle für die Lage der Retroflexion zuweist.

4.1 Einfluß des Antarktischen Zirkumpolarstromes

Um den Einfluß des Antarktischen Zirkumpolarstromes (ACC) auf den Agulhasstrom zu untersuchen, wurden zwei Sensitivitätsexperimente durchgeführt:

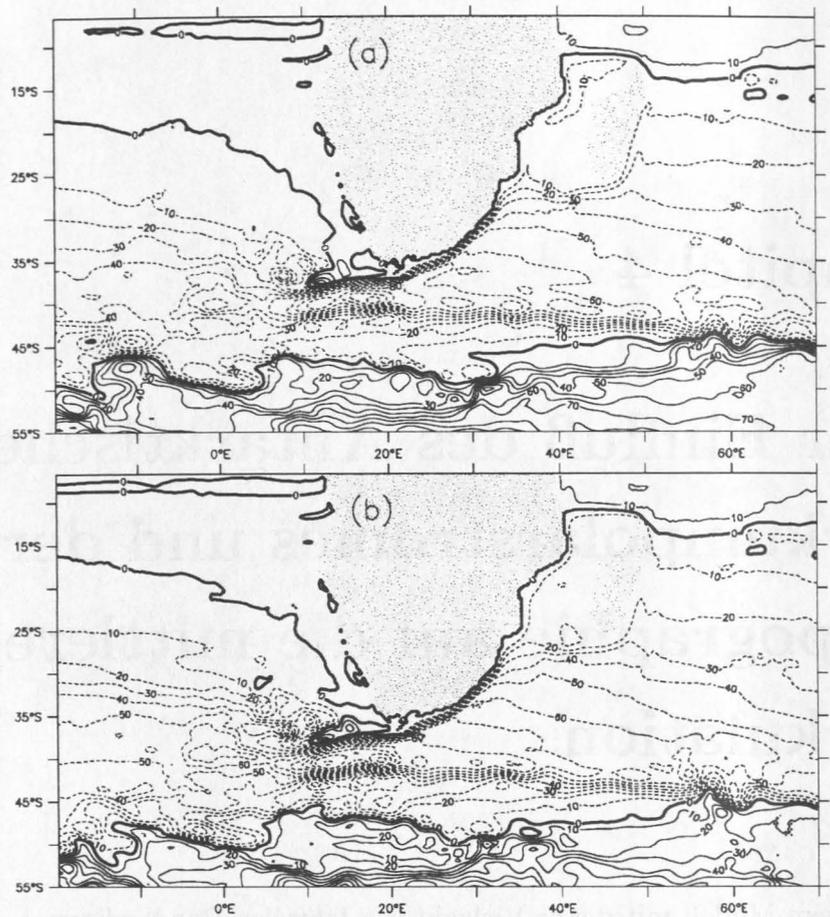


Abbildung 4.1: Mittlere Stromfunktion, in Sv, für die Exp. (a) O1 und (b) O2.

Zunächst wurde der maximale Volumentransport am Ost- und am Westrand auf 130 Sv skaliert (Exp. O1), in einem weiteren Experiment (O2) halbiert. Hintergrund für diese Sensitivitätsstudien ist die Tatsache, daß der Transport des ACC im Semtner-Modell, aus dem die Randbedingungen für die Stromfunktion gewonnen wurden (Stammer et al., 1996), gegenüber Beobachtungen zu hoch ist (siehe Kap. 2.5).

Die Reduktion der Stromfunktion im südlichen Ozean hat zur Folge, daß die Geschwindigkeiten im ACC wesentlich niedriger sind; man kann somit erwarten, daß der „Mitnahmeeffekt“ des angrenzenden Agulhasrückstromes nicht so drastisch ausfallen wird wie im Referenzexperiment. Abb. 4.1a zeigt

jedoch, daß sich die Rezirkulation im Subtropenwirbel nur leicht ändert, wenn man den ACC auf 130 Sv beschränkt; erst bei einer deutlichen Verringerung auf die Hälfte der ursprünglichen Werte strömt das Wasser signifikant früher aus dem Agulhasrückstrom nach Norden (20 Sv bis 45° O), weitere 10 - 15 Sv bis 70° O), und gibt die Ergebnisse von Stramma und Lutjeharms (1997) wieder. Ein deutlicher Südwestindischer Subwirbel, wie ihn Beobachtungen hypothetisieren (Harris, 1972; Stramma und Lutjeharms, 1997), läßt sich somit nur mit den extrem unrealistischen Transportwerten von 85 Sv in der Drakepassage und südlich von Australien erreichen.

Der Volumentransport vom Indischen in den Atlantischen Ozean hingegen ist schon im Exp. O1 signifikant erhöht — statt 20 Sv im Referenzexperiment gelangen hier 40 Sv direkt in den Subtropenwirbel des Atlantiks, in Exp. O2 sogar 50 Sv. Das bedeutet in letzter Konsequenz, daß eine Rezirkulation im Subtropenwirbel, die analog zu den Ergebnissen von Stramma und Lutjeharms (1997) sein soll, im Modell nur auf Kosten eines weiter erhöhten (und somit unrealistischeren) Austausches mit dem Atlantik verbunden ist.

4.2 Einfluß der Topographie

Die Bodentopographie spielt bei der Retroflexion des Agulhasstromes eine wichtige Rolle. So zeigen Lutjeharms und van Ballegooyen (1984) anhand der Simulation des Agulhasstromes als freier Jet (Warren, 1963), daß der Grad der Retroflexion und somit auch der Volumentransport in den Atlantik stark von der Topographie abhängt. Diese Sensitivität ist zwar durch die barotrope Struktur der dort verwendeten Gleichungen überbewertet, zeigt jedoch die Wichtigkeit der genauen Repräsentierung.

Matano (1996) benutzt ein dreidimensionales Modell mit Sigma-Koordinaten als vertikale Achse, daß den südlichen Indischen Ozean mit und ohne Bodentopographie modelliert. Es zeigt sich, daß im Fall des flachen Bodens keine

Retroflexion des Agulhasstromes erreicht werden kann — der gesamte Transport fließt in den Südatlantik. Erst mit der Hinzunahme der Topographie retroflektiert der überwiegende Anteil des Agulhasstromes südlich von Afrika zurück in den Indischen Ozean. Matano (1996) folgert daraus, daß die topographische Kontrolle des Agulhasstromes die hauptsächliche Ursache für die Retroflexion ist, im Gegensatz zur Trägheit des Stromes. Sensitivitätsexperimente mit unterschiedlichen Bodenreibungen relativieren diese Ergebnisse jedoch, indem sie die allgemeine Erkenntnis bestätigen, daß der Einfluß der Bodentopographie in Modellen mit Sigma-Koordinaten überrepräsentiert ist (DYNAMO Group, 1997).

Lutjeharms und Webb (1995) stellen bei der Analyse der FRAM-Daten in der Agulhasregion die Hypothese auf, daß die Passage zwischen afrikanischem Kontinent und Agulhasplateau bei etwa 25° O entscheidend für die Retroflexion des Agulhasstromes in Modellen ist. Diese Passage ist in FRAM durch Glättung der Bodentopographie künstlich von 4500 m auf unter 3500 m abgeflacht, gleichzeitig retroflektiert der Agulhasstrom etwa 10° zu weit östlich. Zur Überprüfung dieser Hypothese wurde die Tiefe der betreffende Region in einem Sensitivitätsexperiment (Exp. T1) auf 3000 m begrenzt.

Es zeigt sich, daß bezüglich der Lage der Retroflexion keine Änderung festgestellt werden kann. Auch die Differenz im Austausch mit dem Südatlantik ist marginal und kann nicht vom relativen Fehler durch die unterschiedlichen Mittelungszeiträume getrennt werden. Abweichungen sind lediglich lokal in den entsprechenden tiefen Schichten nahe der Passage festzustellen. So wird die Strömung, die unterhalb des Agulhasstromes durch die Passage nach Osten verläuft, im Experiment mit geschlossener Topographie in der Tiefe blockiert (Abb. 4.2b). Damit ist die Temperatur in 3500 m Tiefe im Transkeibecken (28° - 34° O) bis zu 0.2°C geringer, analoges gilt für den Salzgehalt. Der Tiefenrandstrom wird so leicht verringert und transportiert weniger Wärme und Salz nach Norden. Der Gesamteffekt ist jedoch so gering, daß entlang des Schnittes über den Agulhasstrom bei 31° S (Abb. 3.6) keine signifikante Erniedrigung des im Modell ohnehin nur schwach vorhandenen Unterstromes erkennbar ist.

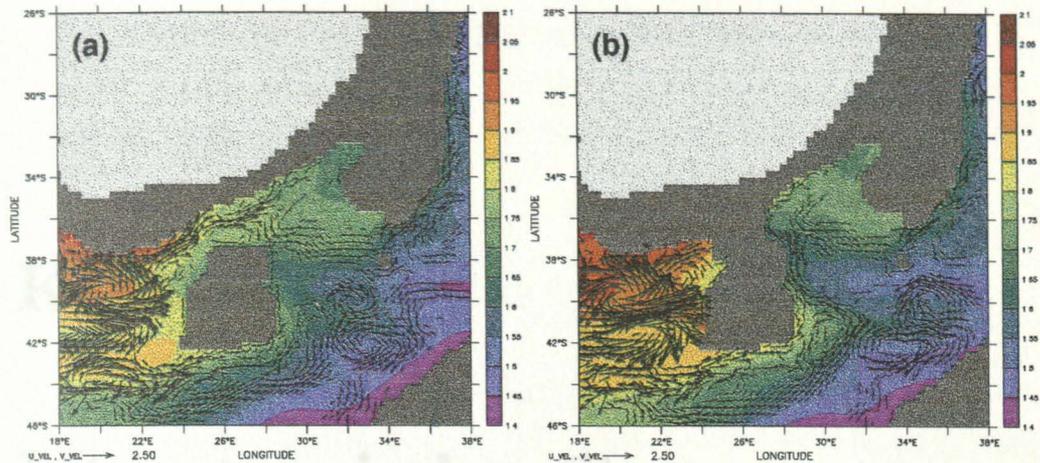


Abbildung 4.2: Jahresmittel der potentiellen Temperaturen, in $^{\circ}\text{C}$, und der Geschwindigkeiten, in cm s^{-1} , in 3500 m Tiefe für (a) das Referenzexperiment und (b) das Exp. T1. Geschwindigkeiten geringer als 0.4 cm s^{-1} sind nicht dargestellt.

Abschließend ist daher festzustellen, daß entgegen der Hypothese von Lutjeharms und Webb (1995) die genaue Tiefenrepräsentierung der Passage nicht für die Retroflexion des Agulhasstromes von Bedeutung ist. Da FRAM ein vergleichbares Modell ist, dessen vertikale Koordinate mit 32 Schichten sogar noch besser aufgelöst ist, läßt sich diese Erkenntnis übertragen. Hinsichtlich des Agulhasunterstromes, der in neueren Messungen gefunden wurde (Beal und Bryden, 1997), und der hier nur andeutungsweise vorhanden ist, kann die Repräsentierung der exakten Tiefe dieser Passage jedoch von Bedeutung sein.

Die Agulhaspassage hat südlich von Afrika einen Norddurchgang, der die subtropische, antizyklonale Zirkulation von der subantarktischen, zyklonalen trennt (Abb. 5.1a). So läßt sich der westwärtige Anteil des Wärmetransportes aber nicht geschlossene Volumenströme berechnen.

$$\dot{Q} = \int_{\text{Oberfläche}} \int_{\text{Tiefe}} \rho C_p u \theta dz ds \quad (5.1)$$
 Dabei ist u der Eastward, ρ die potentielle Dichte, C_p die spezifische Wärmekapazität, u die Zonalkomponente der Geschwindigkeit und θ bezeichnet die

Kapitel 5

Interozeanischer Transport

Der starke Volumentransport vom Indischen in den Atlantischen Ozean (s. Abb. 3.5) läßt vermuten, daß ein interozeanischer Austausch von Wärme und Salz südlich von Afrika stattfindet, da der Agulhasstrom im Indischen Ozean enorme Mengen warmen und salzreichen Wassers nach Süden transportiert.

5.1 Zonaler Wärmetransport

Die Stromfunktion hat südlich von Afrika einen Nulldurchgang, der die subtropische, antizyklonale Zirkulation von der subantarktischen, zyklonalen trennt (Abb. 5.1a). So läßt sich der westwärtige Anteil des Wärmetransportes über eine geschlossene Volumenbilanz berechnen:

$$a \rho C_p \int_H^0 \int_{\text{Afrika}}^{\psi=0} \overline{u\theta} d\phi dz \quad (5.1)$$

Dabei ist a der Erdradius, ρ die potentielle Dichte, C_p die spezifische Wärmekapazität, u die Zonalkomponente der Geschwindigkeit und θ bezeichnet die

potentielle Temperatur. $\overline{u\theta}$ bedeutet, daß das Produkt beider Größen in der Zeit gemittelt wurde (in diesem Fall 5 Jahre). Um den Einfluß der Wirbel zu separieren, läßt sich Gl. 5.1 aufteilen in:

$$a \rho C_p \int_H^0 \int_{\text{Afrika}}^{\psi=0} \bar{u}\bar{\theta} d\phi dz + a \rho C_p \int_H^0 \int_{\text{Afrika}}^{\psi=0} \overline{u'\theta'} d\phi dz \quad (5.2)$$

wobei der erste Term den Anteil der mittleren Strömung beschreibt, der zweite den der Wirbel.

Abb. 5.1b und c zeigen die Meridionalprofile der zonalen Wärmetransporte bei 20° O und 14° O. Auffällig sind dabei die starken westwärtigen Maxima im direkten Bereich des Agulhasstromes. Für den westwärtigen Anteil des Gesamtwärmetransportes (gemessen am Nulldurchgang der Stromfunktion¹) ergeben die Berechnungen Werte von 0.84 PW (14° O) und 0.82 PW (20° O, 1 PW = 10¹⁵ W), welche im Vergleich zu anderen Arbeiten relativ hoch sind.

Thompson et al. (1997) erhalten zum Beispiel aus FRAM einen Wert von 0.51 PW. Dabei ist jedoch zu beachten, daß das entsprechende Modellgebiet in FRAM nur bis 24° S reicht und den Indonesischen Durchstrom deshalb ausschließt. Ribbe und Tomczak (1997) machen denn auch gerade diese Tatsache für den zu geringen Wärmetransport im Indischen Ozean in FRAM verantwortlich. Gordon (1985) erhält aus Beobachtungen über den Transport der oberen Wassermassen 0.023 - 0.47 PW, wobei die große Bandbreite durch die Unsicherheit über den Rücktransport von kaltem Wasser in den Indischen Ozean zustande kommt. Der Netto-Volumentransport beträgt dort 14 Sv — ein Wert, der innerhalb der Beobachtungen bereits relativ hoch ist.

Der geringe Wert für den Wärmetransport durch Wirbel (Term 2 in Gl. 5.2, gestrichelt in Abb. 5.1b,c) soll nicht über die Bedeutung der Agulhasringe

¹Aufgrund der geringen Werte der Stromfunktion zwischen 50° S und 45° S besteht eine Unsicherheit in der Bestimmung des Nulldurchgangs. Diese hat jedoch keinen signifikanten Einfluß auf die Wärmetransportwerte, da diese in dem betreffenden Bereich relativ konstant sind.

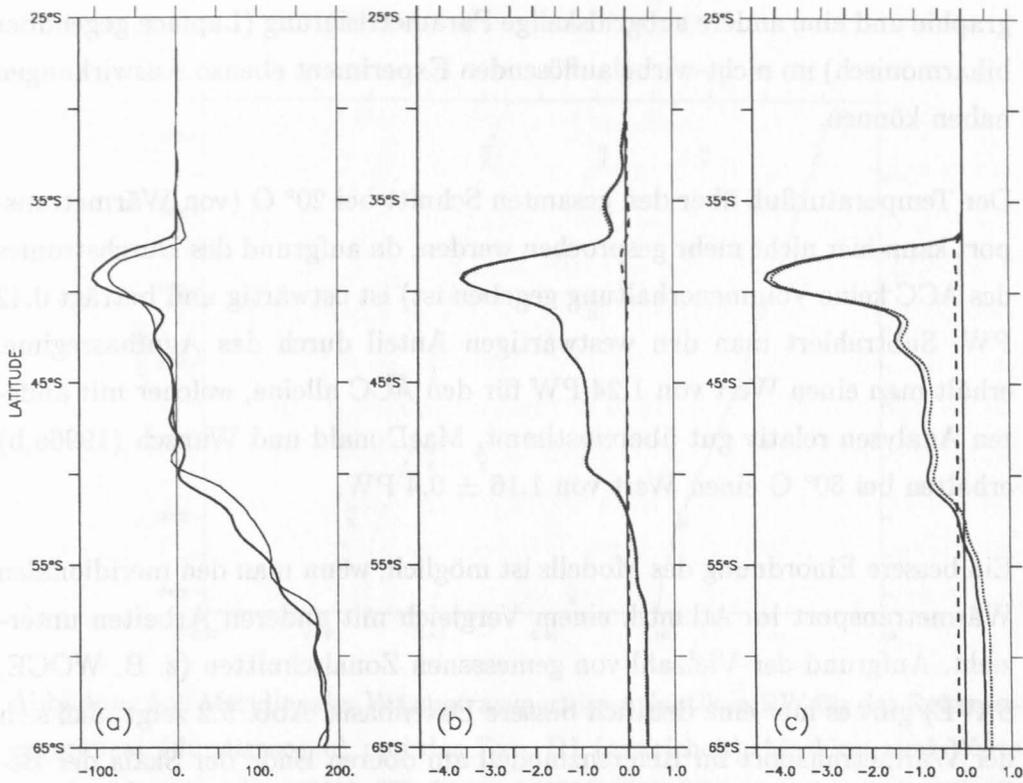


Abbildung 5.1: (a) Meridionalprofil der Stromfunktion bei 20° O (dicke Linie) und 14° O (dünne Linie), in Sv. (b) Meridionalprofil des (von Norden nach Süden) integrierten zonalen Wärmetransportes bei 20° O: Gesamttransport (Gl. 5.1, dicke Linie), Anteil der Mittel (Gl. 5.2, 1. Term, gepunktete Linie) und der Wirbel (Gl. 5.2, 2. Term, gestrichelte Linie), in PW. (c) wie (b), aber bei 14° O.

im interozeanischen Transport hinwegtäuschen. Aufgrund der westwärtigen Bewegung der Wirbel haben diese einen Anteil an der mittleren Zirkulation und somit auch am mittleren Wärmetransport. Gäbe es keine Agulhasringe südlich von Afrika, würde auch der mittlere Transport von Masse und Wärme in den Atlantik deutlich geringer ausfallen. Das nicht-wirbelauflösende Modell (Exp. C1) hat beispielsweise einen westwärtigen Wärmetransport von nur 0.015 PW. Auch in FRAM bewirkt die Verringerung der Auflösung eine starke Abnahme im Wärmetransport von 0.51 PW auf 0.02 PW (Thompson et al., 1997). Diese Werte lassen jedoch nicht nur auf den Effekt der Wirbel schließen, da andere Faktoren wie die schlechtere Repräsentierung der Topo-

graphie und eine andere subgridskalige Parametrisierung (Laplace gegenüber biharmonisch) im nicht-wirbelaflösenden Experiment ebenso Auswirkungen haben können.

Der Temperaturfluß über den gesamten Schnitt bei 20° O (von Wärmetransport kann hier nicht mehr gesprochen werden, da aufgrund des Durchstromes des ACC keine Volumenerhaltung gegeben ist) ist ostwärtig und beträgt 0.42 PW. Subtrahiert man den westwärtigen Anteil durch das Agulhasregime, erhält man einen Wert von 1.24 PW für den ACC alleine, welcher mit anderen Analysen relativ gut übereinstimmt. MacDonald und Wunsch (1996a,b) erhalten bei 30° O einen Wert von 1.16 ± 0.4 PW.

Ein bessere Einordnung des Modells ist möglich, wenn man den meridionalen Wärmetransport im Atlantik einem Vergleich mit anderen Arbeiten unterzieht. Aufgrund der Vielzahl von gemessenen Zonalschnitten (z. B. WOCE, SAVE) gibt es hier eine deutlich bessere Datenbasis. Abb. 5.2 zeigt, daß sich der Wärmetransport im Referenzmodell am oberen Ende der Skala der Bestimmungen bewegt. Es wird jedoch ebenso deutlich, daß die Referenzwerte selbst eine deutliche Streuung aufweisen; die Fehler in der Bestimmung selbst sind somit relativ groß, MacDonald und Wunsch (1996a) geben ihn zum Beispiel bei 30° S mit ± 1.1 PW an.

Eine Reduktion des Antarktischen Zirkumpolarstromes in den Bereich der Beobachtungen mit 130 Sv (Exp. O1) bringt hier eine deutliche Verschiebung zu geringeren nordwärtigen Transporten. Auffällig ist jedoch, daß der westwärtige Wärmetransport über 20° O nicht so stark auf Veränderungen in den offenen Randbedingungen reagiert (Tab. 5.1). In Exp. O1 steigt der Wärmetransport trotz des stark erhöhten Volumentransportes vom Indischen Ozean in den Atlantik nur um 0.1 PW auf 0.92 PW an. Exp. O2 stellt mit einem Transport in der Drakepassage von etwa 80 Sv einen unrealistischen Extremwert dar.

Anhand der starken Sensitivität bei der Bestimmung des meridionalen Wärmetransportes im Südatlantik zeigen sich die Limitierungen dieses Modells.

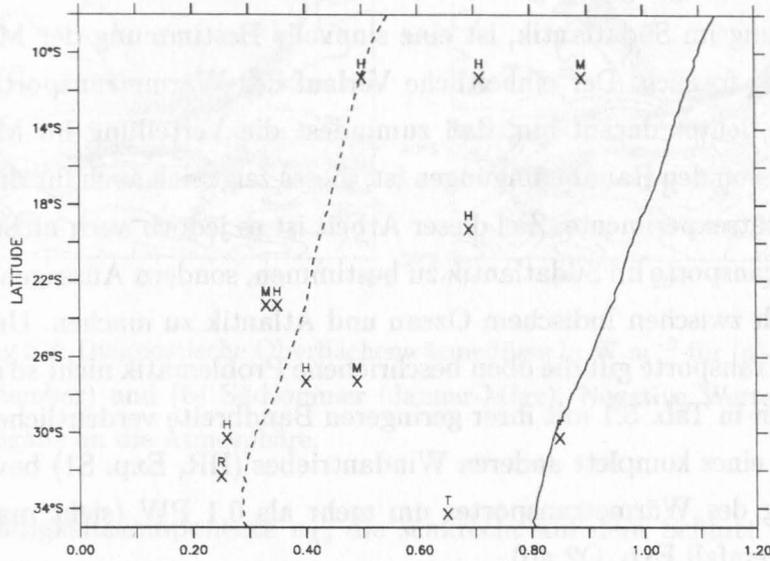


Abbildung 5.2: Meridionaler Wärmetransport im Atlantik in PW für das Referenzexperiment (durchgezogen) und das Exp. O1 (gestrichelt). Markiert sind Werte aus der Literatur: Fu (1981) (F), Rintoul (1991) (R), Thompson et al. (1997) (T, FRAM), Holfort (1994) (H) und MacDonald und Wunsch (1996a) (M).

	14° O	20° O
R	-0.84 PW	-0.82 PW
S1	-0.66 PW	-0.77 PW
S3	-0.87 PW	-0.88 PW
O1	-0.91 PW	-0.92 PW
O2	-0.94 PW	-1.03 PW

Tabelle 5.1: Wärmetransporte durch das Agulhassystem in PW (negative Werte bedeuten westwärtige Transporte) für verschiedene Experimente (für Bezeichnungen siehe Tab. 2.2).

Durch die Zwangsbedingungen, die dem Modell durch die Wahl der offenen Randbedingungen gegeben werden sowie die unterschiedliche Horizontalauflösung im Südatlantik, ist eine sinnvolle Bestimmung der Meridionaltransporte fraglich. Der einheitliche Verlauf der Wärmetransportkurven in Abb. 5.2 deutet darauf hin, daß zumindest die Verteilung im Modell unabhängig von den Randbedingungen ist; dieses zeigt sich auch für die anderen Sensitivitätsexperimente. Ziel dieser Arbeit ist es jedoch auch nicht, die Meridionaltransporte im Südatlantik zu bestimmen, sondern Aussagen über den Austausch zwischen Indischem Ozean und Atlantik zu machen. Und für die zonalen Transporte gilt die oben beschriebene Problematik nicht so stark, wie die Zahlen in Tab. 5.1 mit ihrer geringeren Bandbreite verdeutlichen. Einzig die Wahl eines komplett anderen Windantriebes (HR, Exp. S1) bewirkt eine Änderung des Wärmetransportes um mehr als 0.1 PW (sieht man einmal vom Extremfall Exp. O2 ab).

5.2 Wärmeverlust an die Atmosphäre

Auffällig im Bereich des Agulhasstromes und seiner Retroflexion ist die starke Wärmeabgabe des Ozeans an die Atmosphäre. Sogar im Südsommer beträgt der vom Modell diagnostisch berechnete Wärmefluß bis zu 100 W m^{-2} , obwohl die gesamte restliche Region in der Jahreszeit Wärme aufnimmt (Abb. 5.3a). Dieses verstärkt sich im Südwinter auf Werte bis zu 300 W m^{-2} (Abb. 5.3b). Walker und Mey (1988) bestätigen diese ganzjährige Wärmeabgabe an die Atmosphäre durch Messungen.

Die Schnitte entlang 14° O und 20° O sind somit nicht unbedingt repräsentativ für den Nettowärmeexport vom Indischen Ozean in den Atlantik. Der Schnitt WOCE A11 (Lage s. Abb 5.5) liegt dagegen außerhalb der direkten Beeinflussung des Agulhasstromes und erfaßt somit die Wassermassen, die den Bereich der starken Oberflächenflüsse bereits durchquert haben. Auch er hat einen Nulldurchgang in der Stromfunktion, somit läßt sich die Berechnung nach Gl. 5.1 auch hier anwenden. Dabei tritt anstelle von u die

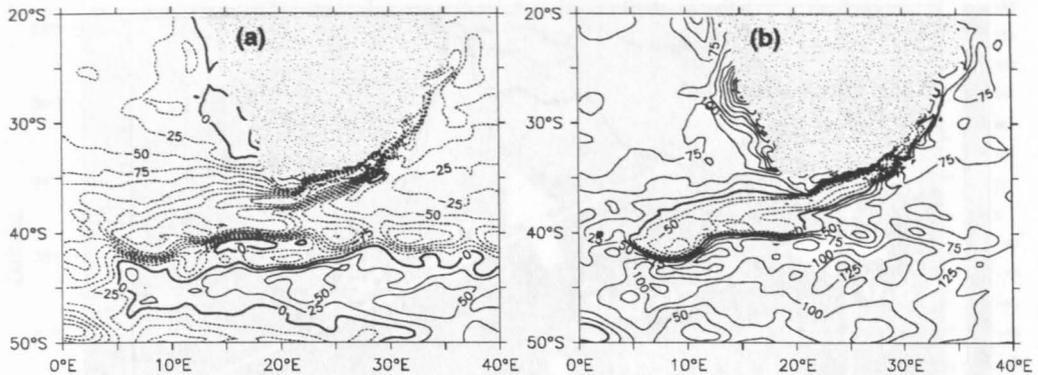


Abbildung 5.3: Diagnostische Oberflächenwärmeflüsse in W m^{-2} für (a) Südwinter (Juli-September) und (b) Südsommer (Januar-März). Negative Werte bedeuten Wärmeabgabe an die Atmosphäre.

Geschwindigkeitskomponente v_{\perp} , die senkrecht auf dem Schnitt steht und positive Werte in Richtung Nordwesten hat. Das entsprechende Profil (Abb. 5.4) zeigt über weite Teile des Schnittes einen gleichbleibend hohen Wärmetransport mit einem Maximum im Bereich des größten mittleren Volumentransportes. Der Wirbelanteil ist im Vergleich zu den Schnitten südlich von Afrika deutlich erhöht — besonders im östlichen Bereich außerhalb des Schelfes, wo die meisten Agulhasringe driften (siehe auch Kap. 7).

Der gesamte Wärmetransport über den Schnitt A11 beträgt $0.38 \pm 0.12 \text{ PW}$. Die Fehlerabschätzungen wurden erstellt, indem die Winkellage des Schnittes um jeweils 2° in beide Richtungen gedreht wurde. Saunders und King (1995) geben den Wärmetransport aus Messungen über den gesamten Schnitt mit $0.53 \pm 0.1 \text{ PW}$ an. Dabei fließen 0.58 PW über den östlichen Teil, der durch die Nulllinie des Volumentransportes abgegrenzt ist und in etwa dem hier gezeigten entspricht. Zu beachten ist bei diesem Vergleich jedoch, daß es sich bei den Ergebnissen von Saunders und King (1995) um synoptische Daten und kein mehrjähriges Mittel handelt.

Es zeigt sich also, daß im Modell weniger als die Hälfte des interozeanischen Wärmetransportes in den zentralen Südatlantik gelangt. Die Vermutung liegt zunächst nahe, daß die fehlende Wärme an die Atmosphäre abgegeben wird.

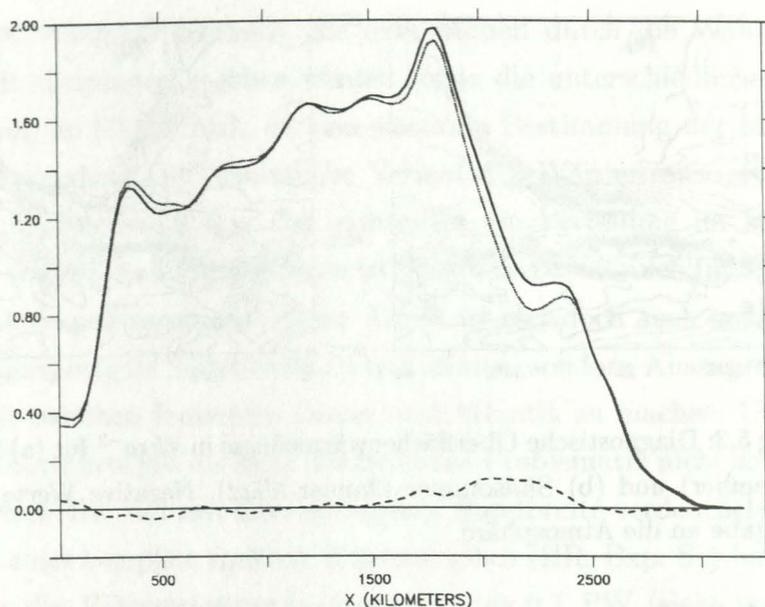


Abbildung 5.4: Profil des (von Nordosten nach Südwesten) integrierten Wärmetransportes über den Schnitt A11 in PW. Farbkodierung wie in Abb. 5.1b.

Der mittlere diagnostische Wärmefluß zwischen A11, 20° O und der Nulllinie der Stromfunktion liegt jedoch bei nur 28 W m^{-2} , ein Wert, der nur eine Divergenz von 0.07 PW erklären kann. Der Wärmetransport über den Schnitt, der ungefähr entlang der Nulllinie von ψ liegt und die Linien A11 und 20° O zu einer Box schließt, beträgt $0.25 \text{ PW} \pm 0.11 \text{ PW}$ (Abb. 5.5).

Das gesamte Wärmebudget setzt sich aus Fluß über die Oberfläche, advektivem Transport, Wärmespeicherung und diffusivem Transport zusammen (z.B. Böning und Herrmann, 1994). Letztere beiden Terme wurden hier nicht berücksichtigt, wodurch neben dem relativen Fehler in der Bestimmung die restliche Divergenz in den Transportwerten erklärt wird. Speicherung von Wärme sollte in dem 5-Jahres-Mittel nicht vorhanden sein, sieht man einmal von der Drift aufgrund des fehlenden thermischen Gleichgewichts ab.

Da der schließende, südliche Schnitt dicht an der Nulllinie der barotropen Stromfunktion verläuft, ist der Verlust von 0.25 PW hauptsächlich durch barokline Transporte zu erklären. In Frage kommen hier zwei Mechanismen:

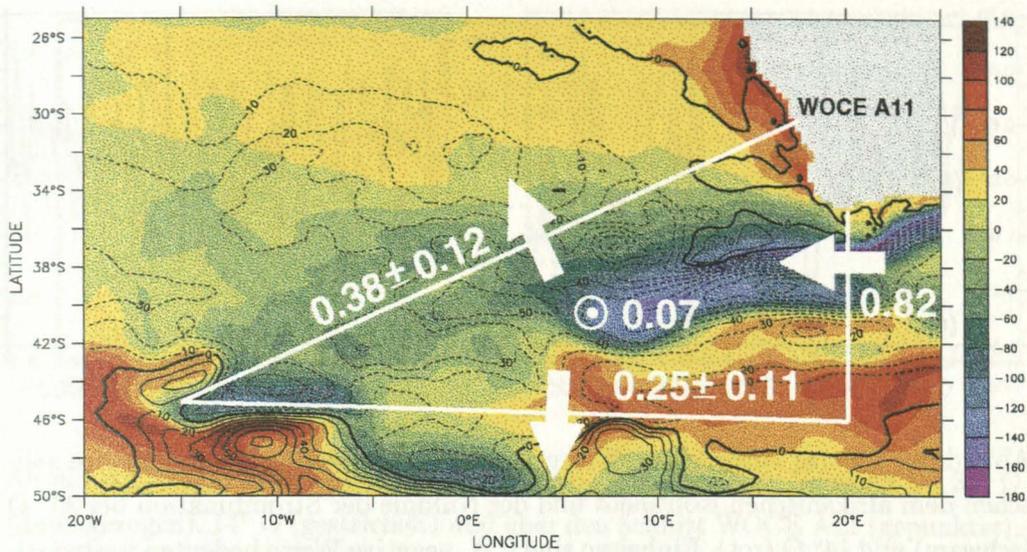


Abbildung 5.5: Diagnostischer Oberflächenwärmefluß im 5-Jahres-Mittel, in W m^{-2} . Überlagert sind die Isolinien der mittleren Stromfunktion mit einem Konturintervall von 10 Sv. Die Pfeile geben den Netto-Wärmetransport über die jeweiligen Schnitte in PW an.

Zum einen transportieren Agulhasringe und andere Wirbel warmes Wasser über die subtropische Front nach Süden (siehe Abb. 3.4), zum anderen dringt bei der Erzeugung von Agulhasringen kaltes, subantarktisches Oberflächenwasser nach Norden über die subtropische Konvergenz (Lutjeharms und van Ballegooyen, 1988b).

5.3 Variabilität des interozeanischen Transportes

Im folgenden soll der zeitliche Verlauf des zonalen Wärmetransportes untersucht werden. Abb. 5.6a zeigt, daß dieser im Modell stark variabel ist. Durch die saisonalen Änderungen in den Oberflächenflüssen gibt es eine generelle Tendenz zu niedrigen westwärtigen Wärmetransporten in Frühjahr und zu

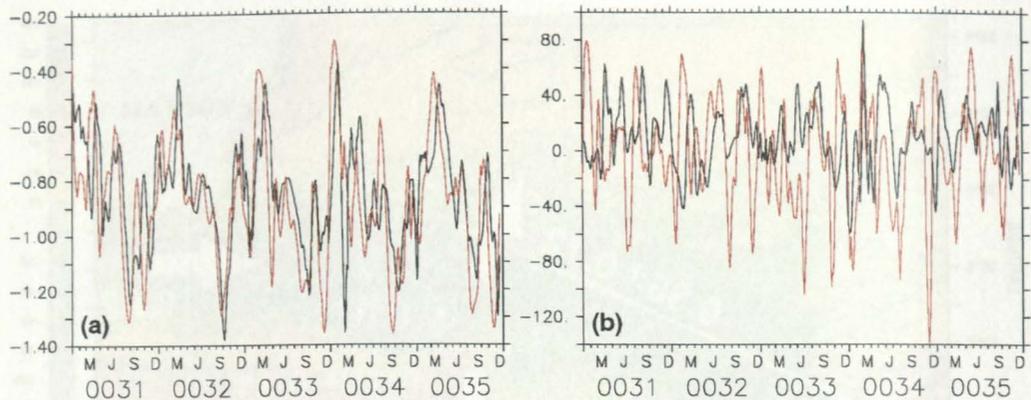


Abbildung 5.6: (a) Integrierter Wärmetransport der letzten 5 Modelljahre zwischen dem afrikanischen Kontinent und der Nulllinie der Stromfunktion bei 20° O (schwarz) und 14° O (rot). Einheiten sind PW, negative Werte bedeuten westwärtigen Transport. (b) Wie (a), aber integrierte Vorticity 0 - 250 m. Einheiten sind $10^9 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, negative Werte bedeuten antizyklonale Vorticity.

hohen Transferraten im Herbst — plötzliche Änderungen können aber zu jeder Zeit auftreten. Einige dieser abrupten Änderungen treten nicht bei 14° O auf, was bedeutet, daß die Unterschiede beider Zeitserien auch durch die Verlagerung der Retroflexionszone selber verursacht werden können. Der Rest der Variabilität kann als Indikator für die an der Retroflexionszone gebildeten Agulhasringe angesehen werden.

Mehr Einsicht kann durch das Integral der relativen Vorticity (Abb. 5.6b), erhalten werden, wo saisonale Effekte geringer und die hochfrequente Struktur evidenter ist. Die unkorrelierten Amplituden spiegeln die komplizierte Struktur in der Retroflexionszone mit ihren antizyklonalen und zyklonalen Wirbeln wieder. Das Frequenzspektrum beider Kurven (Abb. 5.7a) zeigt, daß die dominanten Perioden die gleichen sind, es gibt Maxima bei 110 und 50 Tagen. In der Vorticity bei 14° O tauchen keine jährlichen Perioden auf, das bedeutet, daß die Retroflexionszone einen eigenen saisonalen Zyklus hat, in dem sie sich vor- und zurückbewegt.

Das Auftreten der 50-Tage Periode in der integrierten Vorticity entlang des Schnittes WOCE A11 deutet darauf hin, daß diese Zeitskala mit den Agul-

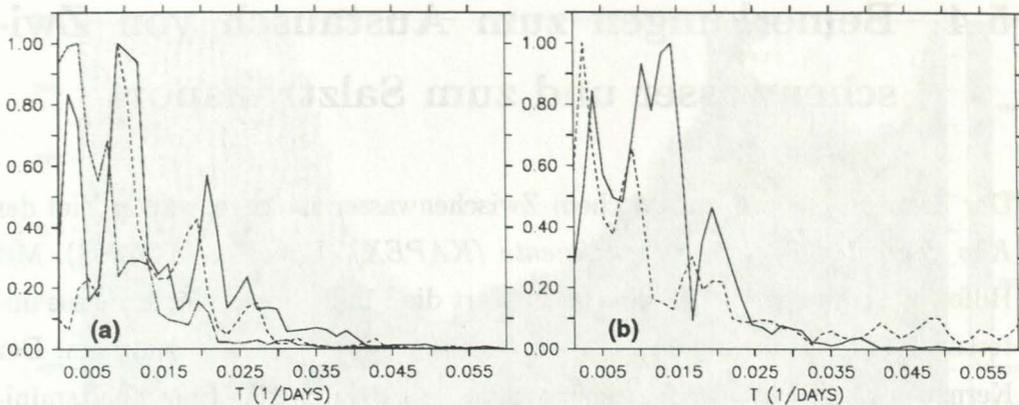


Abbildung 5.7: (a) Frequenzspektrum von Abb. 5.6b, normiert: Vorticity bei 20° O (durchgezogen), 14° O (gestrichelt) und über den Schnitt WOCE A11 (gepunktet). (b) Wie (a), aber integriert über den Moçambiquekanal bei 18° S, 0 - 250 m (durchgezogen) und über den Agulhasstrom bei 32° S, 0 - 1000 m (gestrichelt).

hasringen in Verbindung gebracht werden kann. Zur Bestimmung, ob die Perioden um 100 und 50 Tage durch die Dynamik der Agulhasretroflexion selber erzeugt werden oder durch andere Phänomene dominiert werden, werden gleiche Berechnungen auch für zwei Schnitte weiter nördlich gemacht: Einer über den Agulhasstrom bei 32° S und einer im Moçambiquekanal bei 18° S. Das entsprechende Spektrum der integrierten Vorticity im Kanal (Abb. 5.7b) hat neben der jährlichen Periode Maxima im Bereich von 70 - 90 Tagen und bei 51 Tagen, das im Agulhasstrom 110 und 59 Tage. Es scheint möglich, daß die Periodizitäten, die mit der Retroflexion und der Ringbildung südlich von Afrika in Verbindung gebracht werden, in dieser Region niedriger Breite initiiert werden. Genaueres Augenmerk muß daher auf die Regionen nördlich des Agulhasstromes gerichtet werden. Dazu dient das folgende Kapitel 6.

5.4 Bemerkungen zum Austausch von Zwischenwasser und zum Salztransport

Der Transport von Antarktischem Zwischenwasser ist gegenwärtig Ziel der *Kap der guten Hoffnung Experimente (KAPEX)* (Böbel et al., 1998). Mit Hilfe von Lagrangeschen Floats sollen dort die Pfade dieser Wassermasse untersucht werden, um deren interozeanischen Austausch zu bestimmen. Der Kern des Antarktischen Zwischenwassers wird durch das Salzgehaltsminimum charakterisiert und befindet sich nach Shannon und Hunter (1988) im südöstlichen Atlantik zwischen 700 und 900 m und im südwestlichen Indischen Ozean zwischen 1000 und 1200 m Tiefe. Aus dieser Tatsache heraus, ergibt sich eine grundsätzliche Problematik für die Untersuchung des Zwischenwassers im Modell: Da das Modell hauptsächlich die oberflächennahen Schichten fokussiert, in denen die großen Gradienten in den Geschwindigkeiten und den thermohalinen Größen auftreten, ist die Auflösung in den tieferen Schichten entsprechend grob und beträgt im Bereich des Zwischenwassers mehr als 200 m (s. Tab. 2.1). Anstatt absoluter Transportwerte soll daher nur kurz auf die grundsätzliche Zirkulation des Zwischenwassers im Modell eingegangen werden.

Abb. 5.8 zeigt dazu die Tiefe des Salzgehaltsminimums und die Geschwindigkeiten auf dieser Isofläche. Es zeigt sich, daß die von Shannon und Hunter (1988) ermittelte grundsätzliche Verteilung mit tieferen Werten im Indischen Ozean vom Modell reproduziert wird. Dabei liegen die absoluten Tiefen des Salzgehaltsminimums jedoch über den Beobachtungen. Die Zirkulation des Zwischenwassers im südwestlichen Indischen Ozean folgt im Modell wie auch in den Beobachtungen im wesentlichen dem Agulhasstrom und dem Agulhasrückstrom. Dabei wird das Zwischenwasser über den zentralen Indischen Ozean gespeist (Fine, 1993). Der Austausch mit dem Subtropenwirbel im Südatlantik erfolgt über zwei Hauptpfade, die sich nach dem mittleren Volumenstrom richten.

Der Transport von Antarktischem Zwischenwasser ist durch das Salzgehalts-

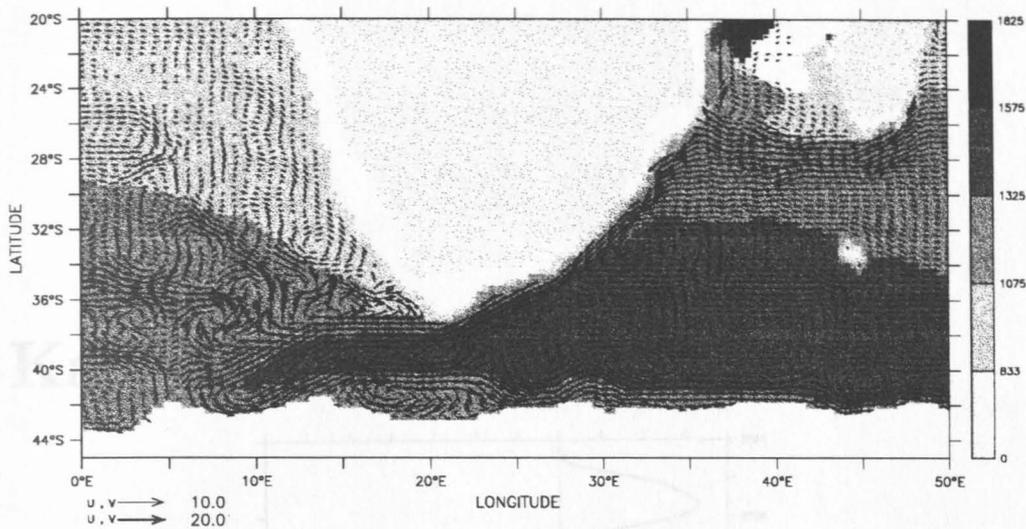


Abbildung 5.8: Tiefe des Salzgehaltsminimums in m und Geschwindigkeiten darauf in cm s^{-1} (in longitudinaler Richtung ist jeder zweite Vektor dargestellt; Geschwindigkeiten größer als 5 cm s^{-1} sind dick gezeichnet und anders skaliert).

minimum neben dem salzreichen Oberflächenwasser eine wesentliche Komponente im interozeanischen Salztransport. Abb. 5.9 zeigt dazu eine Berechnung des mittleren Transportes analog zur Gl. 5.1. Dabei wurden die Volumenströme über $1 \text{ Sv} = 10^9 \text{ kg s}^{-1}$ in äquivalente Massentransporte umgerechnet (Saunders und Thompson, 1993).

Im Gegensatz zum interozeanischen Wärmetransport (Abb. 5.1b) fällt zuerst der große Transport durch den Antarktischen Zirkumpolarstrom auf. Dieser beträgt etwa $6500 \times 10^9 \text{ kg s}^{-1}$, was gut mit den Werten korrespondiert, die Saunders und Thompson (1993) aus dem diagnostischen Mode von FRAM ermitteln. Entscheidend für den Eintrag in den Atlantik durch das Agulhasregime ist wiederum der Wert an der Nulllinie der Stromfunktion bei etwa 48° S . Dieser ist wesentlich geringer und beträgt hier nur $120 \times 10^9 \text{ kg s}^{-1}$. Es zeigt sich somit, daß der Austausch von Salz durch das Agulhasregime im Gegensatz zum Wärmetransport sehr viel geringer ist.

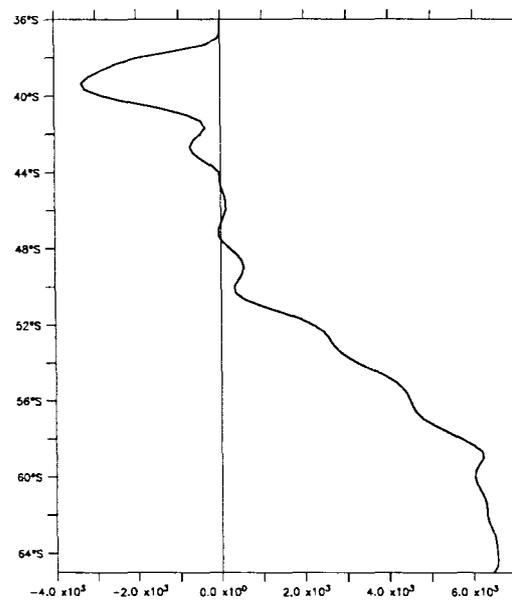


Abbildung 5.9: Meridionalprofil des (von Norden nach Süden) integrierten zonalen Salztransportes bei 20° O , in 10^9 kg s^{-1} .

Kapitel 6

Mesoskalige Wirbel in den Quellregionen des Agulhasstromes

Bereits die Momentaufnahme des Referenzlaufes (Abb. 3.4) hat gezeigt, daß Wirbel nicht nur in der Retroflexionszone des Agulhasstromes, sondern auch im Moçambiquekanal und östlich/südöstlich von Madagaskar auftreten. Diese sind zwar kleiner als die Agulhasringe, haben jedoch in Oberflächennähe zum Teil größere Radialgeschwindigkeiten. Diese Tatsache sowie die Erkenntnis aus Kap. 5, daß sowohl südlich von Afrika als auch im Agulhasstrom und im Moçambiquekanal Bewegungen mit Perioden um 50 Tage häufig vorkommen, dient als Motivation für dieses Kapitel. Im folgenden soll daher untersucht werden, ob die Wirbel in den Quellregionen im Norden Auswirkungen auf den Agulhasstrom und dessen Ringbildung haben.

6.1 Vergleich von Modell und Satellitenbeobachtungen

Eine Serie von Momentaufnahmen der Geschwindigkeit in 41 m Tiefe (Abb. 6.1) zeigt das Auftreten der Wirbel sowie deren Bewegung in Richtung Agulhasstrom:

Der Südäquatorialstrom (SEC), der die Monsunzirkulation im nördlichen Indischen Ozean von dem subtropischen Regime in Süden trennt (Gordon et al., 1997), fließt bei 12° S westwärts und teilt sich an der Nordspitze Madagaskars in zwei Arme. Der nördliche Arm fließt in Richtung afrikanische Küste, wo er erneut in zwei Anteile aufgespalten wird: den nach Norden aus dem Modellgebiet fließenden Ostafrikanischen Küstenstrom und ein antizyklonales Regime im nördlichen Moçambiquekanal. Dieses Regime spaltet antizyklonale Wirbel ab, die südwärts durch den Moçambiquekanal driften. Ein solcher Wirbel ist in Abb. 6.1 als Beispiel markiert.

Durch den Betaeffekt sind die Wirbel an der Küste gefangen (Nof, 1981; Bowman, 1985). Die Drift der Wirbel durch den Moçambiquekanal scheint hauptsächlich durch Advektion im Moçambiquestrom, der mit Geschwindigkeiten zwischen 20 und 30 cm s⁻¹ (Mittel über die oberen 500 m) entlang der Küste fließt, erzeugt zu sein. Denkbar ist jedoch auch eine Eigenbewegung der Wirbel, die aus nord- und südwärts gerichteten Kräften resultiert. Nach Shi und Nof (1994) erfährt ein antizyklonaler Wirbel an einer ostwärtigen Berandung aufgrund des Betaeffektes eine äquatorwärts gerichtete Kraft. Diese wird durch den polwärts gerichteten Imageeffekt kompensiert, der durch das Spiegelbild des Wirbels auf der Berandung entsteht. Hinzu kommt eine ebenfalls polwärts gerichtete Kraft als weitere Folge des Betaeffektes. Durch den Verlust antizyklonaler Flüssigkeit entsteht ein schmaler Jet entlang der Küste, aufgrunddessen man in Analogie zu einer Rakete vom Rocketeeffekt spricht (Nof, 1988). Die Summe aller drei Kräfte zeigt dann meistens polwärts (Shi und Nof, 1994) und entspricht der Richtung der driftenden Wirbel im Modell.

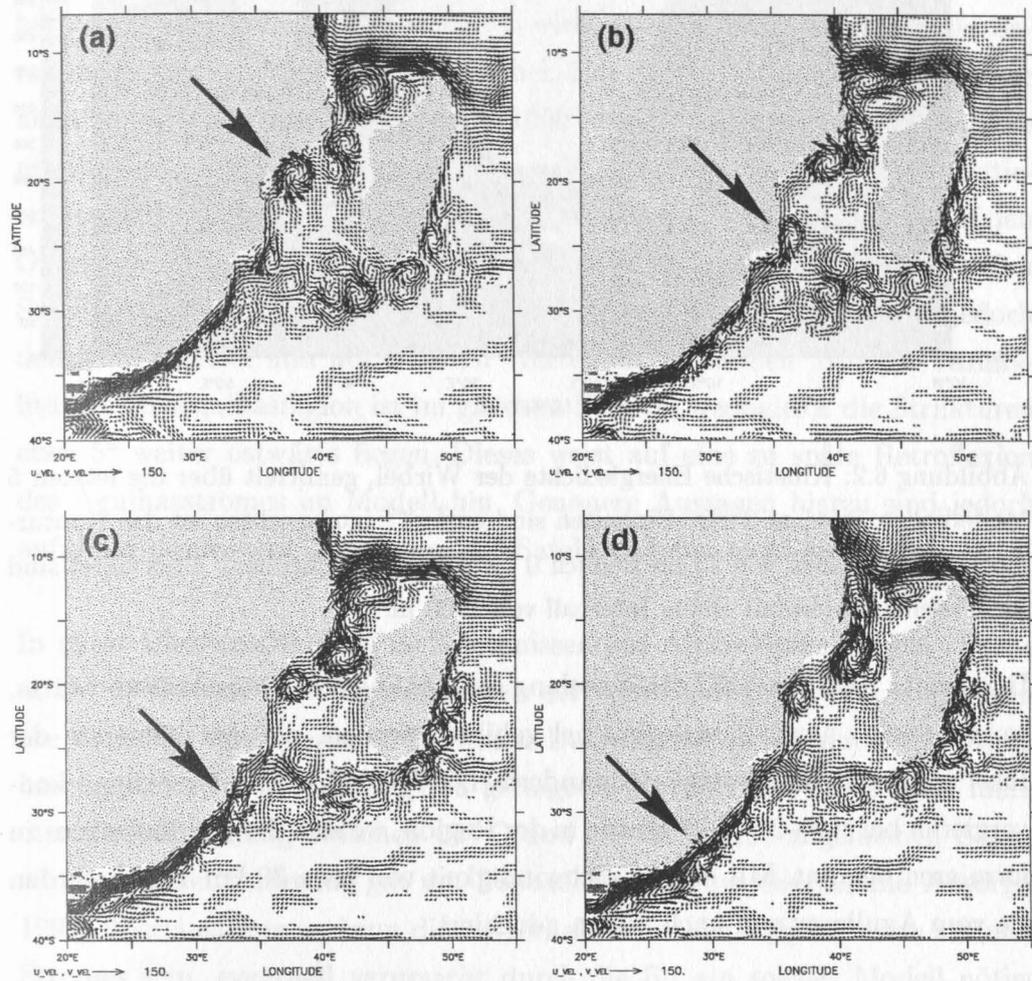


Abbildung 6.1: Geschwindigkeitsvektoren in 41 m Tiefe (Schicht 3) für die Modelltage (a) 30. Aug. 31, (b) 20. Okt. 31, (c) 19. Nov. 31 und (d) 10. Dez. 31 (Werte geringer als 5 cm s^{-1} sind nicht dargestellt). Der schwarze Pfeil markiert beispielhaft einen der im Text beschriebenen Wirbel.

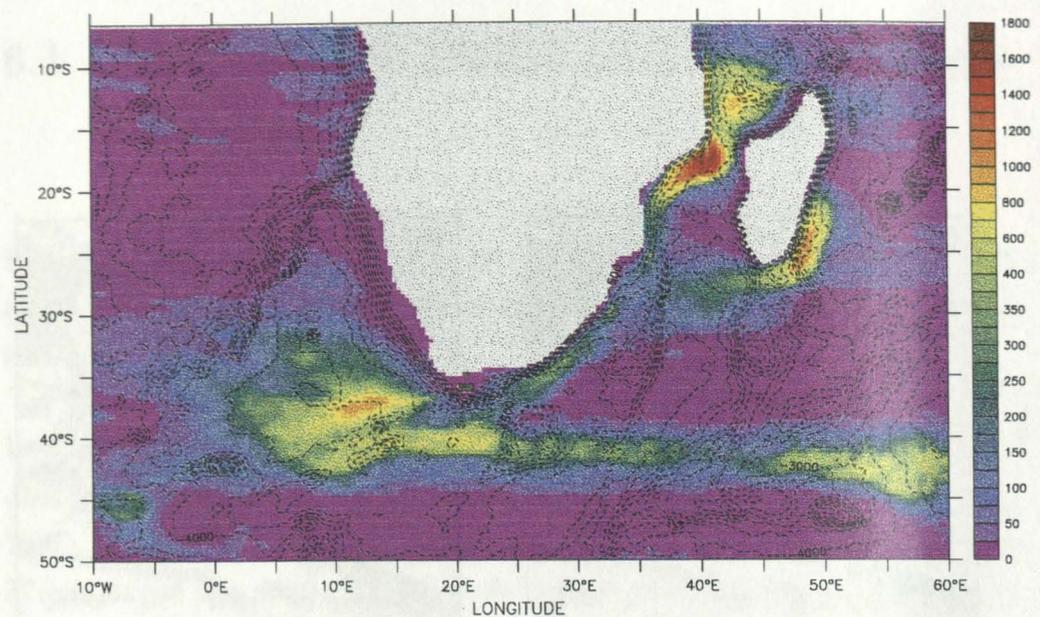


Abbildung 6.2: Kinetische Energiedichte der Wirbel, gemittelt über die letzten 5 Modelljahre, in 41 m Tiefe. Einheiten sind $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ (zu beachten ist das Konturintervall mit Stufen von 25 im Bereich 0 - 400 und 100 darüber). Überlagert sind die Tiefenkonturen mit einem Intervall von 1000 m.

Der zweite Arm des SEC fließt entlang der Ostküste Madagaskars südwärts, wobei ebenso antizyklonale Wirbel gebildet werden, die die Südspitze der Insel passieren und westwärts wandern. Die Wirbel beider Ursprünge konvergieren bei etwa 27°S — gerade in der Region, wo sich der Agulhasstrom zu formieren beginnt. Mit einer Geschwindigkeit von etwa 30 km Tag^{-1} werden sie vom Agulhasstrom nach Süden advehiert.

Als Maxima im nördlichen und zentralen Moçambiquekanal und entlang der südöstlichen Küste von Moçambique sind diese mesoskaligen Bewegungen gut in der mittleren kinetischen Energiedichte (Abb. 6.2) zu erkennen — mit Werten, die zum Teil höher sind als in der Retroflexionsregion selber. Bänder relativ hoher kinetischer Energie verbinden diese Gebiete mit dem nördlichen Agulhasstrom und indizieren so die Pfade der energiereichen Wirbel, die in den Momentaufnahmen zu erkennen sind.

Ein anderes Maß für die Variabilität kann aus der Oberflächenauslenkung,

die vom Modell diagnostiziert wird, gewonnen werden. Abb. 6.3a zeigt das RMS der Oberflächenanomalien, $\sqrt{ssh'^2}$, für das Modelljahr 31. Bei diesem Parameter zeigt die Retroflexionszone höhere Variabilität als die Quellregionen des Agulhasstromes. Da die Oberflächenauslenkung diagnostisch aus der barotropen Stromfunktion berechnet wird, ist das ein Hinweis für die barokline Struktur der nördlichen Wirbel. Ein direkter Vergleich ergibt (hier nicht gezeigt), daß die Agulhasringe 1000 - 2000 m tief reichen, während die nördlichen Wirbel Tiefen von 400 m nicht überschreiten. Trotzdem existieren lokale Maxima im Moçambiquekanal und östlich von Madagaskar auf den Oberflächenauslenkungen. Das gleiche Feld (Abb. 6.3b), berechnet aus den Satellitendaten (s. Kap. 2.9), zeigt generell die gleichen Strukturen, jedoch deutlich geglättet und mit höheren Werten als im Modell. Nur die Variabilität in der Agulhasregion ist im gleichen Bereich, wenngleich die Strukturen etwa 5° weiter ostwärts liegen. Dieses weist auf eine zu späte Retroflexion des Agulhasstromes im Modell hin. Genauere Aussagen hierzu sind jedoch aufgrund des kurzen Zeitraumes der Satellitendaten nicht zu treffen.

In guter Übereinstimmung zu Ergebnissen aus Altimetermessungen (Byrne et al., 1995) sind zwei Vorzugsrouten der Agulhasringe — eine nordwestliche und eine eher zonale — in beiden Datensätzen zu erkennen. Der Agulhasrückstrom im Modell zeigt zu geringe Werte und eine zu schmale meridionale Ausdehnung zwischen 25° O und 55° O. Da die allgemeinen Eigenschaften dieser Strömung gut mit Beobachtungen (Lutjeharms und Ansorge, 1997) übereinstimmen, kann dieses Verhalten nur die Folge eines zu stabilen Stromes sein, eventuell verursacht durch die für ein solches Modell nötige Glättung der Bodentopographie zur Vermeidung von Instabilitäten. Andererseits blockiert auch das Agulhasplateau die Variabilität von der Region östlich davon (siehe Abb. 6.2). Erst bei 57° O, wo das Crozetbecken beginnt, werden Wirbel gebildet, die Wasser nach Norden und nach Süden über die subtropische Front hinweg transportieren. Dieses zeigt sich in höheren Werten der Variabilität. Die Wirbelpfade im Moçambiquekanal und entlang des Agulhasstromes sind breiter als im Modell, es existiert jedoch eine klare Verbindung zwischen beiden.



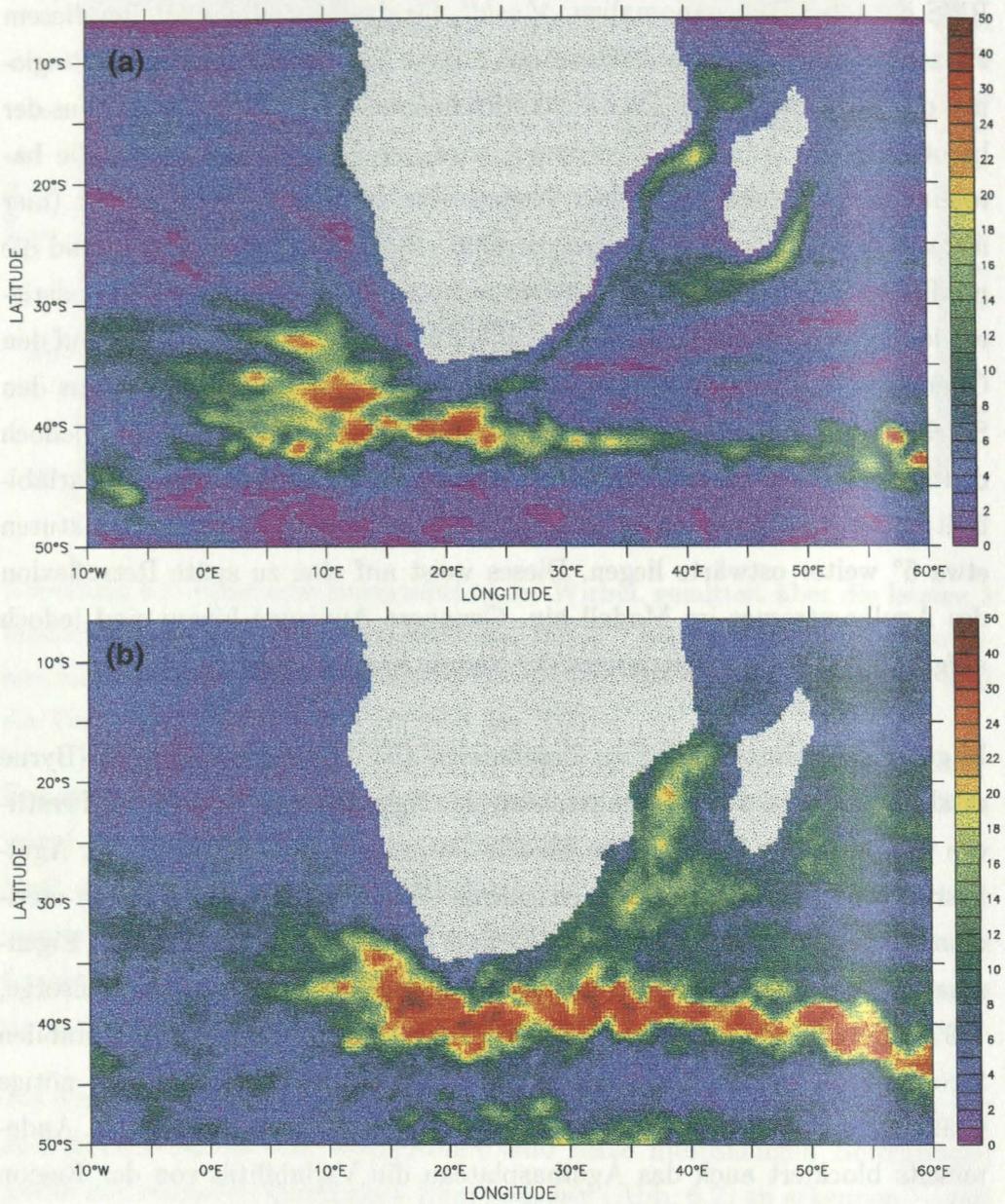


Abbildung 6.3: RMS der Oberflächenauslenkung für (a) das Modell, Jahr 31, (b) die Kombination aus TP/ERS-1, Nov 1992 - Okt 1993. Einheiten sind cm (zu beachten ist das geringere Konturintervall mit Schritten von 1 im Bereich 0 - 25 und 5 darüber).



Die Werte der Satellitendaten im nördlichen Moçambiquekanal sind etwas geringer, was auf ein stabileres antizyklonales Regime als das simulierte hindeutet. Das scharfe Maximum entlang der Südostküste Madagaskars im Modell ist nicht in den Satellitenbeobachtungen zu erkennen, obwohl ein Bereich erhöhter Variabilität existiert. Es scheint eher so zu sein, daß die Wirbel schon im zentralen Indischen Ozean gebildet werden und auf einer südwestlichen Route in die Region driften. Dieses ist im Modell kaum zu verifizieren, da die Auflösung östlich von 70° O größer wird und die Wirbel nicht mehr numerisch aufgelöst werden können. Ein anderer möglicher Grund für das geringere Maximum in den Satellitendaten südöstlich von Madagaskar könnte jedoch auch der relativ kurze Zeitraum der Datenüberdeckung von nur einem Jahr sein. Der Rest dieses Kapitels wird sich daher mehr auf die Wirbel im Moçambiquekanal beziehen, da diese besser mit den Altimeterdaten zu vergleichen sind.

Abb. 6.4a und b zeigen Hovmüllerdiagramme der mittleren Oberflächenanomalien in einem 4° breiten Streifen entlang der afrikanischen Küste von der Meeresenge im Moçambiquekanal bis nach Port Elizabeth. Etwa 5 antizyklonale Wirbel, zu erkennen an positiven Werten, werden im Modell in einem Jahr gefunden. Die TP/ERS-1 Daten zeigen ebenso 4 bis 5 antizyklonale Wirbel, jedoch mit einer räumlich komplizierteren Struktur als die gleichmäßigen Erhebungen im Modell. Vor allem die objektive Analyse der Satellitendaten sorgt für breitere Maxima; vereinzelte Unterbrechungen lassen sich durch Lücken im Originaldatensatz erklären.

Die unterschiedliche Steigung der Anomalien im Diagramm deutet darauf hin, daß die Wirbel in den Satellitendaten etwas langsamer propagieren als diejenigen im Modell. In beiden Datensätzen ist jedoch klar die Beschleunigung der Wirbel ab etwa 25° S zu erkennen, was auf die Advektion im Agulhasstrom zurückzuführen ist. Dabei nimmt vor allem die laterale Ausdehnung der Wirbel im Modell pulsartige Züge an.

Daß die Depressionen der Meeresoberfläche, die die Wirbel in beiden Datensätzen unterteilen, nicht durch zyklonale Drehrichtungen erzeugt sind,

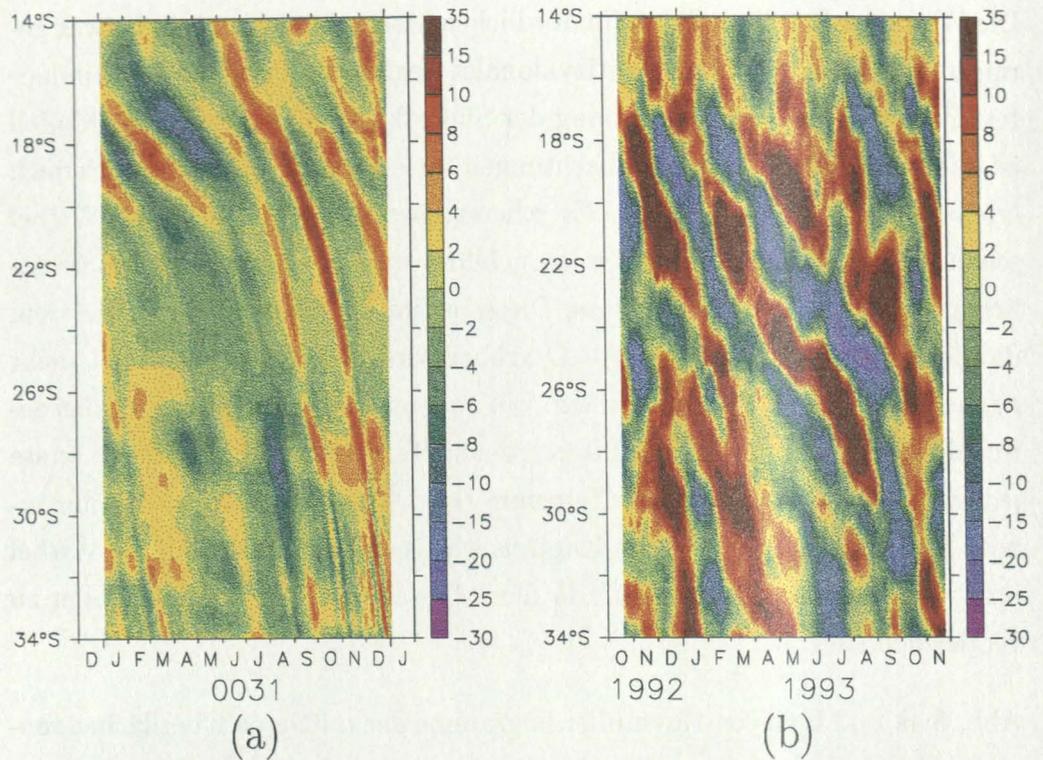


Abbildung 6.4: Zeitserien der Oberflächenanomalien, gemittelt innerhalb einer 4° breiten Zone entlang der afrikanischen Küste, in cm. (a) Anomalien der diagnostischen Oberflächenauslenkung, Modelljahr 31, (b) Anomalien der kombinierten TP/ERS-1 Satellitendaten (hier wurde eine Beschränkung auf den Bereich mit Wassertiefen über 1000 m vorgenommen). Zu beachten ist die geringere Konturintervall mit Schritten von 2 zwischen -10 und 10.

läßt sich leicht durch die relative Vorticity zeigen (hier nicht dargestellt). Nur geringe zyklonale Werte zwischen den antizyklonalen Maxima deuten eher auf einen Rückstoßeffekt hin.

In der Nähe von Port Elizabeth (34° S), wo der Strom die Küste verläßt, verschwinden die kleinskaligen Wirbel im Modell (Abb. 6.5). Dieses kann dynamische Ursachen haben, wahrscheinlicher sind jedoch numerische Gründe. Der erste barokline Rossbyradius sinkt in dieser Region auf Werte unterhalb von 30 km (Chelton et al., 1998) und ist somit substantiell geringer als die horizontale Gitterweite des Modells von 31×37 km. Der biharmonische Operator, der für die Diffusion und Reibung verwendet wurde, wirkt

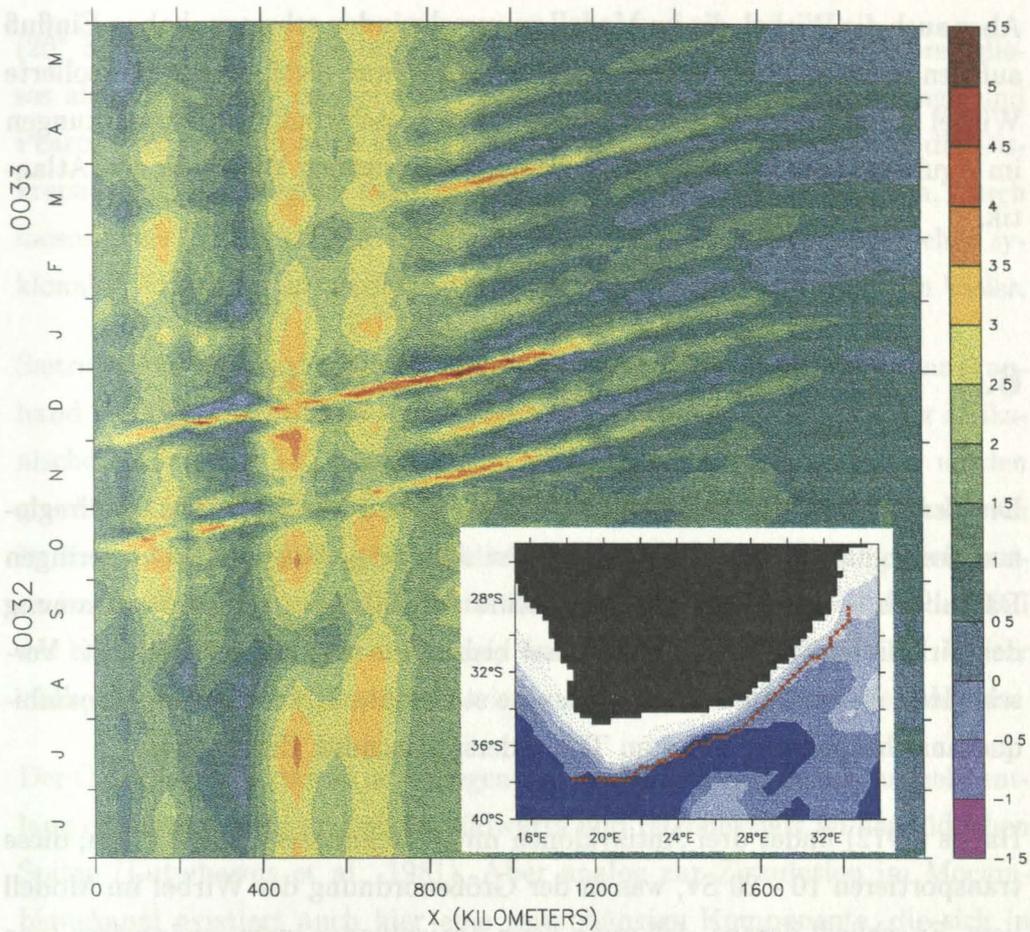


Abbildung 6.5: Relative Vorticity in s^{-1} in 41 m Tiefe auf einem küstenfolgenden Schnitt.

hauptsächlich auf der Gitterskala. Als Folge können nur ein paar Wirbel, die zwar nicht energiereicher, jedoch größer im Durchmesser sind, die Region passieren und die Retroflexionszone des Agulhasstromes erreichen. Hier haben sie jedoch enormen Einfluß auf die Dynamik. Derjenige Wirbel zum Beispiel, der die Retroflexionszone Ende Februar des Jahres 34 erreicht, transportiert durch die verstärkte Geschwindigkeit auf der landwärtigen Seite des Stromes mehr warmes Wasser in den Südatlantik. Als Folge steigt der westwärtige Wärmetransport von -0.3 PW auf -1.35 PW an (siehe dazu Abb. 5.6a) — in einer Jahreszeit, in der eher niedrige Wärmetransporte vorherrschen.

Aber auch die Wirbel, die im Modell zu verschwinden scheinen, haben Einfluß auf den interozeanischen Transport. Sie sind zwar nicht länger als isolierte Wirbel zu erkennen, bewirken jedoch durch Geschwindigkeitsverstärkungen im Agulhasstrom den erhöhten Transport von warmen Wasser in den Atlantik.

6.2 Verifizierung aus der Literatur

Die Verifizierung der mesoskaligen Wirbel, die im Modell in den Quellregionen des Agulhasstromes vorkommen, ist schwierig. Aufgrund einer geringen Datenbasis — vor allem existieren keine Zeitreihen — ist die Bestimmung der Zirkulation im Moçambiquekanal bisher nur ungenügend bekannt. Verschiedene Autoren haben versucht, eine stationäre Zirkulation im Moçambiquekanal herzuleiten, mit zum Teil widersprechenden Ergebnissen:

Harris (1972) findet drei Antizyklonen mit Durchmessern von 300 km; diese transportieren 10 - 20 Sv, was in der Größenordnung der Wirbel im Modell liegt. Er schließt daraus, daß wenn diese Antizyklonen instationär wären (wie es aus den Beobachtungen scheint), diese für die zeitlichen Variationen der Wassermassencharakteristika im Agulhasstrom verantwortlich sein könnten. Er beobachtet ebenso einen starken antizyklonalen Wirbel in der Nähe von Durban bei 30° S. Lutjeharms (1976) untersucht die verfügbaren Daten aus der Nordostmonsunsaison und erhält als Ergebnis, daß der Agulhasstrom hauptsächlich in den oberen Schichten durch dem Moçambiquekanal gespeist ist, während die Zwischenschichten sowohl im Kanal als auch an der Ostseite Madagaskars ihren Ursprung haben.

Die Zirkulation, die Sætre und Da Silva (1984) im Moçambiquekanal finden, ist ebenso durch antizyklonale Drehrichtungen dominiert. Diese sind in Lage und Größe zu denen von Harris (1972) verschieden, wodurch die Theorie eines nicht-stationären Durchstromes unterstützt wird. Auf der Breite von Maputo

(26° S) notieren sie eine untypische T/S-Verteilung und interpretieren dieses als ein Ergebnis intensiver Vermischung durch Wirbel. Gründlingh und Pearce (1984) gehen noch einen Schritt weiter und postulieren, daß die Diskrepanzen, die bezüglich der Variabilität im Agulhasstrom bestehen, durch mesoskalige Wirbel erklärt werden können. Sie haben dabei jedoch eher zyklonale Wirbel, die im nördlichen Agulhasstrom gefunden wurden, im Visier.

Sætre (1985) untersucht die Oberflächenzirkulation im Moçambiquekanal anhand von Schiffsdriftdaten und findet hohe Geschwindigkeiten an der afrikanischen Küste bei 14° S und 23° S. Diese Maxima bestätigen sich an den gleichen Stellen im Modell. Zusammen mit der Tatsache, daß die Zirkulation im Kanal klar antizyklonal ist, schließt er auf eine zeitlich variable Zirkulation im Moçambiquekanal. Das große antizyklonale Regime im nördlichen Teil des Kanals ist sehr gut durch Donguy und Piton (1991) dokumentiert. Weiter südlich, dort wo der Kanal enger wird, notieren sie eine starke Variabilität.

Der Ostmadagaskarstrom ist dagegen ein wohl definierter Strom; er fließt entlang der Ostküste Madagaskars südwärts und retroflektiert an der südlichen Spitze (Lutjeharms et al., 1981). Aber analog zur Zirkulation im Moçambiquekanal existiert auch hier eine zeitabhängige Komponente, die sich in kurzzeitiger Stromumkehr äußert (Schott et al., 1988). Bereits Swallow et al. (1988) spekulieren, daß sich der verstärkte südwärtige Strom und die gegenstromartigen Strukturen in den Messungen von Lutjeharms et al. (1981) bei 23° S auf die Existenz mesoskaliger Wirbel zurückführen lassen. Trajektorien von Oberflächendriftern südlich von Madagaskar und im südlichen Moçambiquekanal zeigen ebenso antizyklonale Drehrichtungen (Lutjeharms et al., 1981).

Die beste Bestätigung der mesoskaligen Wirbel in den Quellregionen und dem Agulhasstrom selber kommt jedoch von weiteren Satellitenbeobachtungen. Wang und Koblinsky (1996) notieren hohe Variabilität in den TP Daten bei 32° S und führen diese auf eine mittelozeanische topographische Erzeugung von baroklinen Rossbywellen zurück. Auf jeden Fall bestätigen sich antizyklonale Strukturen, die analog zu denen in diesem Modell südwärts wandern.

Stammer et al. (1996) untersuchen ebenfalls TP Daten und erhalten ebenso im Moçambiquekanal und östlich von Madagaskar hohe Variabilitäten, die mit diesen Untersuchungen übereinstimmen.

Auch globale Modell wie das POCM oder das *Parallel Ocean Program Model* (POP) (Maltrud et al., 1997) weisen in der Region erhöhte Werte in der Oberflächenvariabilität auf, können die hohen Werte von TP jedoch nicht erreichen. Maltrud et al. (1997) bemerken jedoch, daß die Variabilität signifikant erhöht wird, wenn tägliche Daten für den Oberflächenantrieb benutzt werden.

Die Perioden um 50 Tage im interozeanischen Wärmetransport und in der Vorticitydynamik (Abb. 5.7), die als Motivation dieses Kapitels dienen, sind ebenso in der Literatur erwähnt. Mysak und Mertz (1984) berichten von Oszillationen mit Perioden zwischen 40 und 60 Tagen in der Region nordwestlich des Moçambiquekanals (2 - 4° S), die sie auf lokale Windfluktuationen zurückführen. Die gleichen Perioden notieren auch Quadfasel und Swallow (1986) im Südäquatorialstrom nördlich von Madagaskar sowie Schott et al. (1988) im Ostmadagakarstrom.

Im Gegensatz zu Mysak und Mertz (1984) führen Kindle und Thompson (1989) die 50-Tages-Periode mit Hilfe eines Ein-Schichten-Modells auf barotrope Instabilität im System Ostmadagaskarstrom – Ostafrikanischer Küstenstrom zurück. Auch die TP Daten zeigen mit einem Maximum im 60-Tages-Band Wirbelbildung im Moçambiquekanal (Stammer, 1997).

Das Auftreten antizyklonaler Wirbel in den Quellregionen und im Agulhasstrom selbst muß nicht zwingend der Theorie und den Beobachtungen der Natalpulse (Lutjeharms und Roberts, 1988) widersprechen. Diese Solitionenmäander werden in der Natalbucht (29° S) durch eine barotrope Instabilität gebildet und wandern mit Geschwindigkeiten zwischen 15 km Tag⁻¹ (Van Leeuwen und Lutjeharms, 1996) und 20 km Tag⁻¹ (Lutjeharms und Roberts, 1988) stromabwärts. Ihre zyklonale Drehrichtung erzeugt eine seewärtige Verlagerung der Agulhasstromachse, während die antizyklonalen Wirbel in

diesem Modell eher den Strom stabilisieren (zusammen mit einem seewärtigen Gegenstrom). Da die horizontale Auflösung in einem $1/3^\circ$ Modell zu grob ist, um die Bodentopographie der Natalbucht aufzulösen, sind Natalpulse in diesem Modell nicht zu erwarten. Unsicherheit besteht bezüglich des ausschlaggebenden Mechanismus der Natalpulse (De Ruijter et al., 1997): Die Absorption von Tiefseewirbeln ist einer der möglichen Kandidaten für die Ablösung von zyklonalen Pulsen aus der Natalbucht. Es wäre daher möglich, daß die antizyklonalen Wirbel, die in diesem Modell vorkommen, die nötige barotrope Instabilität erzeugen könnten. Auf der anderen Seite ist ebenso eine Koexistenz beider Phänomene denkbar. Eine Zeitserie von Meeresoberflächenanomalien aus Satellitendaten zeigt alternierende kohärente Strukturen zyklonaler und antizyklonaler Drehrichtungen im Agulhasstrom (Van Leeuwen und Lutjeharms, 1996).

Ein weitere Bewertung über die möglichen Auswirkungen von Natalpulsen und den hier im Modell gefundenen Wirbeln gibt eine Prinzipstudie von Pichevin et al. (1998). Anhand eines einfachen Modells eines retroflektierenden Stromes, der in seiner Konfiguration der Situation in der Agulhasregion entspricht, finden sie, daß Natalpulse die Produktion von Agulhasringen kaum beeinflussen. Pulsartige Transporterhöhungen jedoch, die vom Charakter den mesoskaligen Wirbeln in diesem Modell entsprechen, haben Auswirkungen auf die Bildungsfrequenz. Jeder Transportpuls hat dort die Bildung eines Agulhasringes zur Folge. Diese Ergebnisse lassen sich hier nicht bestätigen, da die meisten Wirbel gar nicht vollständig bis zur Südspitze von Afrika gelangen.

Insgesamt gesehen scheint in den hydrographischen Messungen eine gewisse Evidenz zu sein, daß die im Modell beobachteten Wirbel im Moçambiquekanal (und zum Teil auch östlich von Madagaskar) auch im realen Ozean vorkommen. Den sicheren Beweis für die Existenz liefern jedoch die Satellitenmessungen aus TP und ERS-1, wobei die Strukturen auch in unabhängigen Analysen (Stammer et al., 1996; Wang und Koblinsky, 1996) gefunden werden.

Kapitel 6.3 soll sich jetzt mit möglichen Bildungsmechanismen der mesoskaligen Wirbel befassen.

6.3 Bildungsmechanismen

Um die für die Bildung der Wirbel im Moçambiquekanal verantwortlichen Mechanismen zu untersuchen, wurden Energieterme der 5-Jahres-Statistik des Modells berechnet. Die Energiegleichung, die man aus den horizontalen Geschwindigkeitskomponenten (u, v) erhält, wenn man alle Größen in zeitlich mittlere Anteile und die Abweichungen davon aufteilt, $a = \bar{a} + a'$, enthält zwei Terme, die Wechselwirkungen zwischen der mittleren Strömung und den Wirbeln beschreiben:

$$g \iiint \frac{\overline{u' \rho'} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x} + \overline{v' \rho'} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial y}}{d\bar{\rho}/dz} dV \quad (6.1a)$$

und

$$- \iiint \left(\overline{u' u'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \overline{u' v'} \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) + \overline{v' v'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right) dV \quad (6.1b)$$

$\bar{\rho}(z)$ ist der Referenzzustand der potentiellen Dichte, hier als horizontales und zeitliches Mittel gewählt. Die Umwandlung von mittlerer potentieller Energie in potentielle Energie der Wirbel, Term 6.1a, kann als Indikator für barokline Instabilität verwendet werden (Beckmann et al., 1994a; Böning und Budich, 1992). Die Arbeit der Reynoldsstresse auf die Scherung, Term 6.1b, hingegen steht für barotrope Instabilität. Da Korrelationen im Modell nur für Temperatur und Salzgehalt verfügbar sind, wurde eine lineare Dichtegleichung der Form $\rho = \rho_0(1 + \beta S - \alpha \Theta)$ angenommen, wobei α der thermische und β der haline Expansionskoeffizient von Seewasser ist.

Abb. 6.6 zeigt die Meridionalabhängigkeit beider Umwandlungsterme, gemittelt über die oberen 1100 m, für drei Zonalbänder: Eines durchschneidet

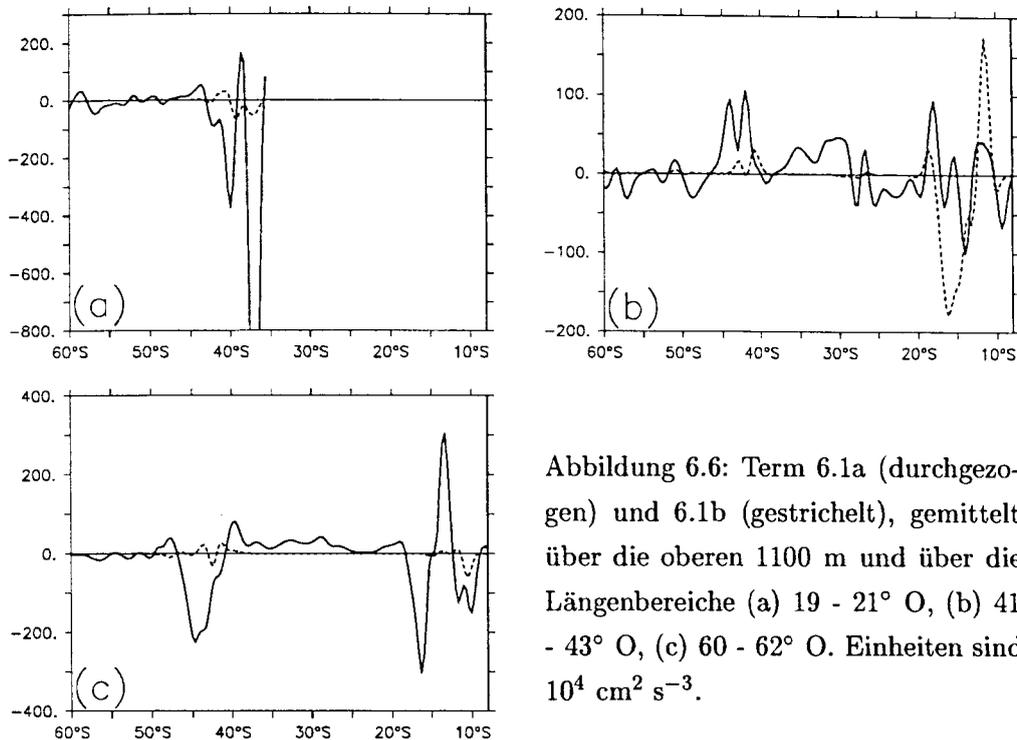


Abbildung 6.6: Term 6.1a (durchgezogen) und 6.1b (gestrichelt), gemittelt über die oberen 1100 m und über die Längenbereiche (a) 19 - 21° O, (b) 41 - 43° O, (c) 60 - 62° O. Einheiten sind $10^4 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-3}$.

die Agulhas-Retroflexionsregion (Abb. 6.6a), eines die Quellregionen und die Rezirkulation des Agulhasstromes (Abb. 6.6b), und eines liegt im offenen Indischen Ozean (Abb. 6.6c). Maxima für „Potential“ für barokline Instabilität sind in der Retroflexionsregion (bei etwa 40° S in Abb. 6.6a) entlang des Agulhasrückstromes (40 - 45° S in Abb. 6.6b und c) und im SEC (10 - 20° S in Abb. 6.6b und c) vorhanden.

Die Möglichkeit für barotrope Instabilität ist im Allgemeinen geringer und nur in den oben genannten Regionen signifikant von Null verschieden. Nur im nördlichen Moçambiquekanal — wo die Wirbel gebildet werden — ist der Term für barotrope Instabilität größer als der für barokline (10 - 20° S in Abb. 6.6b). Man kann daher schließen, daß der erzeugende Mechanismus für die Moçambiquewirbel ein anderer ist als der, der für die Bildung von Agulhasringen oder von Wirbeln entlang des Agulhasrückstromes verantwortlich ist. Es ist schwierig, die einzelnen Kurven untereinander zu vergleichen, da die Abhängigkeit von der gewählten Region zu groß ist. Es scheint jedoch eindeutig zu sein, daß barotrope Instabilität eine entscheidende Rolle bei der

Bildung von Wirbeln im Moçambiquekanal spielt. Dieses wird nicht zuletzt durch die Ergebnisse von Kindle und Thompson (1989) gestützt. Ein direkter Einfluß des Windfeldes konnte hier nicht beobachtet werden.

Kapitel 7

Agulhasringe

In diesem Kapitel wird die Wirbelaktivität westlich von Afrika, hauptsächlich im Kapbecken betrachtet. Dabei soll auf die Entstehung von Agulhasringen sowie deren Ausbreitung im Südatlantik genauer eingegangen werden. **Agulhasringe** sind nach einer Terminologie von Lutjeharms (1996) diejenigen Wirbel, die bei der Retroflexion des Agulhasstromes durch Abschnürung gebildet werden, während **Agulhaswirbel** durch verschiedene andere Mechanismen erzeugt werden. Im folgenden wird jedoch schnell deutlich, daß dieser Definition im strengen Sinne hier nicht Rechnung getragen werden kann. Nur wenige Ringe, die an der Retroflexion entstehen, durchqueren das Kapbecken unbeeinflusst. Die meisten sind starken Wechselwirkungen mit anderen Ringen unterworfen, es entstehen zum Teil neue Wirbel. Als Agulhasringe sollen hier somit ganz allgemein alle Wirbel bezeichnet werden, deren Entstehung mit der Retroflexion des Agulhasstromes in Verbindung steht.

7.1 Allgemeine Beschreibung und Translation

Abb. 7.1 zeigt die Tiefe der 10°C Isotherme, die ein verbreiteter Indikator für die Beschreibung und Verfolgung von Ringen in der Agulhasregion ist

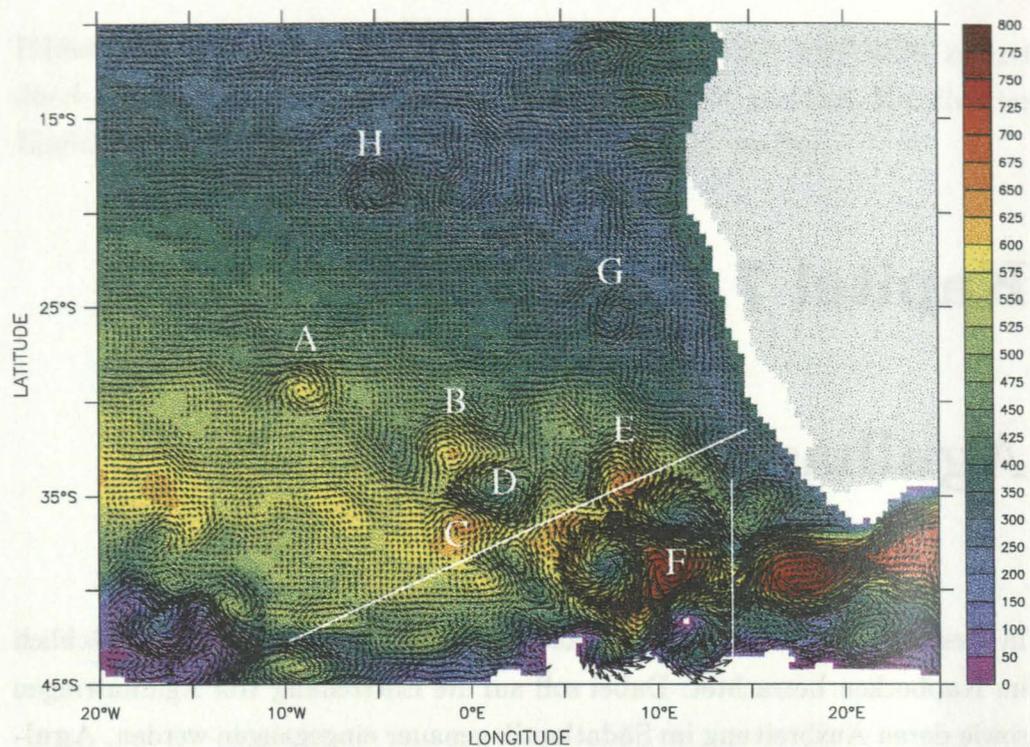


Abbildung 7.1: Tiefe der 10°C Isotherme, in m, und Geschwindigkeiten darauf, in cm s^{-1} ; gleiche Momentaufnahme wie Abb. 3.4 (Bereich 400 - 800 m mit Konturintervall 25 m, sonst 50 m). Die weißen Linien geben die Lage der Schnitte 14° O (Abb. 7.6a) und WOCE A11 (Abb. 7.6b) wieder, die Bezeichnungen der Ringe A bis H beziehen sich auf den Text.

(z. B. Byrne et al., 1995; Olson und Evans, 1986; Duncombe Rae, 1991), sowie die Geschwindigkeiten auf dieser Isofläche. Wie schon durch die Verteilung der mittleren kinetischen Energie gezeigt (Abb. 6.2), bewegen sich die Ringe auf verschiedenen west-/nordwestlichen Routen im Südatlantik: zum einen relativ zonal zwischen 25° und 35° S, zum anderen zunächst dicht am Schelf der afrikanischen Küste und nach Überquerung des Walfischrückens nordwestwärts zwischen 15° und 20° S.

Die antizyklonalen Ringe in Abb. 7.1 haben Tiefen der 10°C Isotherme um 700 m in der Nähe der Retroflexionszone (Ringe E und F, s. Tab. 7.1) und 620 m weiter entfernt (Ringe A, B und C). Duncombe Rae (1991) untersucht

	h_{10} [m]	$\delta_{h_{10}}$ [m]	d [km]	v_{max} [cm s ⁻¹]	v_t [km Tag ⁻¹]	Drehrichtung
A	590	73	190	32	4.5	antizyklonal
B	610	91	270	25	3.8	antizyklonal
C	665	55	270	37		antizyklonal
D	393	-138	266	40	3.5	zyklonal
E	640	120	265	40		antizyklonal
F	770	280	360	95		antizyklonal
G	306	-28	160	20	3.4	zyklonal
H	321	21	180	18	3.8	antizyklonal

Tabelle 7.1: Eigenschaften ausgewählter Wirbel (Bezeichnungen in Abb. 7.1). h_{10} ist die Tiefe der 10°C Isotherme, $\delta_{h_{10}}$ die maximale Auslenkung der 10°C Isotherme gegenüber dem März 5-Jahres-Mittel. d ist der Durchmesser, gemessen zwischen den Punkten der maximalen Geschwindigkeit v_{max} . v_t ist die Translationsgeschwindigkeit (soweit verfolgbar).

17 Ringe anhand historischer Daten und erhält Tiefen von 650 ± 130 m; die Übereinstimmung mit dem Modell ist damit sehr gut. Auch die Durchmesser, gemessen zwischen den Punkten maximaler Radialgeschwindigkeit an der Oberfläche, der meisten Ringe fallen in den Bereich der Beobachtungen, die bei 240 ± 40 km liegen. Agulhasringe sind also im Vergleich zu anderen mesoskaligen Wirbeln im Weltozean die größten. Die Radialgeschwindigkeiten selbst lassen sich nicht so gut mit den Beobachtungen vergleichen, da diese stark von der Entfernung zur Retroflexion abhängen. Duncombe Rae (1991) gibt hier einen mittleren Wert von etwa 55 cm s^{-1} an, der nur vom relativ jungen Ring F erreicht werden kann. Gerade in dieser kurzen Entfernung von der Agulhasretroflektion sind jedoch die meisten Werte aus den Beobachtungen ermittelt worden.

Die ebenfalls in Abb. 7.1 auftretenden zyklonalen Ringe (z.B. D und die benachbarten von Ring F) sind durch einige Beobachtungen bestätigt worden. Die meisten Autoren argumentieren jedoch, daß diese Wirbel entweder durch Altimetereffekte nur scheinbar vorhanden sind (Van Ballegooyen

et al., 1994) oder durch Rückstoßeffekte antizyklonaler Ringe entstehen (Goni et al., 1997). Duncombe Rae et al. (1996) identifizieren zyklonale Ringe zwar anhand der Hydrographie, nehmen jedoch an, daß diese gegenüber den dominierenden zyklonalen Agulhasringen kaum einen Einfluß haben.

Die Ringe im Modell bewegen sich mit mittleren Translationsgeschwindigkeiten von etwa 3.8 km Tag^{-1} (4.4 cm s^{-1}), was am unteren Ende der Skala der Beobachtungen (4 km Tag^{-1} in Byrne et al. (1995), 5 bis 16 km Tag^{-1} in Goni et al. (1997)) liegt. Hierzu ist anzumerken, daß die Translationsgeschwindigkeiten im Modell aus relativ großer Distanz von der Retroflexionszone ermittelt wurden, da nur nordwestlich des Schnittes WOCE A11 die Ringe im Modell gut als isolierte Gebilde zu erkennen sind und nicht ständig mit anderen Wirbeln interagieren. In dieser Entfernung ist die Translationsgeschwindigkeit allein durch die Vermischung, die zur Verringerung der kinetischen Energie führt, niedriger als in direkter Umgebung der Bildungszone.

In einer ersten Bewertung ist festzustellen, daß die allgemeinen Charakteristika wie Durchmesser und Isothermenauslenkung der Agulhasringe im Modell mit den Beobachtungen gut korrespondieren, hinsichtlich der Geschwindigkeiten aber eher etwas zu niedrig sind.

Betrachtet man die Anatomie eines antizyklonalen Ringes, in Abb. 7.2a ist ein Meridionalschnitt der Geschwindigkeit quer zum Ring A gezeigt, fällt zunächst die große vertikale Ausdehnung auf. Der Geschwindigkeitskern ist auch in Tiefen unterhalb von 1000 m klar erkennbar, sogar in Bodennähe gibt es Strömungen von bis zu 4 cm s^{-1} . Auffällig ist ebenfalls die Asymmetrie der Strömungen: die westwärtigen Geschwindigkeiten sind etwa doppelt so hoch wie die ostwärtigen. Allein diese Differenz von 14 cm s^{-1} kann durch die Translation erklärt werden, die zu diesem Zeitpunkt eine westwärtige Komponente von etwa -7 cm s^{-1} hat.

An der Nordseite des Ringes sind ostwärtige Bodenströmungen über 6 cm s^{-1} zu erkennen, die bis in die oberen 1000 m reichen. Sie gehören zu einem

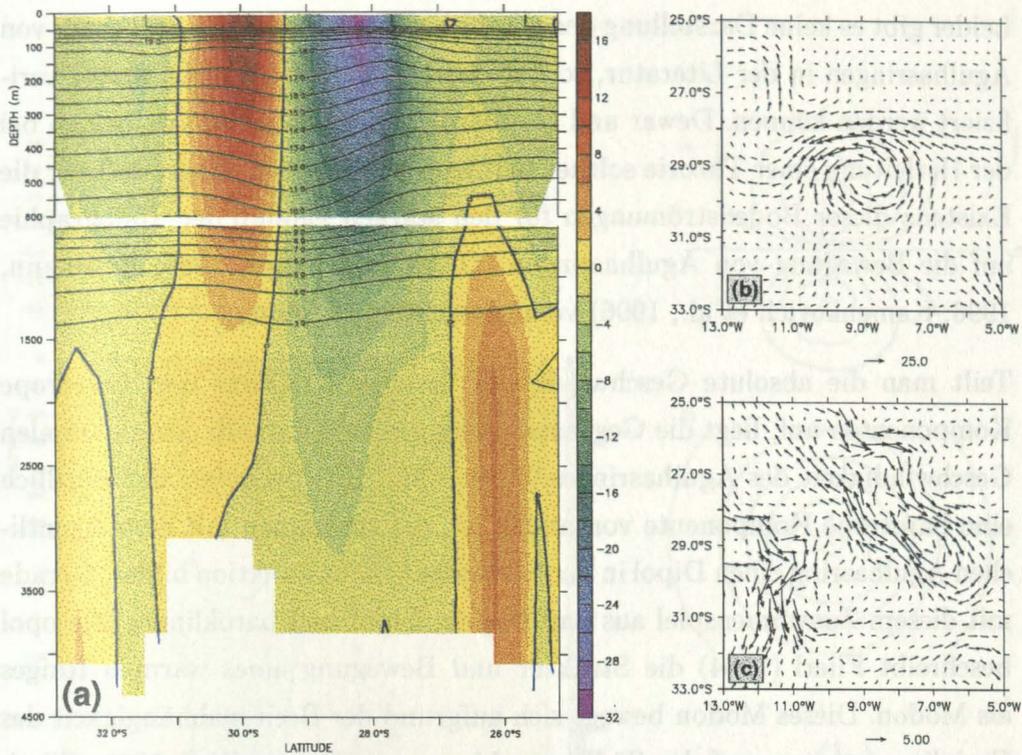


Abbildung 7.2: (a) Schnitt der zonalen Geschwindigkeitskomponente u , in cm s^{-1} , bei 9° W (positive Werte kennzeichnen ostwärtige Geschwindigkeiten, die Nulllinie ist blau dargestellt). Überlagert sind die Isolinien der potentiellen Temperatur in $^\circ \text{C}$. Horizontalkarten der Strömung in (b) 42 m und (c) 2575 m Tiefe in cm s^{-1} (zu beachten sind die unterschiedlichen Skalierungen der Vektoren).

entgegengesetzt drehenden Wirbel, dessen maximale Geschwindigkeiten unterhalb der westwärtigen Oberflächenströmung verlaufen (etwa bei 28° S in Abb. 7.2b und c). Dieser zyklonale Wirbel ist in nordwestlicher Richtung entlang der Zugbahn des Agulhasringes deformiert. Auch auf der Südseite sind Bodenstrukturen erkennbar, die jedoch schwächer sind. Solche Gegenströmungen unterhalb von Wirbeln sind bereits bei Golfstromringen beobachtet worden (z. B. Joyce, 1984). Olson (1980) erklärt sie über den zweiten baroklinen Geschwindigkeitsmode, der in der Vertikalen zwei Extrema hat und so durch Amplitudenänderungen die Stromumkehr erzeugen kann (s. auch McWilliams und Flierl, 1976). Es scheint sich hier also um Strukturen zu handeln, die direkt mit dem Agulhasring darüber in Verbindung stehen.

Leider gibt es keine Darstellung der absoluten Geschwindigkeit unterhalb von Agulhasringen in der Literatur, so daß diese Erkenntnisse nicht weiter verifiziert werden können. Dewar und Gailliard (1994) argumentieren jedoch bei der Herleitung einer Theorie solcher barotrop dominierten Ringe, daß nur die Existenz dieser Bodenströmungen für den starken Einfluß der Topographie auf die Bewegung von Agulhasringen (Olson und Evans, 1986; Beismann, 1996; Kamenkovich et al., 1996) verantwortlich sein kann.

Teilt man die absolute Geschwindigkeit in seine barokline und barotrope Komponenten auf, liegt die Gegenströmung direkt unterhalb der maximalen Geschwindigkeit des Agulhasringes (Abb. 7.3a). Das bedeutet, daß nördlich eine barotrope Komponente vorhanden ist, die zusammen mit dem eigentlichen Agulhasring einen Dipol in der barotropen Stromfunktion bildet. Gerade mit diesem Zusammenspiel aus barotropem Dipol und baroklinem Monopol beschreibt Flierl (1984) die Struktur und Bewegung eines warmen Ringes als Modon. Dieses Modon bewegt sich aufgrund der Breitenabhängigkeit des Coriolisparameters auf der Südhemisphäre nach Westen (Nof, 1981; Flierl, 1987). Im Gegensatz zum Modell von Flierl (1984) fallen Zentrum des baroklinen Monopols und Maximum des barotropen Dipols („x“ in Abb. 7.3b) in diesem Modell jedoch nicht zusammen, sondern sind um den Radius des Oberflächenringes verschoben.

Der Ring A bewegt sich mit etwa 8 cm s^{-1} in Richtung West/Nordwesten (die Westkomponente beträgt 7 cm s^{-1} , erkennbar am Maximum der negativen barotropen Geschwindigkeit in Abb. 7.3a), was auch durch Bestimmung der Translation aus Momentaufnahmen bestätigt werden kann. Nach Nof (1981) kann die Translationsgeschwindigkeit c aufgrund des Betaeffektes wie folgt abgeschätzt werden:

$$c = - \frac{\beta g' \int_0^{r_0} h^2(r) r dr}{2 f_0^2 \int_0^{r_0} h(r) r dr} \quad (7.1)$$

β ist dabei die Meridionalableitung des Coriolisparameters f_0 , g' die reduzierte Schwerebeschleunigung, h bezeichnet die Tiefe einer den Ring umfassenden

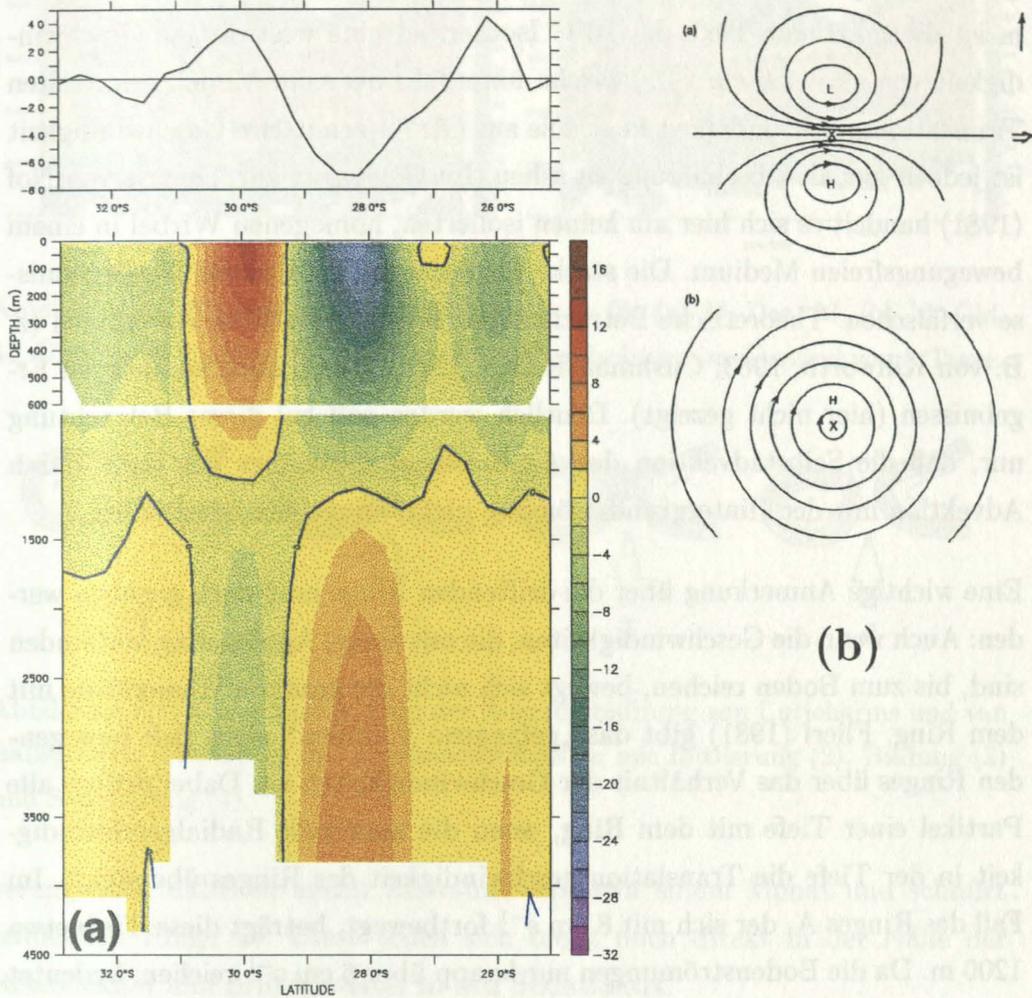


Abbildung 7.3: (a) Wie Abb. 7.2a, aber barokline Geschwindigkeit. Darüber ist die barotrope Geschwindigkeitskomponente in cm s^{-1} gezeichnet. Die Propagation des Wirbels erfolgt in Richtung der negativen barotropen Geschwindigkeit. (b) Schema der barotropen (oben) und baroklinen (unten) Stromfunktion aus dem Modell eines warmen Ringes auf der Nordhalbkugel von Flierl (1984). „H“ bedeutet Hochdruck-, „L“ Tiefdruckregion, „X“ kennzeichnet das Zentrum des Wirbels. Der Doppelpfeil gibt die Ausbreitungsrichtung des Wirbels an.

Isofläche (hier die 10°C Isotherme), r dessen Radius.

Für den Ring A ergibt sich mit $g' = g(\rho_{590m} - \rho_{0m})/\rho_{590m} = 0.0254 \text{ m s}^{-2}$ (590 m ist die maximale Tiefe der 10°C Isotherme) eine westwärtige Geschwindigkeit von $c = -2.6 \text{ cm s}^{-1}$, welche unterhalb der vom Modell ermittelten Translationsgeschwindigkeit liegt. Die aus Gl. 7.1 ermittelte Geschwindigkeit ist jedoch nur als Abschätzung zu sehen. Im Gegensatz zur Theorie von Nof (1981) handelt es sich hier um keinen isolierten, homogenen Wirbel in einem bewegungsfreien Medium. Die starke Idealisierung kann somit die Ergebnisse verfälschen. Theoretische Betrachtungen für c mit anderen Annahmen (z. B. von Killworth, 1983; Cushman-Roisin, 1994) führen auch zu anderen Ergebnissen (hier nicht gezeigt). Deutlich werden soll bei dieser Betrachtung nur, daß die Selbstadvektion der Agulhasringe gegenüber der Drift durch Advektion mit der Hintergrundströmung nicht vernachlässigbar ist.

Eine wichtige Anmerkung über die driftenden Ringe muß noch gegeben werden: Auch wenn die Geschwindigkeiten, die mit einem Agulhasring verbunden sind, bis zum Boden reichen, bewegt sich nicht die gesamte Wassersäule mit dem Ring. Flierl (1981) gibt das „gefangene Volumen“ eines sich bewegenden Ringes über das Verhältnis der Geschwindigkeiten an. Dabei driften alle Partikel einer Tiefe mit dem Ring, wenn die maximale Radialgeschwindigkeit in der Tiefe die Translationsgeschwindigkeit des Ringes übersteigt. Im Fall des Ringes A, der sich mit 8 cm s^{-1} fortbewegt, beträgt diese Tiefe etwa 1200 m. Da die Bodenströmungen nur knapp über 6 cm s^{-1} reichen, bedeutet dieses auch, daß die Wasserteilchen in dieser Tiefe sich nicht mit dem Ring fortbewegen.

7.2 Ringbildung und -frequenz

Die Bildung der Agulhasringe im Modell läßt sich am besten anhand der Tiefenlage der 10°C Isotherme südlich von Kap Agulhas verfolgen (Abb. 7.4). Die Retroflexionsschleife, die sich nur über 2 - 3 Breitengrade erstreckt,

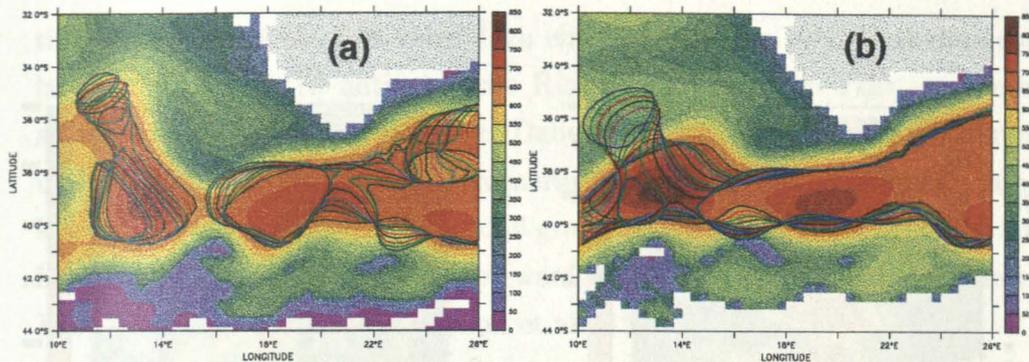


Abbildung 7.4: Tiefen der 10°C Isotherme in m für (a) 26. Dez. 33, (b) 10. Okt. 34. Überlagert sind jeweils die folgenden 700 m Isolinien im Abstand von 3 Tagen.

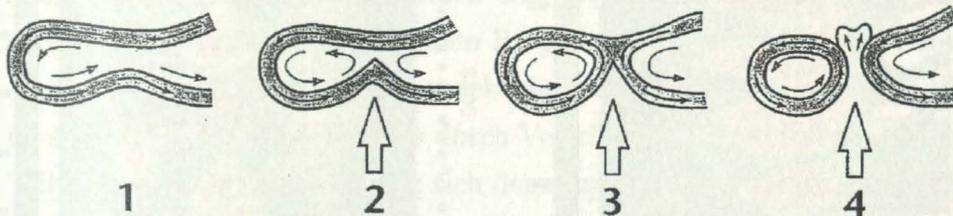


Abbildung 7.5: Konzeptuelles Bild der Ringabschnürung von Lutjeharms und van Ballegooyen (1988b) an der Agulhasretroflektion mit Initiierung (2), Bildung (3) und Separierung (4).

verengt sich dabei in einem Zeitraum von etwa einem Monat und schnürt schließlich Ringe ab. Diese teilen sich meist noch direkt in der Nähe der Retroflexion und driften weiter in den Südatlantik.

Das konzeptuelle Bild der Ringabschnürung im Modell stimmt gut mit den Ergebnissen von Lutjeharms und van Ballegooyen (1988b) überein (Abb. 7.5), auch das Vordringen des kalten subantarktischen Wassers im Stadium der Separation („4“ in Abb. 7.5) kann beobachtet werden. Dieses kalte Wasser trägt mit zum Wärmeverlust in das subantarktische Regime bei (s. Abb. 5.5). Die Zeitskala von 39 Tagen, die Lutjeharms und van Ballegooyen (1988b) angeben, ist dabei etwas länger als die im Modell.

Anhand zweier Schnitte kann die Anzahl der Ringbildungen im Modell quan-

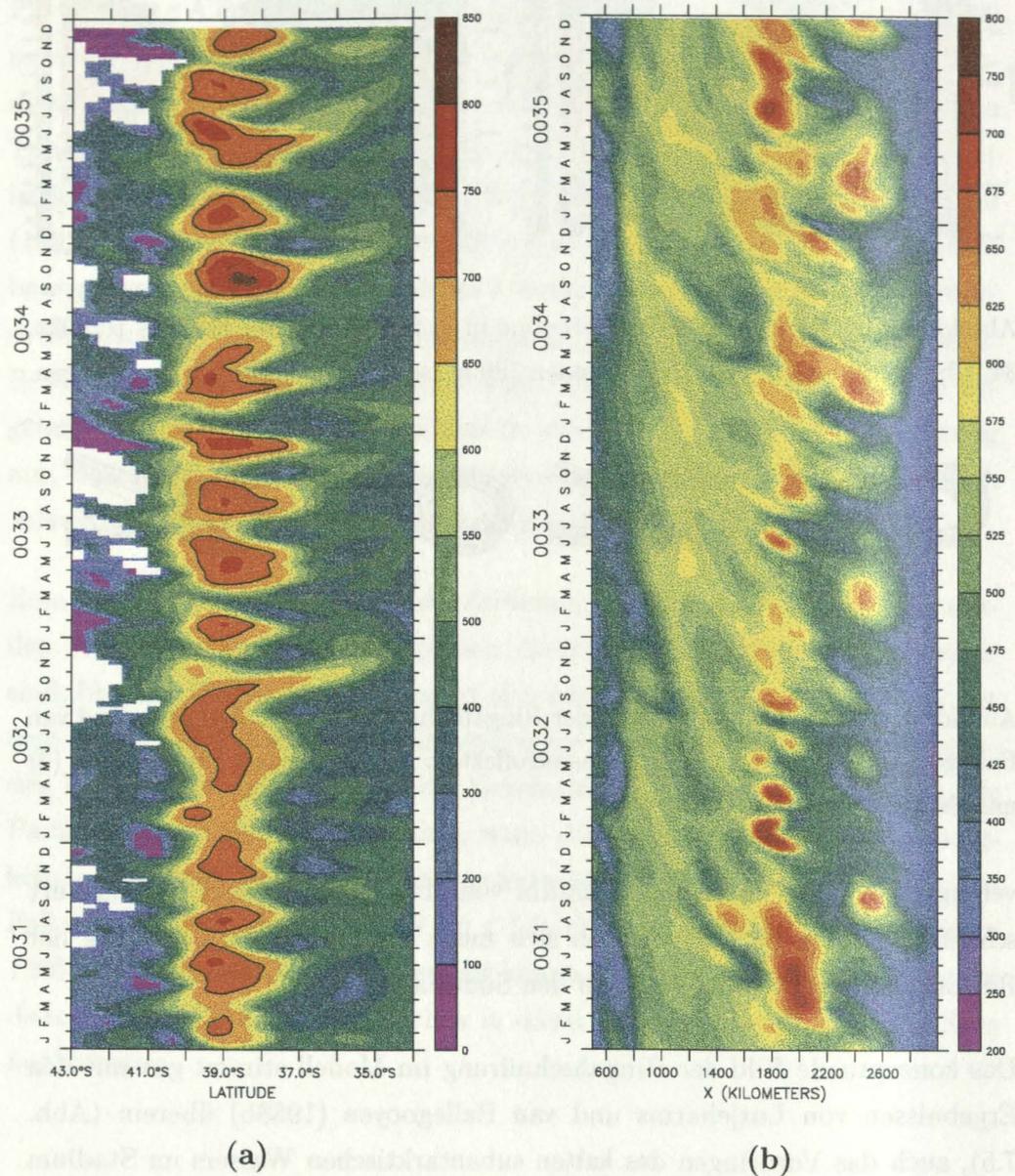


Abbildung 7.6: Tiefe der 10°C Isotherme in m der Modelljahre 31 - 35 für (a) 14°O (Bereich 500 - 850 m mit Konturintervall 50 m, sonst 100 m; überlagert ist die 700 m Linie) und (b) Teil des Schnittes WOCE A11 (Bereich 400 - 800 m mit Konturintervall 25 m, sonst 50 m).

tifiziert werden. Abb. 7.6a zeigt dazu eine Zeitserie der 10°C Isotherme entlang 14° O. Etwa 16 antizyklonale Ringe — 2 bis 4 pro Jahr — werden an der Retroflexionszone gebildet. Dabei ist zu erkennen, daß Ausdehnung und Stärke, gemessen an der Maximaltiefe der Isotherme, deutlich variieren können. Es kommt zum Teil vor, daß große Gebilde über einen Zeitraum von bis zu einem halben Jahr gebildet werden. Solche „Superringe“ sind durch Beobachtungen bestätigt (Shannon et al., 1990).

Das Gegenstück dazu, eine Zeitserie entlang des Schnittes WOCE A11 (zur Lage s. Abb. 7.1), verdeutlicht, daß die Wirbel auf dem Weg dorthin deutlichen Modifikationen unterworfen sind. Nicht nur die vertikalen und horizontalen Ausdehnungen umfassen eine größere Bandbreite als bei 14° O, auch die Anzahl der antizyklonalen Ringe hat sich mit mehr als 25 deutlich erhöht. Dieses Verhalten unterstreicht die starken Interaktionen aller Wirbel im südöstlichen Kapbecken, die durch Verschmelzungen und vor allem durch Teilungen geprägt sind. So läßt sich denn auch die Produktion von Agulhasringen nur bedingt erfolgreich in die Beobachtungen einordnen. Betrachtet man nur die Anzahl abgeschnürter Ringe bei 14° O, ist diese mit 2 - 4 gegenüber 4 - 6 pro Jahr (Gordon und Haxby, 1990; Feron und de Ruijter, 1992; Van Ballegooyen et al., 1994; Byrne et al., 1995; Duncombe Rae et al., 1996) zu gering. Fast alle Beobachtungsdaten — die meisten wurden dabei aus Altimetermessungen gewonnen — erfassen die Wirbelstrukturen jedoch deutlich westlich von der Retroflexionszone. Gerade dann haben die Ringe im Modell die ersten Teilungen hinter sich. Nimmt man somit die Anzahl der Ringe, die den Schnitt WOCE A11 überqueren, fällt diese mit etwa 5 pro Jahr schon wesentlich besser in den Bereich der Beobachtungen.

7.3 Driftbahnen der Agulhasringe im Südostatlantik

Bereits in Kap. 6 wurde im Vergleich mit den Satellitendaten deutlich, daß die Verteilung der Variabilität und somit der Wirbelstrukturen zwar um et-

wa 5° nach Westen verschoben, jedoch in der Struktur korrekt vom Modell reproduziert wird (Abb. 6.2 und 6.3). Diese Struktur in der kinetischen Wirbelenergie (Abb. 7.7a) besteht vor allem aus den beiden Maxima, das eine relativ zonal und das andere nordwestlich orientiert, die Vorzugsrouten der Agulhasringe kennzeichnen.

Die kinetische Wirbelenergie erreicht Werte bis zu $1000 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ vor allem nördlich der Agulhasretroflektion, dort wo die Agulhasringe gerade gebildet sind. Hohe Variabilität ist auch im Agulhasrückstrom zu erkennen, dort sind allerdings weniger Wirbel die Ursache, als vielmehr eine Mäandrierung des in den Indischen Ozean zurückfließenden Stromes selber. Gedämpft wird diese Variabilität erst bei Erreichen des Agulhasplateaus (24° O). Westlich des Nullmeridians ist der überwiegende Teil der Energie abgeklungen, nur ein diffuses Band deutet noch auf die Agulhasringe hin, die sich weiter im Subtropenwirbel ausbreiten. Einzelne Ringe lassen sich dabei durchaus bis zur Grenze der $1/3^\circ$ Region bei 20° W verfolgen.

Kinetische Wirbelenergie ist weiterhin bei etwa $45^\circ \text{ S}/15^\circ \text{ W}$ an der subtropischen Front zu erkennen, wo der Südatlantische Strom (Stramma, 1992) nach Überquerung des Mittelatlantischen Rückens zu mäandrieren beginnt und Wirbel nach Norden und Süden abschnürt. Schließlich existiert noch ein Bereich leicht erhöhter Energie westlich des afrikanischen Schelfs, der den Bereich der flachen Wirbel, die vereinzelt den Walfischrücken überqueren (Ringe G und H in Abb. 7.1), markiert.

Im Vergleich mit dem Exp. S1 (Hellerman und Rosenstein (1983) Windantrieb (HR), Abb. 7.7b) zeigt sich die Abhängigkeit der Ringpfade von der mittleren Zirkulation, hier ist deutlich eine Fokussierung des nördlicheren Ringpfades zwischen 28° und 32° S zu erkennen. Grund ist die mittlere Zirkulation im Subtropenwirbel, die durch das andere Windfeld nach Norden verschoben und leicht verstärkt ist. Vor allem zwischen 10° und 15° W und bei etwa 5° O wird diese Abhängigkeit deutlich, die 10 Sv Isolinie wird im Referenzexperiment nach Süden abgelenkt und mit ihr das relative Maximum der kinetischen Wirbelenergie. In Exp. S1 dagegen wird durchgehend eine nordwestliche Richtung eingehalten.

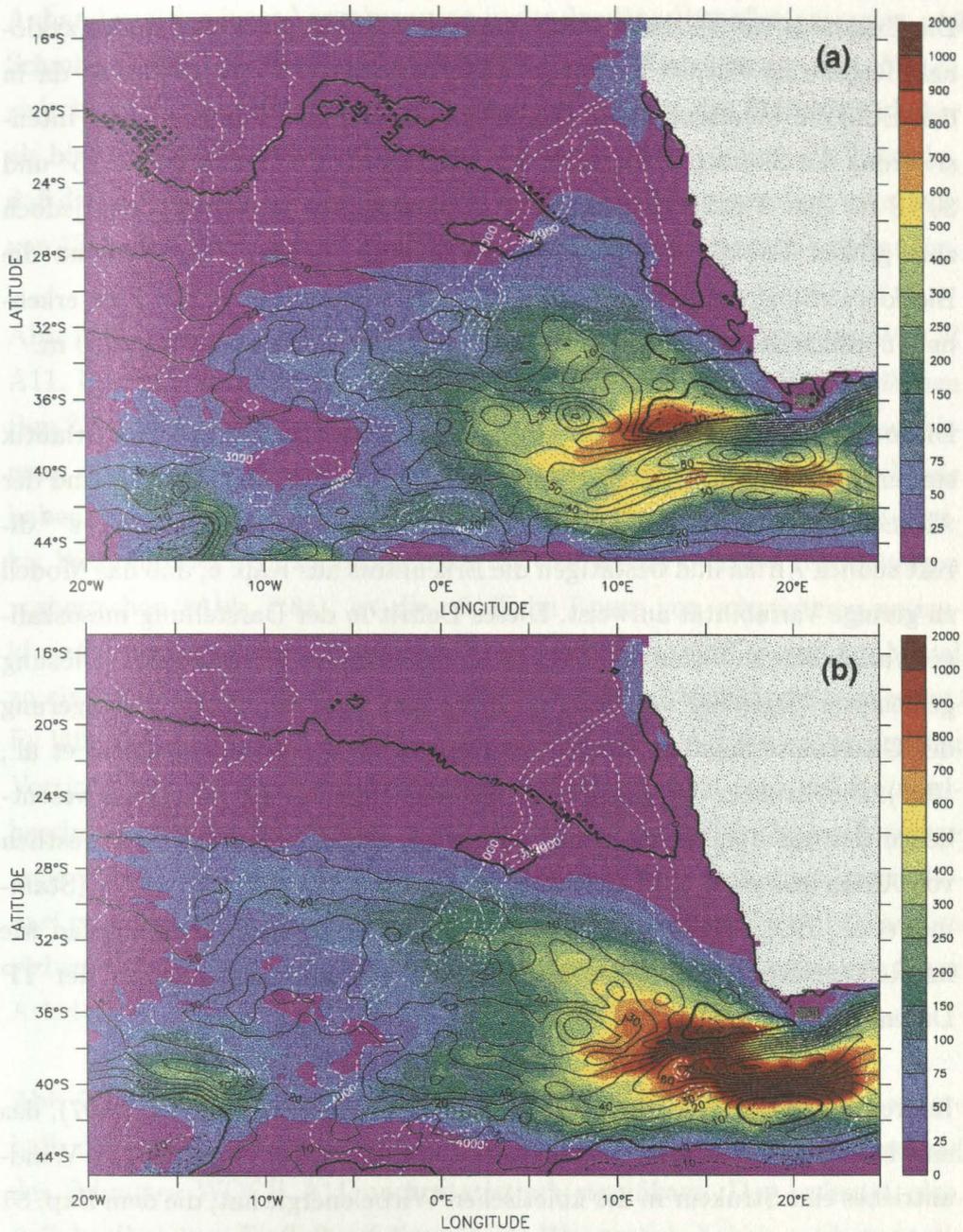


Abbildung 7.7: Kinetische Energiedichte der Wirbel, gemittelt über die letzten 5 Modelljahre, in 41 m Tiefe. Einheiten sind $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ (Zu beachten ist das Konturintervall von 25 zwischen 0 und 100, 50 zwischen 100 und 300, 100 zwischen 300 und 1000 und 1000 darüber). (a) Referenzexperiment, (b) Hellerman und Rosenstein (1983) Windantrieb (Exp. S1). Überlagert sind die Konturlinien der Stromfunktion in Sv (schwarz; diese sind mit (-1) multipliziert, um eine bessere Übersichtlichkeit zu gewährleisten, d. h. positive Werte bedeuten antizyklonale Drehrichtungen) und die Tiefenlinien 3000 m und 4000 m (weiß).

Die Exkursion von Wirbelstrukturen aus dem Subtropenwirbel in das zyklonale Regime im Norden ist nur im Referenzexperiment zu erkennen, da in den ECMWF Winddaten (im Gegensatz zu HR) eine jahreszeitliche Intensivierung der Südostpassate nahe der afrikanischen Küste zwischen 25° und 30° S für den Austausch sorgt. Der Walfischrücken verhindert hier jedoch zum großen Teil die weitere Ausbreitung nach Westen. Insgesamt ist die Blockierwirkung des Rückens auf die Agulhasringe bis etwa 33° S zu erkennen, nördlich davon beträgt die Wassertiefe zum Teil weniger als 2000 m.

Die meisten Beobachtungen zur kinetischen Energie im südöstlichen Atlantik stammen aus Satellitendaten. So ermitteln McClean et al. (1997) anhand der Altimeterdaten von TOPEX/POSEIDON (TP) Werte bis zu $2000 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ direkt südlich Afrika und bestätigen die Erkenntnis aus Kap. 6, daß das Modell zu geringe Variabilität aufweist. Dieses Defizit in der Darstellung mesoskaliger Variabilität ist vielen ozeanischen Modellen dieser horizontalen Auflösung gemeinsam (Stammer und Böning, 1996) und kann nur durch Verringerung der Gitterweite behoben werden (Beckmann et al., 1994b; McClean et al., 1997). Die Struktur der kinetischen Wirbelenergie aus TP gleicht im wesentlichen der aus dem Referenzlauf mit einem breiten Maximum südwestlich von Afrika und einer nordwestlichen Ausdehnung bis nach $25^\circ - 30^\circ$ S (Stammer et al., 1996; McClean et al., 1997). Dabei ist ein südlicher Ringpfad wie im Referenzexperiment (eventuell aufgrund der groben Auflösung der TP Daten) nicht zu erkennen.

Interessant ist die Tatsache, daß das POP-Modell (Maltrud et al., 1997), das eine horizontale Auflösung von $0.28 \cos \phi$ hat, im Fall des monatlichen Windantriebes eine Struktur in der kinetischen Wirbelenergie hat, die dem Exp. S1 gleicht, aber zu weit nach Norden reicht. Wird POP mit täglichen Winddaten betrieben, stellt sich dagegen die Struktur mit den zwei Maxima ein, die fast genau derjenigen im Referenzexperiment entspricht. Wendet man diese Erkenntnis im Umkehrschluß auf diese beiden Experimente an, würde dieses bedeuten, daß die ECMWF eine deutlich bessere kurzperiodische Variabilität als die HR Winddaten aufweisen.

Anhand verschiedener Verankerungen in der Agulhas-Retroflexionsregion erhält Schmitz (1996a) Vertikalprofile für die kinetische Wirbelenergie. Mit Werten zwischen 500 und 1400 $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ sind diese ebenfalls um den Faktor zwei höher als hier im Modell (hier nicht gezeigt). Entscheidend ist jedoch die Tatsache, daß die exponentielle Abnahme mit der Tiefe gut korrespondiert; unterhalb von 1000 m ist meist nur noch ein Sechstel der Oberflächenenergie vorhanden.

Abb. 7.8b zeigt die kinetische Wirbelenergie entlang des Schnittes WOCE A11. Die Aufteilung in den südlichen (km 1700 - 2000) und den nördlichen (km 2100 - 2800) Ringpfad ist gut zu erkennen, wobei die horizontale Ausdehnung durch die Projektion auf den Schnitt etwas verzerrt wird. Beide Pfade haben bezüglich der Vorzugsdrehrichtungen unterschiedliche Charakteristika: Während auf dem südlichen Pfad deutlich antizyklonale Drehrichtungen vorherrschen (Abb. 7.8a), ist die nördliche Route von schwächeren antizyklonalen und zyklonalen Drehrichtungen geprägt, so daß es dort im Mittel zu einer neutralen oder sogar negativen (zyklonalen) Vorticitybilanz kommt. Es läßt sich zeigen, daß die Maxima der zyklonalen und der antizyklonalen Vorticity hauptsächlich auf die zeitlichen Fluktuationen, (also auf die Agulhasringe) zurückzuführen sind. Zur Klärung, inwieweit sich die Agulhasringe anhand ihrer dynamischen Eigenschaften in die Pfade einordnen lassen, bedarf es jedoch einer grundlegenden Analyse der gesamten Vorticitybilanz im südwestlichen Atlantik — diese liegt nicht im Rahmen der Zielsetzung dieser Arbeit.

Abb 7.8b bestätigt noch einmal deutlich die Bodenströmungen, die unterhalb der Ringe gefunden wurden (s. o. in diesem Kap.), diese sind entlang des Schnittes WOCE A11 auch statistisch signifikant. Das bedeutet also, daß Agulhasringe Einfluß auf die gesamte Wassersäule haben, auch wenn die meiste Energie in den oberen 1000 m verteilt ist.

Die Untersuchung der Eindringtiefe der antizyklonalen und der zyklonalen Ringe in den Südatlantik, wird anhand einer Erhaltungsgröße vorgenommen, die Impulsgrößen mit den thermodynamischen Größen kombiniert — der

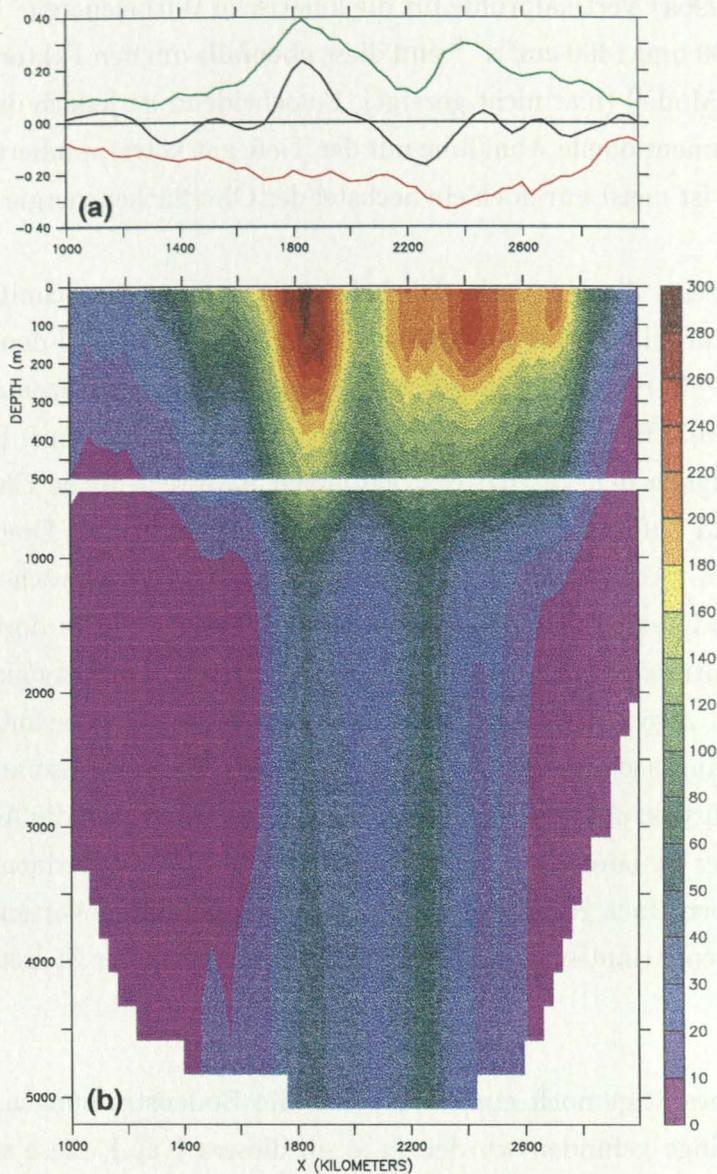


Abbildung 7.8: (a) Zeitliches Mittel der relativen Vorticity (schwarz) entlang des Schnittes WOCE A11 (Lage: siehe Abb. 7.1), gemittelt über die oberen 500 m, in s^{-1} . Mittel der positiven (antizyklonalen, grün) und der negativen (zyklonalen, rot) Vorticity. (b) Mittlere kinetische Wirbelenergie in $cm^2 s^{-2}$ (zu beachten ist das Konturintervall von 10 im Bereich 0 - 60 und 20 darüber).

potentiellen Vorticity. Nach Ertel (1942) ist diese wie folgt definiert (hier die Beschränkung auf die vertikalen Ableitungen):

$$\Pi = -(f + \zeta) \frac{\partial \sigma_\theta}{\partial z}, \quad (7.2)$$

mit $f = 2\Omega \sin \phi$ als planetarische Vorticity (Ω Winkelgeschwindigkeit der Erde, ϕ geographische Breite), $\zeta = v_x - u_y$ als relative Vorticity und σ_θ als Maß für die potentielle Dichte.

Nach der Theorie von Rhines und Young (1982) nimmt die Potentielle Vorticity Π auf Dichteflächen, die von der Oberfläche (und somit externem Antrieb oder Erwärmung) abgeschlossen sind, innerhalb geschlossener Konturen eine homogene Verteilung an. Während Rhines und Young (1982) jedoch laterale Diffusion als Ursache für die Homogenisierung ansehen, erklärt Cox (1985) diese in einem Vergleich zweier Modelle unterschiedlicher Horizontalauflösung mit Hilfe der Vermischung durch mesoskalige Wirbel. Letztere Prozesse finden dabei auf wesentlich kürzeren Zeitskalen statt und bewirken auch eine Homogenisierung außerhalb geschlossener geostrophischer Konturen.

Abb. 7.9a zeigt die Momentaufnahme von Π auf $\sigma_\theta = 26.8$ -Isofläche (entspricht weitgehend der vorher verwendeten 10°C -Isotherme). Zu erkennen ist, daß die antizyklonalen Ringe (A, B, E und F in Abb. 7.1) die niedrigen Werte von Π aus der Retroflexionsregion in den Südatlantik eintragen. Die zyklonalen Ringe hingegen sind als starke Maxima zu erkennen. Weiterhin finden sich hohe Werte in der Nähe der subtropischen Front sowie an der Nulllinie der Stromfunktion. Erste werden dabei durch ein saisonales Zutreten der Dichtefläche an die Oberfläche hervorgerufen (s. auch Holland et al., 1984). Das Band relativ hoher Werte an der Nulllinie der Stromfunktion entsteht durch Auftrieb entlang der Küste, was sich an der Grenzlinie zwischen subtropischem, antizyklonalen und tropischem, zyklonalen Regime fortführt.

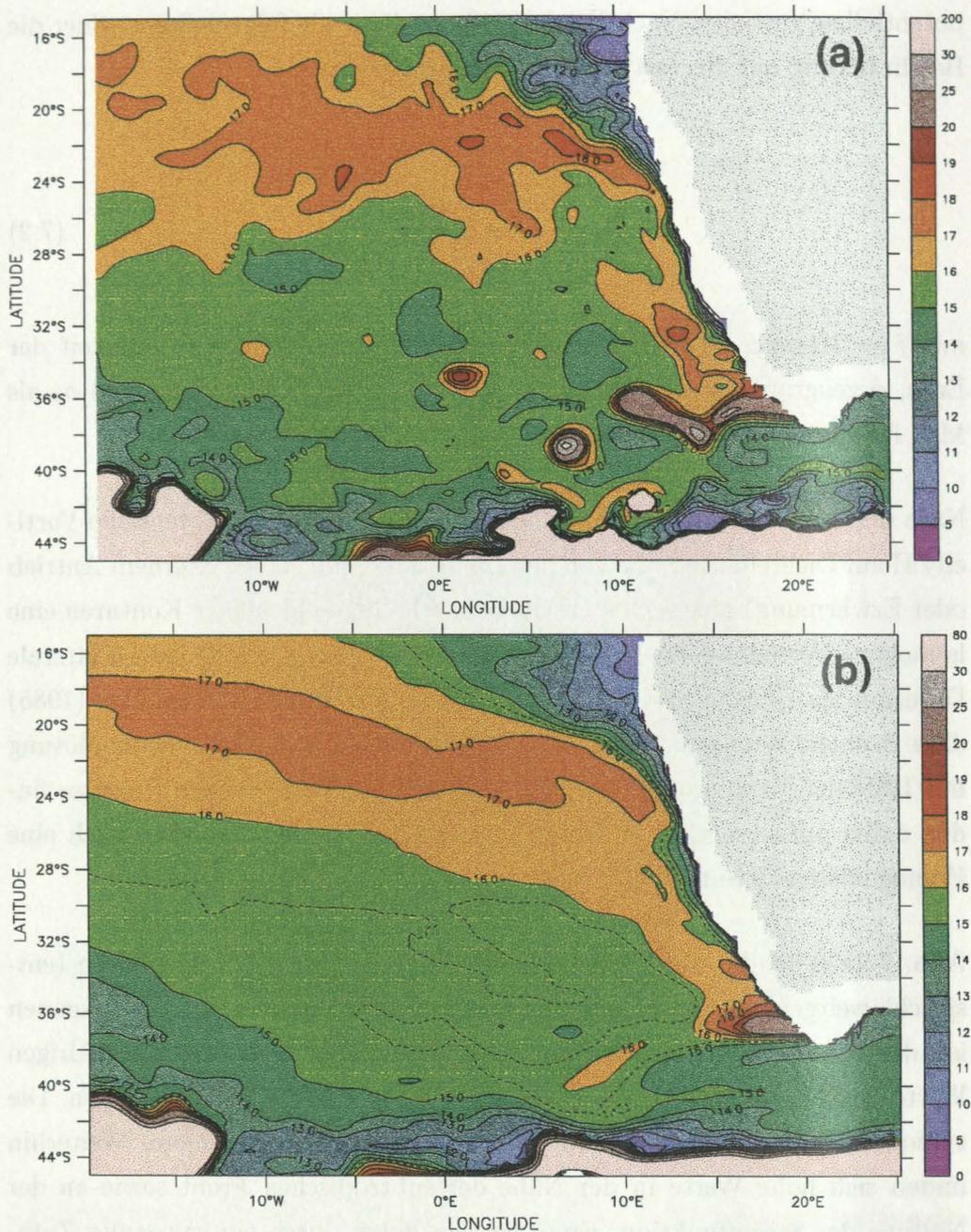


Abbildung 7.9: Potentielle Vorticity auf der Isofläche $\sigma_\theta = 26.8$, in $10^{-11} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$: (a) Momentaufnahme des Referenzexperimentes (gleicher Zeitpunkt wie in Abb. 7.1), (b) zeitliches Mittel des Referenzexperimentes (zu beachten sind die Konturintervalle mit einem Abstand von 5 in den Bereichen 0 - 10 und 20 - 30, sowie 1 zwischen 10 - 20; die 15.5-Isolinie ist in (b) ebenfalls dargestellt, Bereiche größer 30 sind rosa markiert; weiße Flächen entstehen durch das Schneiden der Isofläche mit der Topographie).

Im 5-Jahres-Mittel (Abb. 7.9b) ist der Einfluß des Agulhasregimes auf den Südatlantik klar zu sehen: im zentralen Subtropenwirbel nimmt Π Werte an, die leicht oberhalb derjenigen in der Retroflexionsregion liegen. Man kann sogar von einer Poolbildung ausgehen, wie sie im numerischen Modell von Holland et al. (1984) oder den Beobachtungen von McDowell et al. (1982) gefunden wurden. Eine ähnliche Struktur findet sich in Analysen der Potentiellen Vorticity für den Südatlantik von Keffer (1985). Dort tritt ebenfalls ein Eintrag potentieller Vorticity aus dem Agulhasregime auf (Keffer, 1985, Abb. 10), das Maximum entlang der Grenze zwischen dem subtropischen und dem tropischen Regime ist hingegen dort nicht zu erkennen.

Wichtiger für die Bewegung der Agulhasringe ist jedoch die Tatsache, daß der Einfluß der zyklonalen Ringe nicht weit in den Südatlantik reicht. Die Zunge relativ hoher Werte von Π ist angedeutet und kann nur noch durch Hinzunahme der 15.5-Isolinie weiter verfolgt werden. Dieses bekräftigt die Beobachtung, daß die zyklonalen Ringe im Modell kaum östlich von 5° W gefunden werden und somit nur lokal von Bedeutung sind.

Modell

Das verwendete numerische Modell wurde nach dem gegenwärtigen Stand der Technik ausgewählt und basiert auf einem Grundmodell, das schon in vielen Studien erfolgreich verwendet wurde. Bei der Auswahl der zu modellierenden Region und der Gitterauflegung wurde dabei nicht nur auf die herauszufindenden Prozesse, sondern auch auf die numerische Handhabbarkeit

Kapitel 8

Zusammenfassung und Diskussion

Die Arbeiten zur Zirkulation und Dynamik in der Agulhasregion haben gezeigt, daß es möglich ist, mit Hilfe eines numerischen Modells die grundsätzlichen Eigenschaften des Gebietes um Südafrika zu simulieren. Dabei läßt sich die allgemeine Zirkulation im südwestlichen Indischen Ozean in einem Modell mit $1/3^\circ$ Auflösung ebenso darstellen mesoskalige Prozesse, zum Beispiel Agulhasringe oder die Wirbel in den Quellregionen des Agulhasstromes. Im folgenden werden die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefaßt und zueinander in Relation gesetzt.

Modell

Das verwendete numerische Modell wurde nach dem gegenwärtigen Stand der Technik aufgesetzt und basiert auf einem Grundmodell, das schon in vielen Studien erfolgreich verwendet wurde. Bei der Auswahl der zu modellierenden Region und der Gitterauflösung wurde dabei nicht nur auf die darzustellenden Prozesse, sondern auch auf die numerische Handhabbarkeit

und Kosten geachtet. Entstanden ist ein Modell, das zwar den Südatlantik und den südlichen Indischen Ozean umfaßt, aufgrund seiner Beschränkung des wirbelauflösenden Gitters auf die Agulhasregion jedoch einen regionalen Charakter besitzt. Die Auswahl der offenen Randbedingungen, die das Modell an den Weltozean ankoppeln, ist daher von relativ großer Bedeutung. Es zeigte sich, daß die Auswahl der Randdaten Probleme mit sich bringen kann, da gerade bei dieser Vielzahl von offenen Rändern grundlegende Eigenschaften, wie zum Beispiel die Stärke des das Modellgebiet durchquerenden Antarktischen Zirkumpolarstromes, vorgegeben werden. Da der Einfluß der offenen Ränder auf die Gesamtlösung nicht zu vermeiden ist, ist eine Reihe von Sensitivitätsexperimenten erforderlich, um die relativen Auswirkungen abschätzen zu können.

Bei der Auswahl der Oberflächenrandbedingungen wurde soweit wie möglich auf einen einheitlichen Datensatz zurückgegriffen, der sowohl den thermischen Antrieb als auch die Winddaten liefert; Inkonsistenzen konnten in diesem Zusammenhang daher nicht beobachtet werden. Zur Berechnung der Salztransporte ist es jedoch erforderlich, auch die korrekten Frischwasserflüsse an der Oberfläche in das System zu geben. Dieses ist jedoch aufgrund der mit der „Rigid Lid“ Approximation verbundenen Divergenzfreiheit nicht ohne weiteres möglich.

Zirkulation und Quellregionen

Die mittlere Zirkulation ist im Modell gut dargestellt, die östlichen Elemente des Subtropenwirbel im Indischen Ozean wie Agulhasstrom und Agulhasrückstrom stimmen bezüglich des hydrographischen Aufbaus, der Geschwindigkeiten und der Transporte gut mit Ergebnissen aus Beobachtungen überein. Der direkte Vergleich mit Einzelmessungen ist zwar aufgrund des klimatologischen Antriebs des Modells schwierig, kann jedoch in gewissen Grenzen durchaus vollzogen werden. Der erst vor kurzem beobachtete Unterstrom bei Durban konnte im Modell nur ansatzweise festgestellt werden.

Für den Agulhasstrom zeigte sich, daß der in der Literatur kontrovers diskutierte Jahresgang im Modell vorhanden ist und zum großen Teil durch die Winddaten erklärt werden kann. Dieser Jahresgang maskiert sich jedoch unter der starken Variabilität des Systems, die Oberflächengeschwindigkeiten und Transporte starken Schwankungen unterwirft. Ein Teil dieser saisonalen und auch kurzperiodischen Signale hat seinen Ursprung in den Quellregionen des Agulhasstromes, die ein Schwerpunkt dieser Arbeit waren.

Eine Analyse der mittleren Zirkulation ergab, daß der Transport durch den Moçambiquekanal im Mittel 15% beträgt, durch die Variabilität des Windfeldes aber saisonalen Schwankungen unterliegt. So gibt es Monate, in denen der Zustrom in den Agulhasstrom durch nordwärtigen Transport zum Erliegen kommt. In anderen Monaten beträgt er fast ein Drittel. Vor allem die im Moçambiquekanal gebildeten antizyklonalen Wirbel beeinflussen den Agulhasstrom und triggern den interozeanischen Transport südlich vom Kap Agulhas.

Die stark antizyklonale Struktur der Wirbel in den Quellregionen erzeugt ein deutliches Oberflächensignal, welches das in der Retroflexionsregion noch übersteigt. Anhand hochauflösender und präziser Satellitendaten war es daher auch möglich, die Existenz dieser zu verifizieren, wobei die Übereinstimmung im Moçambiquekanal sehr gut ist. Zahlreiche Hinweise finden sich zusätzlich in den wenigen hydrographischen Messungen der entsprechenden Regionen. Leider sieht es so aus, als ob die Auflösung des Gitters und der Topographie südlich von 30° S nicht mehr ausreicht, um die Bewegungen dieser Wirbel zu erfassen, sodaß der direkte Einfluß auf die Bildung von Agulhasringen nicht untersucht werden konnte. Auch das Zusammenspiel mit den Natalpulsen, die in der 1/3° Auflösung nicht vorhanden sein können, bleibt spekulativ. Die Suche nach einem geeigneten Mechanismus für die Loslösung eines solchen Mäanders aus der Natalbucht deutet jedoch darauf hin, daß die Wirbel aus den Quellregionen den entsprechenden Mechanismus für die benötigte barotrope Instabilität liefern könnten.

Interozeanischer Transport

Der mittlere Wärmetransport entsteht aus der direkten Verbindung der Subtropenwirbel des Indischen Ozeans und des Südatlantiks. Er ist durch die Konditionierung dieses Modells in seiner absoluten Größenordnung nicht eindeutig zu bestimmen, da die Randbedingungen und die grobe Auflösung in den jeweils anderen Hälften der Subtropenwirbel die Werte dominieren. Die starke Variabilität ist jedoch ein wichtiges Ergebnis und soll verdeutlichen, wie unsicher es ist, aus einzelnen hydrographischen Messungen den Wärmeintrag in den Atlantik zu bestimmen und somit die Existenz einer Warmwasserroute für den Ersatz von nordatlantischem Tiefenwasser zu bewerten.

Auch wenn die Wirbel der Quellregionen nicht vollständig bis zur Südspitze von Afrika verfolgt werden können, bewirken sie trotzdem — allein durch die Verstärkung des Agulhasstromes — starke Variationen im interozeanischen Wärmetransport. Gelangt ein Wirbel aufgrund seines größeren Durchmessers tatsächlich bis zum Kap Agulhas, entstehen im Modell sogar Änderungen von bis zu einem PW.

Entscheidend beim interozeanischen Austausch ist auch die Tatsache, daß große Mengen von Wärme an das subpolare Regime im südlichen Ozean und an die Atmosphäre abgegeben werden. Der Nettoexport der Agulhasregion in den subtropischen und tropischen Atlantik relativiert sich somit schnell auf die Hälfte.

Im Gegensatz zum Transport von Wärme scheint der direkte interozeanische Salztransport vernachlässigbar zu sein. Sowohl das Oberflächensignal als auch das Antarktische Zwischenwasser werden zum größten Teil wieder vom Agulhasrückstrom in den Indischen Ozean zurückgeführt.

Agulhasringe

Für das Kapbecken südwestlich von Afrika wurde gezeigt, daß das Modell Agulhasringe alle durch Beobachtungen beschriebenen Strukturen und Bewegungsformen erzeugen kann. Diese Tatsache ist besonders erwähnenswert,

da der Antrieb rein klimatologisch vorgegeben wird und es keine tägliche Variationen im Windfeld gibt. Die mittleren Skalen liegen dabei eng an den Beobachtungen, bezüglich der Geschwindigkeiten eher am unteren Ende.

Wichtiges Merkmal der Agulhasringe im Modell ist die Existenz einer Unterströmung, die entgegengesetzt zur Drehbewegung an der Oberfläche rotiert. Diese ist zwar aus Beobachtungen als grundlegende Eigenschaft von Golfstromringen akzeptiert, für Agulhasringe sind die Unterströmungen jedoch bisher aufgrund der wenigen Geschwindigkeitsmessungen in der Tiefe nicht beschrieben. Erklären lassen sich die Unterströmungen mit Hilfe der Theorie eines wandernden Modons. Die berechnete Translationsgeschwindigkeit liegt jedoch unterhalb der hier bestimmten Werte und verdeutlicht zusammen mit dem Vergleich des Volumentransportes die starke advektive Komponente bei der Bewegung der Agulhasringe.

Agulhasringe werden im Modell bezüglich des Bildungsmechanismus und der -frequenz realistisch modelliert. Gerade in der direkten Nähe der Erzeugungsregion, der Agulhasretroflektion, vollziehen sich starke Interaktionen, die vor allem Teilungen von Ringen bewirken — dieses ist der Hauptgrund für das Vorkommen der verschiedenen Formen und Größenordnungen. Die Hauptpfade der Agulhasringe verlaufen zum einen zonal, zum anderen nordwestlich. Während die zyklonalen Ringe nicht weit in den Atlantik eindringen, driften die antizyklonalen Agulhasringe bis zur Grenze der $1/3^\circ$ Region und bilden ein wichtiges Element der subtropischen Zirkulation.

Ausblick

Die grundsätzlichen Limitierungen des Modells ergeben sich aus der Auflösung sowie den offenen Randbedingungen. Sie machen es schwer, die integralen Eigenschaften, wie zum Beispiel Wärmetransport, in seiner absoluten Größenordnung zu bestimmen. Eine Abhilfe würde hier eine Erhöhung der Auflösung auf $1/3^\circ$ im gesamten Modellgebiet bringen, da dann auch die Transporte des

Brasilstromes oder des Leeuwinstromes (entlang der Westküste Australiens) besser modelliert werden könnten. Eine zusätzliche Reihe von Sensitivitätsexperimenten bezüglich der offenen Ränder, etwa mit Randdaten aus anderen globalen Modellen, wäre dabei ebenfalls hilfreich in der Bewertung.

Bezüglich Wirbel in den Quellregionen des Agulhasstromes wäre es dagegen förderlich, die Agulhasregion horizontal höher aufzulösen. Nur so wäre es möglich, den direkten Einfluß dieser Wirbel auf die Agulhasringe zu untersuchen. Weiterhin würde man in der Lage sein, die Natalpulse zu simulieren, und durch das Zusammenspiel mit den Wirbeln und Ringen mehr zur Variabilität des interozeanischen Austausches zu erfahren. Denkbar hierzu wäre auch eine Modellversion, die nur die direkte Region um Südafrika deutlich höher auflöst und die benötigten Randbedingungen aus dem hier beschriebenen Modell erhält. Zur weiteren Untersuchung der Variabilität wäre es schließlich sinnvoll, das Modell auch mit täglichen Winddaten zu betreiben.

Anhang A

Gleichungssystem

Die folgende Gleichungssystem ist dem technischen Manual von MOM2 (Pacanowski, 1996) entnommen und entsprechend den für dieses Modell gewählten Optionen (horizontal biharmonische, vertikal konstante Laplace-Reibung bzw. Diffusion) angepaßt.

$$u_t + \mathcal{L}(u) - \frac{uv \tan \phi}{a} - fv = -\frac{1}{\rho_0 a \cdot \cos \phi} p_\lambda + \kappa_m u_{zz} + F^u \quad (\text{A.1})$$

$$v_t + \mathcal{L}(v) + \frac{u^2 \tan \phi}{a} + fu = -\frac{1}{\rho_0 a} p_\phi + \kappa_m v_{zz} + F^v \quad (\text{A.2})$$

$$T_t + \mathcal{L}(T) = \kappa_h T_{zz} + \nabla^2 \cdot (A_h \nabla^2 T) \quad (\text{A.3})$$

$$S_t + \mathcal{L}(S) = \kappa_h S_{zz} + \nabla^2 \cdot (A_h \nabla^2 S) \quad (\text{A.4})$$

$$w_z = -\frac{1}{a \cdot \cos \phi} \cdot (u_\lambda + (\cos \phi \cdot v)_\phi) \quad (\text{A.5})$$

$$p_z = -\rho \cdot g \quad (\text{A.6})$$

$$\rho = \rho(T, S, p) \quad (\text{A.7})$$

Dabei sind:

$$F^u = \nabla^2 \cdot (A_m \nabla^2 u) + A_m \frac{1 - \tan^2 \phi}{a^2} \cdot \nabla^2 u - A_m \frac{2 \sin \phi}{a^2 \cos^2 \phi} \cdot (\nabla^2 v)_\lambda \quad (\text{A.8})$$

$$F^v = \nabla^2 \cdot (A_m \nabla^2 v) + A_m \frac{1 - \tan^2 \phi}{a^2} \cdot \nabla^2 v + A_m \frac{2 \sin \phi}{a^2 \cos^2 \phi} \cdot (\nabla^2 u)_\lambda \quad (\text{A.9})$$

$$\mathcal{L}(\alpha) = \frac{1}{a \cdot \cos \phi} \cdot (u \cdot \alpha)_\lambda + \frac{1}{a \cdot \cos \phi} \cdot (\cos \phi \cdot v \cdot \alpha)_\phi + (w \cdot \alpha)_z \quad (\text{A.10})$$

$$\nabla^2 \alpha = \frac{1}{a^2 \cos^2 \phi} \alpha_{\lambda\lambda} + \frac{1}{a^2 \cos \phi} (\cos \phi \cdot \alpha_\phi)_\phi \quad (\text{A.11})$$

$$f = 2\Omega \sin \phi \quad (\text{A.12})$$

Dabei sind T die potentielle Temperatur, S der Salzgehalt, (u, v, w) die Geschwindigkeitskomponenten, p der Druck, ρ die potentielle Dichte, g die Schwerebeschleunigung, a der Erdradius, κ_m die vertikale Wirbelviskosität, κ_h die vertikale Wirbeldiffusion, A_m die horizontale Wirbelviskosität, A_m die horizontale Wirbeldiffusion und Ω die Erdrotation.

Die horizontalen Geschwindigkeitskomponenten werden in einen tiefenunabhängigen und einen tiefenabhängigen Anteil aufgespalten: $(u, v) = (\bar{u}, \bar{v}) + (u', v')$. Erster beschreibt dabei die barotropen Stromkomponenten, der zweite die baroklinen. Aufgrund der „Rigid-Lid“ Approximation ist der barotrope Anteil divergenzfrei und erlaubt es, eine Stromfunktion ψ einzuführen. Hierbei gelten die folgenden Relationen:

$$\bar{u} = -\frac{1}{Ha} \psi_\phi \quad (\text{A.13})$$

$$\bar{v} = \frac{1}{Ha \cdot \cos \phi} \psi_\lambda \quad (\text{A.14})$$

H ist dabei die Wassertiefe.

Literaturverzeichnis

- Barnier, B., L. Siefridt, und P. Marchesiello, 1995: Thermal forcing for a global ocean circulation model from a three-year climatology of ECMWF analyses, *J. Mar. Systems*, **6**, 363 – 380.
- Barnier, B., L. Siefridt, und E. Blayo, 1994: ECMWF surface fields: A climatology of the wind stress over the North Atlantic for years 1986 to 1988, DYNAMO Technical Note.
- Beal, L., und H. Bryden, 1996: The water masses, velocity structure and volume transport of the Agulhas Current at 31° S, *International WOCE Newsletter*, **22**, 20 – 27.
- Beal, L. M., und H. L. Bryden, 1997: Observations of an Agulhas undercurrent, *Deep-Sea Res.*, **44**, 1715 – 1724.
- Beckmann, A., C. W. Böning, B. Brügge, und D. Stammer, 1994a: On the generation and role of eddy variability in the central North Atlantic Ocean, *J. Geophys. Res.*, **99**, 20381 – 20391.
- Beckmann, A., C. W. Böning, C. Köberle, und J. Willebrand, 1994b: Effects of increased horizontal resolution in a simulation of the North Atlantic Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, **24**, 326 – 344.
- Beismann, J.-O., 1996: *Numerische Untersuchungen zum Einfluß untermeerischer Rücken auf die Translation und Stabilität von Agulhas-Ringen*, Diplomarbeit, Institut für Meereskunde, Kiel.

- Böbel, O., C. Duncombe Rae, S. Garzoli, J. Lutjeharms, P. Richardson, T. Rossby, C. Schmid, and W. Zenk, 1998: Float experiments studies in interocean exchanges at the tip of Africa, *EOS, Transac. Amer. Geophys. Union*, **79**, 1 – 8.
- Böning, C. W., and R. G. Budich, 1992: Eddy dynamics in a primitive equation model: Sensitivity to horizontal resolution and friction, *J. Phys. Oceanogr.*, **22**, 361 – 381.
- Böning, C. W., and P. Herrmann, 1994: Annual cycle of poleward heat transport in the ocean: Results from high-resolution modeling of the North and Equatorial Atlantic, *J. Phys. Oceanogr.*, **24**, 91 – 107.
- Boudra, D. B., and E. P. Chassignet, 1988: Dynamics of Agulhas retroreflection and ring formation in a numerical model. Part I: The vorticity balance, *J. Phys. Oceanogr.*, **18**, 280 – 303.
- Boudra, D. B., and W. P. M. de Ruijter, 1986: The wind-driven circulation of the South Atlantic - Indian Ocean – II. Experiments using a multi-layer numerical model, *Deep-Sea Res.*, **33**, 447 – 482.
- Bowman, M. J., 1985: On the β -induced coastal trapping of a baroclinic eddy, *J. Phys. Oceanogr.*, **15**, 817 – 822.
- Bretherton, F., R. Davies, and C. Fandry, 1976: A technique for objective analysis and design of oceanographic experiments applied to MODE-73, *Deep-Sea Res.*, **23**.
- Broecker, W. S., 1991: The great ocean conveyor, *Oceanography*, **4**, 79 – 89.
- Bryan, K., 1969: A numerical method for the study of the circulation of the world ocean, *J. Comput. Phys.*, **4**, 347 – 376.
- Byrne, D. A., A. L. Gordon, and W. F. Haxby, 1995: Agulhas eddies: A synoptic view using Geosat ERM data, *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 902 – 917.

- Chassignet, E. P., und D. B. Boudra, 1987: Dynamics of Agulhas retroflection and ring formation in a quasi-isopycnic coordinate numerical model, *Three-dimensional Models of Marine and Estuarine Dynamics*, J. C. J. Nihoul, und B. M. Jamart, Hg., S. 169 – 194, Elsevier.
- Chelton, D. B., R. A. DeSzoeke, M. G. Schlax, K. E. Naggar, und N. Siwertz, 1998: Geographical variability of the first baroclinic Rossby radius of deformation, *J. Phys. Oceanogr.*, **28**, 433 – 460.
- Cox, M. D., 1985: An eddy resolving numerical model of the ventilated thermocline, *J. Phys. Oceanogr.*, **15**, 1312 – 1324.
- Cushman-Roisin, B., 1994: *Introduction to Geophysical Fluid Dynamics*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey.
- De Ruijter, W. P. M., 1982: Asymptotic analysis of the Agulhas and Brasil Current systems, *J. Phys. Oceanogr.*, **12**, 361 – 373.
- De Ruijter, W. P. M., P. J. van Leeuwen, und J. R. E. Lutjeharms, 1997: Triggering mechanisms for natal pulses: solitary meanders in the Agulhas Current, *J. Phys. Oceanogr.*, **submitted**.
- Dewar, W. K., und C. Gailliard, 1994: The dynamics of barotropically dominated rings, *J. Phys. Oceanogr.*, **24**, 5 – 29.
- Dietrich, G., 1935: *Aufbau und Dynamik des südlichen Agulhasstromgebietes*, Dissertation, Veröffentlichungen des Inst. f. Meereskunde a. d. Universität Berlin Nr. 27.
- Donguy, J.-R., und B. Piton, 1991: The Mozambique channel revisited, *Oceanolog. Ac.*, **14**, 549 – 558.
- Döscher, R., und R. Redler, 1997: The relative influence of North Atlantic Overflow and Subpolar deep convection on the thermohaline circulation in an OGCM, *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 1894 – 1902.
- Duncombe Rae, C. M., 1991: Agulhas retroflection rings in the South Atlantic Ocean: An overview, *S. Afr. J. Mar. Sci.*, **11**, 327 – 344.

- Duncombe Rae, C. M., S. L. Garzoli, und A. L. Gordon, 1996: The eddy field of the southeast Atlantic Ocean: A statistical census from the Benguela Sources and Transports Project, *J. Geophys. Res.*, **101**, 11949 – 11964.
- DYNAMO Group, 1997: DYNAMO, Dynamics of North Atlantic Models: Simulation and assimilation with high resolution models, Berichte aus dem Institut für Meereskunde Kiel Nr. 294.
- Ertel, H., 1942: Ein neuer hydrodynamischer Wirbelsatz, *Meteor. Z.*, **59**, 277 – 281.
- Feron, R. C. V., und W. P. M. de Ruijter, 1992: Ring shedding in the Agulhas Current system, *J. Geophys. Res.*, **97**, 9467 – 9477.
- Ffield, A., J. Toole, und D. Wilson, 1997: Seasonal circulation in the South Indian Ocean, *Geophys. Res. Letters*, **24**, 2773 – 2776.
- Findlay, A. G., 1866: *A directory for the navigation of the Indian Ocean*, Richard Holmes Laurie, London.
- Fine, R. A., 1993: Circulation of Antarctic Intermediate Water in the South Indian Ocean, *Deep-Sea Res.*, **40**, 2021 – 2042.
- Flierl, G. R., 1981: Particle motions in large-amplitude wave fields, *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics*, **18**, 39 – 74.
- Flierl, G. R., 1984: Model of the structure and motion of a warm-core ring, *Aust. J. Mar. Freshw. Res.*, **35**, 9 – 23.
- Flierl, G. R., 1987: Isolated eddy models in geophysics, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **19**, 493 – 530.
- FRAM Group, 1991: An eddy-resolving model of the southern ocean, *EOS, Transac. Amer. Geophys. Union*, **72**, 169 – 172.
- Fu, L.-L., 1981: The general circulation and meridional heat transport of the subtropical South Atlantic determined by inverse methods, *J. Phys. Oceanogr.*, **11**, 1171 – 1193.

- Goni, G. J., S. L. Garzoli, A. J. Roubicek, D. B. Olson, and O. B. Brown, 1997: Agulhas ring dynamics from TOPEX/POSEIDON satellite altimeter data, *J. Mar. Res.*, **55**, 861 – 883.
- Gordon, A. L., 1985: Indian-Atlantic transfer of thermocline water at the Agulhas retroflection, *Science*, **227**, 1030 – 1033.
- Gordon, A. L., and W. F. Haxby, 1990: Agulhas Eddies invade the South Atlantic: Evidence from Geosat altimeter and shipboard conductivity-temperature-depth survey, *J. Geophys. Res.*, **95**, 3117 – 3125.
- Gordon, A. L., J. R. E. Lutjeharms, and M. L. Gründlingh, 1987: Stratification and circulation at the Agulhas retroflection, *Deep-Sea Res.*, **34**, 565 – 599.
- Gordon, A. L., S. Ma, D. B. Olson, P. Hacker, A. Field, L. D. Talley, D. Wilson, and M. Baringer, 1997: Advection and diffusion of Indonesian through-flow water within the Indian Ocean South Equatorial Current, *Geophys. Res. Letters*, **24**, 2573 – 2576.
- Gordon, A. L., R. F. Weiss, W. M. Smethie, and M. J. Warner, 1992: Thermocline and intermediate water communication between the South Atlantic and Indian Oceans, *J. Geophys. Res.*, **97**, 7223 – 7240.
- Grose, T. J., J. A. Johnson, and G. R. Bigg, 1995: A comparison between the FRAM results and observations in the Drake Passage, *Deep-Sea Res.*, **42**, 365 – 388.
- Gründlingh, M. L., 1980: On the volume transport of the Agulhas Current, *Deep-Sea Res.*, **27**, 557 – 563.
- Gründlingh, M. L., 1983: On the course of the Agulhas Current, *S. Afr. Geogr. J.*, **65**, 49 – 57.
- Gründlingh, M. L., and A. F. Pearce, 1984: Large vortices in the northern Agulhas Current, *Deep-Sea Res.*, **31**, 1149 – 1156.

- Han, Y.-J., 1984: A numerical world ocean general circulation model. Part II.: A baroclinic experiment, *Dyn. Atmos. Oceans*, **8**, 141 – 172.
- Haney, R. L., 1971: Surface thermal boundary condition for ocean circulation models, *J. Phys. Oceanogr.*, **1**, 241 – 248.
- Hankin, S., und M. Denham, 1996: *FERRET Users Guide, Version 4.4*, NOAA/PMEL/TMAP.
- Harris, T. F. W., 1972: Sources of the Agulhas Current in the spring of 1964, *Deep-Sea Res.*, **19**, 633 – 650.
- Hastenrath, S., und P. J. Lamb, 1979: *Climate Atlas of the Indian Ocean, Part I: Surface Climate and Atmospheric Circulation*, The University of Wisconsin Press.
- Hellerman, S., und M. Rosenstein, 1983: Normal monthly wind stress over the world ocean with error estimates, *J. Phys. Oceanogr.*, **13**, 1093 – 1104.
- Holfort, J., 1994: *Großräumige Zirkulation und meridionale Wärmetransporte im Südatlantik*, Dissertation, Berichte aus dem Institut für Meereskunde Nr. 260, Kiel.
- Holland, W. R., T. Keffer, und P. B. Rhines, 1984: Dynamics of the oceanic general circulation: the potential vorticity field, *Nature*, **308**, 698 – 705.
- Jacobs, S. S., und D. T. Georgi, 1977: Observations on the southwest Indian/Arctic Ocean, *Deep-Sea Res.*, **24**, 43 – 84.
- Joyce, T. M., 1984: Velocity and hydrographic structure of a Gulf Stream warm-core ring, *J. Phys. Oceanogr.*, **14**, 936 – 947.
- Kamenkovich, V. M., Y. P. Leonov, D. A. Nechaev, D. A. Byrne, und A. L. Gordon, 1996: On the influence of bottom topography on the Agulhas eddy, *J. Phys. Oceanogr.*, **26**, 892 – 912.
- Keffer, T., 1985: The ventilation of the world's oceans: Maps of potential vorticity field, *J. Phys. Oceanogr.*, **15**, 509 – 523.

- Killworth, P. D., 1983: On the motion of isolated lenses on a beta-plane, *J. Phys. Oceanogr.*, **13**, 368 – 376.
- Killworth, P. D., 1987: Topographic instabilities in level model OGCMs, unpublished manuscript.
- Kindle, J. C., und J. D. Thompson, 1989: The 26- and 50-day oscillations in the western Indian Ocean: Model results, *J. Geophys. Res.*, **94**, 4721 – 4736.
- Kraus, E. B., und J. S. Turner, 1967: A one-dimensional model of the seasonal thermocline I. A laboratory experiment and its interpretation, *Tellus*, **19**, 88 – 97.
- Krauß, W., 1973: *Dynamics of the Homogeneous and the Quasihomogeneous Ocean*, Methods and Results of Theoretical Oceanography I, Gebr. Bornträger, Berlin, Stuttgart.
- Le Traon, P. Y., P. Gaspar, F. Bouyssel, und H. Makhmara, 1995: Using TOPEX/POSEIDON data to enhance ERS-1 orbit, *J. Atm. Ocean. Tech.*, **12**, 161 – 170.
- Le Traon, P. Y., und F. Ogor, 1999: ERS-1 orbit improvement using TOPEX/POSEIDON: the 2 cm challenge, *J. Geophys. Res.*, **103**, 8045 – 8058.
- Levitus, S., 1982: *Climatological Atlas of the World Ocean*, Professional paper no. 13, NOAA, Rockville, Md.
- Levitus, S., R. Burgett, und T. Boyer, 1994: *World Ocean Atlas 1994, Vol. 3, Salinity, and Vol. 4, Temperature*, NOAA Atlas NESDIS 3 & 4, U.S. Dep. of Comm., Washington, D.C.
- Lutjeharms, J. R. E., 1976: The Agulhas Current System during the Northeast Monsoon season, *J. Phys. Oceanogr.*, **6**, 665 – 670.
- Lutjeharms, J. R. E., 1996: The exchange of water between the South Indian and South Atlantic oceans; a review, *The South Atlantic Present and Past Circulation*, G. Wefer, Hg., Elsevier.

- Lutjeharms, J. R. E., und I. J. Ansorge, 1997: The Agulhas Return Current, *J. Phys. Oceanogr.*, **submitted**.
- Lutjeharms, J. R. E., N. D. Bang, und C. P. Duncan, 1981: Characteristics of the currents east and south of Madagascar, *Deep-Sea Res.*, **28**, 879 – 899.
- Lutjeharms, J. R. E., und J. Cooper, 1996: Interbasin leakage through Agulhas current filaments, *Deep-Sea Res.*, **43**, 213 – 238.
- Lutjeharms, J. R. E., und W. P. M. de Ruijter, 1996: The influence of the Agulhas Current on the adjacent coastal ocean: possible impacts of climate change, *J. Mar. Systems*, **7**, 321 – 336.
- Lutjeharms, J. R. E., und H. R. Roberts, 1988: The Natal Pulse: an extreme transient on the Agulhas Current, *J. Geophys. Res.*, **93**, 631 – 645.
- Lutjeharms, J. R. E., und H. R. Valentine, 1988: Eddies at the Subtropical Convergence south of Africa, *J. Phys. Oceanogr.*, **18**, 761 – 774.
- Lutjeharms, J. R. E., und R. C. van Ballegooyen, 1984: Topographic control in the Agulhas Current system, *Deep-Sea Res.*, **31**, 1321 – 1337.
- Lutjeharms, J. R. E., und R. C. van Ballegooyen, 1988a: Examples of extreme circulation events of the Agulhas Retroflexion, *S. Afr. J. Sci.*, **84**, 584 – 586.
- Lutjeharms, J. R. E., und R. C. van Ballegooyen, 1988b: The retroflexion of the Agulhas Current, *J. Phys. Oceanogr.*, **18**, 1570 – 1583.
- Lutjeharms, J. R. E., und D. J. Webb, 1995: Modelling the Agulhas Current system with FRAM (Fine Resolution Antarctic Model), *Deep-Sea Res.*, **42**, 523 – 551.
- MacDonald, A. M., und C. Wunsch, 1996a: An estimate of global ocean circulation and heat fluxes, *Nature*, **382**, 436 – 439.

- MacDonald, A. M., und C. Wunsch, 1996b: Oceanic estimates of global ocean heat transport, *U.U. WOCE Report 1996, U.S. WOCE Implementation Report No. 8*, Bd. 382, S. 28 – 30, U. S. WOCE Office, College Station, Texas.
- Maltrud, M. E., R. D. Smith, A. J. Semtner, und R. C. Malone, 1997: Global eddy-resolving ocean simulations driven by 1985 - 1994 atmospheric winds, *J. Geophys. Res.*, **submitted**.
- Matano, R. P., 1996: A numerical study of the Agulhas Retroflection: The role of bottom topography, *J. Phys. Oceanogr.*, **26**, 2267 – 2279.
- Matano, R. P., C. G. Simonato, und P. T. Strub, 1997: Modelling the wind driven variability of the South Indian Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, **submitted**.
- McClean, L. L., A. J. Semtner, und V. Zlotnicki, 1997: Comparisons of mesoscale variability in the Semtner-Chervin $1/4^\circ$ model, the Los Alamos Parallel Ocean Program $1/6^\circ$ model, and TOPEX/POSEIDON data, *J. Geophys. Res.*, **102**, 25203 – 25226.
- McDowell, S., P. Rhines, und T. Keffer, 1982: North Atlantic potential vorticity and its relation to the general circulation, *J. Phys. Oceanogr.*, **12**, 1417 – 1436.
- McWilliams, J. C., und G. R. Flierl, 1976: Optimal, quasi-geostrophic wave analyses of MODE array data, *Deep-Sea Res.*, **23**, 285 – 300.
- Müller, P., und J. Willebrand, 1989: Equations for oceanic motions, *Landolt-Börnstein, Group V, Oceanography, Volume 3b*, Sündermann, Hg., S. 1 – 14, Springer-Verlag, Berlin.
- Munk, W. H., 1950: On the wind-driven ocean circulation, *J. Met.*, **7**, 79 – 93.
- Mysak, L. A., und G. J. Mertz, 1984: A 40- to 60-day oscillation in the source region of the Somali Current during 1976, *J. Geophys. Res.*, **89**, 711 – 715.

- Nof, D., 1981: On the β -induced movement of isolated baroclinic eddies, *J. Phys. Oceanogr.*, **11**, 1662 – 1672.
- Nof, D., 1988: Eddy-wall interactions, *J. Mar. Res.*, **46**, 527 – 555.
- Olbers, D., V. Gouretski, G. SeiB, und J. Schröter, 1992: *Hydrographic Atlas of the Southern Ocean*, Alfred Wegener Institut, Bremerhaven.
- Olson, D. B., 1980: The physical oceanography of two rings observed by the cyclonic ring experiment. part II: Dynamics, *J. Phys. Oceanogr.*, **10**, 514 – 528.
- Olson, D. B., und R. H. Evans, 1986: Rings of the Agulhas Current, *Deep-Sea Res.*, **33**, 27 – 42.
- Orlanski, I., 1976: A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows, *J. Comp. Phys.*, **21**, 251 – 269.
- Ou, H. W., und W. P. M. de Ruijter, 1986: Separation of an inertial boundary current from a curved coastline, *J. Phys. Oceanogr.*, **16**, 280 – 289.
- Pacanowski, R. C., 1996: *MOM 2 Version 2, Documentation, User's Guide and Reference Manual*, Techn. Ber. 3.2, GFDL.
- Pearce, A. F., und M. L. Gründlingh, 1982: Is there a seasonal variation in the Agulhas Current?, *J. Mar. Res.*, **40**, 177 – 184.
- Pichevin, T., D. Nof, und J. R. E. Lutjeharms, 1998: Why are there Agulhas rings?, *J. Phys. Oceanogr.*, **submitted**.
- Quadfasel, D. R., und J. C. Swallow, 1986: Evidence for 50-day period planetary waves in the South Equatorial Current of the Indian Ocean, *Deep-Sea Res.*, **33**, 1307 – 1312.
- Read, J. F., und R. T. Pollard, 1993: Structure and transport of the Antarctic Circumpolar Current and Agulhas Return Current at 40° E, *J. Geophys. Res.*, **98**, 12281 – 12295.

- Redler, R., und C. W. Böning, 1997: Effect of the overflows on the circulation in the subpolar North Atlantic: A regional model study, *J. Geophys. Res.*, **102**, 18529 – 18552.
- Rennell, J., 1832: *An investigation of the currents of the Atlantic Ocean and those which prevail between the Indian Ocean and the Atlantic*, St. Paul's Church Yard, London.
- Rhines, P. B., und W. R. Young, 1982: Homogenization of potential vorticity in planetary gyres, *J. Fluid Mech.*, **122**, 347 – 367.
- Ribbe, J., und M. Tomczak, 1997: Effect of the missing Indonesian inflow in the Fine Resolution Antarctic Model, *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 445 – 455.
- Rintoul, S. R., 1991: South Atlantic interbasin exchange, *J. Geophys. Res.*, **96**, 2675 – 2692.
- Sætre, R., 1985: Surface currents in the Mozambique Channel, *Deep-Sea Res.*, **32**, 1457 – 1467.
- Sætre, R., und A. J. Da Silva, 1984: The circulation of the Mozambique Channel, *Deep-Sea Res.*, **31**, 485 – 508.
- Saunders, P. M., und B. A. King, 1995: Oceanic fluxes on the WOCE A11 section, *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 1942 – 1958.
- Saunders, P. M., und S. R. Thompson, 1993: Transport, heat, and freshwater fluxes within a diagnostic numerical model (FRAM), *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 452 – 464.
- Schmitz, W. J., 1996a: On the eddy field in the Agulhas Retroflection, with some global consideration, *J. Geophys. Res.*, **101**, 16259 – 16271.
- Schmitz, W. J., 1996b: *On the World Ocean Circulation: Volume II, The Pacific and Indian Oceans / A Global Update*, WHOI-96-08, Woods Hole Oceanographic Institution.

- Schott, F., M. Fieux, J. Kindle, J. Swallow, und R. Zantopp, 1988: The boundary currents east and north of Madagascar. 2. Direct measurements and model comparisons, *J. Geophys. Res.*, **93**, 4963 – 4974.
- Semtner, A. J., und R. M. Chervin, 1988: A simulation of the global ocean circulation with resolved eddies, *J. Geophys. Res.*, **93**, 15502 – 15522.
- Semtner, A. J., und R. M. Chervin, 1992: Ocean general circulation from a global eddy-resolving model, *J. Geophys. Res.*, **97**, 5493 – 5550.
- Semtner, A. J., und Y. Mintz, 1977: Numerical simulation of the Gulf Stream and mid-ocean eddies, *J. Phys. Oceanogr.*, **7**, 208 – 230.
- Shannon, L. V., J. J. Agenbag, N. D. Walker, und J. R. E. Lutjeharms, 1990: A major perturbation in the Agulhas retroflection area in 1986, *Deep-Sea Res.*, **37**, 493 – 512.
- Shannon, L. V., und D. Hunter, 1988: Notes on Antarctic Intermediate Water around southern Africa, *S. Afr. J. Mar. Sci.*, **6**, 107 – 117.
- Shapiro, R., 1970: Smoothing, filtering, and boundary effects, *Rev. Geophys.*, **8**, 359 – 387.
- Shi, C., und D. Nof, 1994: The destruction of lenses and generation of vortices, *J. Phys. Oceanogr.*, **24**, 1120 – 1136.
- Stammer, D., 1997: Global characteristics of ocean variability estimated from regional TOPEX/POSEIDON altimeter measurements, *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 1743 – 1769.
- Stammer, D., und C. W. Böning, 1996: Generation and distribution of mesoscale eddies in the North Atlantic Ocean, *The Warmwatersphere of the North Atlantic Ocean*, W. Krauss, Hg., S. 159 – 193, Gebr. Bornsträger, Berlin, Stuttgart.
- Stammer, D., R. Tokmakian, A. Semtner, und C. Wunsch, 1996: How well does a $1/4^\circ$ global circulation model simulate large-scale oceanic observations?, *J. Geophys. Res.*, **101**, 25779 – 25811.

- Sterl, A., und A. Kattenberg, 1994: Embedding a mixed layer model into an ocean general circulation model of the Atlantic: The importance of surface mixing for heat flux and temperature, *J. Geophys. Res.*, **99**, 14139 – 14157.
- Stevens, D. P., 1990: On open boundary conditions for three dimensional primitive equation ocean circulation models, *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics*, **51**, 103 – 133.
- Stevens, D. P., 1991: The open boundary condition in the United Kingdom Fine- Resolution Antarctic Model, *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 1494 – 1499.
- Stramma, L., 1992: The South Indian Ocean Current, *J. Phys. Oceanogr.*, **22**, 421 – 430.
- Stramma, L., und J. R. E. Lutjeharms, 1997: The flow field of the subtropical gyre of the South Indian Ocean, *J. Geophys. Res.*, **102**, 5513 – 5530.
- Swallow, J., M. Fieux, und F. Schott, 1988: The boundary currents east and north of Madagascar: 1. geostrophic currents and transports, *J. Geophys. Res.*, **93**, 4951 – 4962.
- Thompson, S. R., D. P. Stevens, und K. Döös, 1997: The importance of interocean exchange south of Africa in a numerical model, *J. Geophys. Res.*, **102**, 3303 – 3315.
- Toole, J. M., und B. A. Warren, 1993: A hydrographic section across the subtropical South Indian Ocean, *Deep-Sea Res.*, **40**, 1973 – 2019.
- Van Ballegooyen, R. C., M. L. Gründlingh, und J. R. E. Lutjeharms, 1994: Eddy fluxes of heat and salt from the southwest Indian Ocean into the southeast Atlantic Ocean: A case study, *J. Geophys. Res.*, **99**, 14053 – 14070.
- Van Leeuwen, P. J., und J. R. E. Lutjeharms, 1996: Natal pulses and the formation of Agulhas rings, *J. Geophys. Res.*, **submitted**.
- Walker, N. D., und R. D. Mey, 1988: Ocean / atmosphere heat fluxes within the Agulhas retroflection region, *J. Geophys. Res.*, **93**, 15473 – 15483.

- Wang, L., und C. J. Koblinsky, 1996: Low-frequency variability in the region of the Agulhas Retroflexion, *J. Geophys. Res.*, **101**, 3597 – 3614.
- Warren, B. A., 1963: Topographic influences on the path of the Gulf Stream, *Tellus*, **15**, 167 – 183.
- Whitworth, T., W. D. Nowlin, und S. J. Worley, 1982: The net transport of the Antarctic Circumpolar Current through Drake Passage, *J. Phys. Oceanogr.*, **12**, 960 – 971.
- Whitworth, T., und R. G. Peterson, 1985: Volume transport of the Antarctic Circumpolar Current from bottom pressure measurements, *J. Phys. Oceanogr.*, **15**, 810 – 816.

Danksagung

Für die Betreuung dieser Arbeit, aber auch für die Freiheit bei der inhaltlichen Gestaltung, danke ich Herrn Prof. Dr. W. Krauß.

Allen Mitarbeitern der Abteilung Theoretische Ozeanographie danke ich für die zahlreichen fachlichen Diskussionen sowie die gute Zusammenarbeit bei der Modellierung, Herrn Dr. R. Redler besonders für die Hilfe bei der Implementierung der offenen Randbedingungen und das Korrekturlesen des Manuskriptes. Herrn A. Köhl und Herrn N. Rix danke ich für die Interpolation und Bereitstellung der Satellitendaten sowie den Austausch von Modellcode. Herr Prof. Dr. A. Semtner und Frau Dr. R. Tokmakian (beide Naval Postgraduate School, Monterey) haben es mir ermöglicht, die Modelldaten des POCM zu verwenden.

Weiterhin danke ich allen Mitarbeitern der Rechenzentren des Instituts für Meereskunde, der Universität Kiel und des Höchstleistungsrechenzentrums Stuttgart bei der Hilfe zur Durchführung der numerischen Experimente. Insbesondere sollen hier Herr Dr. J. Kielmann und Herr K. Grunau erwähnt werden, deren technische Hilfe mir vieles erleichtert und zum Teil erst ermöglicht hat.

Schließlich danke ich meinen Eltern, ohne deren Hilfe ich nie so weit gekommen wäre. Ein besonderer Dank gilt meiner Frau Martina für ihre Unterstützung. Vor allem in den letzten Monaten der Fertigstellung dieser Arbeit hatte sie viel Geduld mit mir.