

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

Nr. 241

1993

DOI 10.3289/IFM_KER_241

Prozeßstudien zur Golfstromablösung
in windgetriebenen numerischen Modellen

von
Joachim Dengg

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

ISSN 0341 - 8561 -

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

Zusammenfassung

Anhand idealisierter Prozeßstudien wird in windgetriebenen numerischen Modellen die Ablösung eines westlichen Randstroms von der Küste untersucht. Ausgehend von Situationen, in denen nur einige wenige Modellkomponenten die Ablösung beeinflussen können, wird durch die Einbeziehung zusätzlicher physikalischer Prozesse das Ablösungsverhalten des Stroms in zunehmend realistischeren Konfigurationen betrachtet. Ziel dieser Studien ist es, die für die Ablösung relevanten Prozesse zu identifizieren und so das Verständnis der Golfstromablösung in komplexeren Modellen und auch im wirklichen Ozean zu verbessern.

Mit Hilfe eines barotropen quasi-geostrophischen Modells wird die Rolle von dynamischen Randbedingungen, Nichtlinearität, Küstenverlauf und Windantrieb im Ablösungsproblem beleuchtet. Es zeigt sich, daß, ähnlich wie auf kleineren hydrodynamischen Skalen, auch hier ein trägheitsbedingtes Überschießen an einem Küstenvorsprung möglich ist. Als nötige Voraussetzungen erweisen sich die Wahl der No-Slip Bedingung an der Küste und ein hinreichender Grad der Nichtlinearität des Randstroms. Ein unmittelbarer Einfluß des lokalen Windfelds auf die Ablösung ist in diesen Rechnungen nicht festzustellen. Ein wesentlicher Unterschied zur Ablösung auf kleineren Skalen besteht darin, daß im geophysikalischen Fall die Erdrotation die Bildung einer stationären antizyklonalen Rezirkulationszelle ermöglicht, welche den Randstrom bereits vor Erreichen des Küstenvorsprungs vom Kontinent wegführen kann ("vorzeitige Ablösung").

Im GFDL-Modell verstärkt sich gegenüber den quasi-geostrophischen Rechnungen die Tendenz zur Erzeugung der Antizyklone. Bei flachem Boden und realistischer Küstengeometrie hat eine Zunahme der Nichtlinearität nicht mehr Ablösung am Kap zur Folge, sondern eine Intensivierung dieser stationären Zelle. Im baroklinen Experiment bildet der Randstrom zwar eine realistischere vertikale Geschwindigkeitsstruktur aus, doch sind bei Vorgabe beobachteter Windfelder die maximalen Geschwindigkeiten an der Oberfläche zu gering, und der Strom bleibt zu barotrop. Bei Einführung von Bodentopographie sind die Auswirkungen für den Stromverlauf bei Kap Hatteras erheblich. Der Transport am westlichen Rand spaltet sich auf in einen Floridastrom- und einen Antillenstromanteil, und die stationäre Antizyklone verlagert sich von der Süd- in die Mittelatlantische Bucht. Ursache dieser Verschiebung ist das geänderte Modellverhalten während der Anlaufphase aus dem anfänglichen Ruhezustand: Während der Golfstrom noch im Aufbau befindlich ist, entstehen an der Schelfkante schon Antizyklonen, die in den Bereich nordöstlich von Kap Hatteras wandern und dort die stationäre antizyklonale Zelle verursachen.

Eine den Beobachtungen entsprechende Ablösung des Golfstroms konnte in den hier untersuchten, rein windgetriebenen Modellen nicht erzeugt werden.

Abstract

Using idealized process studies the separation of a western boundary current from the coast is examined in wind-driven numerical models. Starting from situations where just a few model components are able to influence the detachment, the separation behaviour of the flow is studied in increasingly more realistic configurations by gradually including additional physical processes. The aim of these experiments is to identify the mechanisms relevant for separation and in this way to improve the understanding of Gulf Stream separation in more complex models and in the real ocean.

A barotropic quasi-geostrophic model is used to determine the role of dynamical boundary conditions, nonlinearity, coastline and wind forcing in the separation problem. Similar to the situation at smaller hydrodynamic scales, inertial overshooting at a coastal promontory is found to be a possible mechanism of separation also in these experiments. Necessary conditions are the choice of a no-slip condition at the coast and a sufficient degree of nonlinearity of the boundary current. A direct influence of the local wind field could not be determined in these calculations. The earth's rotation causes a substantial difference to the separation on smaller scales: in the geophysical case this factor allows the establishment of a stationary anticyclonic recirculation cell which can turn the boundary current away from the continent before it reaches the coastal promontory ("premature separation").

In the GFDL-model the tendency to produce anticyclones is enhanced relative to the quasi-geostrophic calculations. For a flat bottom and realistic coastal geometry an increase in nonlinearity no longer results in separation at the cape but in an intensification of the stationary cell. Although in baroclinic experiments the boundary current develops a more realistic vertical velocity structure, for observed wind fields the maximal velocities at the surface are too small and the current remains too barotropic. An introduction of bottom topography has considerable consequences for the course of the current at Cape Hatteras: the transport at the western boundary splits into a Florida current and an Antilles current branch, and the stationary anticyclone is shifted from the South into the Middle Atlantic Bight. The cause of this displacement is the different model behaviour during the spin-up phase from the initial state of rest: while the Gulf Stream is still in the process of being established, anticyclones develop at the shelf edge and move into the region northeast of Cape Hatteras where they set up the stationary anticyclonic cell.

Separation comparable to that of the observed Gulf Stream could not be produced in the purely wind-driven models examined in this study.

Inhalt

1. Einleitung	1
2. Der Golfstrom bei Kap Hatteras	3
3. Theorien der Golfstromablösung	8
3.1 Ablösung durch direkte Windanregung	9
3.2 Das Modell von Parsons	11
3.3 Die Vorticitykrise	16
4. Der Golfstrom in numerischen Modellen	20
5. Zielsetzung	24
6. Die benutzten Modelle	27
6.1 Das homogene QG-Modell	28
6.2 Das PE-Modell	32
7. Ergebnisse des homogenen QG-Modells	40
7.1 Einfluß der Randbedingungen	41
7.2 Einfluß der Bodenreibung	56
7.3 Einfluß der Küste	57
7.4 Einfluß des Windfelds	65
7.5 Einfluß der Topographie	72
8. Ergebnisse des GFDL-Modells	74
8.1 Realistischer Küstenverlauf, homogene Dichte	75
8.2 Barokline Strömung, flacher Boden	82
8.3 Realistisches Windfeld	90
8.4 Bodentopographie	94
8.5 Vergleich mit Parsons Modell	105
9. Zusammenfassung	109
10. Diskussion	112
10.1 Konsequenzen für die Wahl der Randbedingungen	112
10.2 Rolle des lokalen Windfelds	114
10.3 Die stationäre Antizyklone	115

10.4 Relevanz für das CME-Modell	118
10.5 Dynamik der Golfstromablösung	119
Anhang: Übersicht über die Modellexperimente	121
Literatur	123

1. Einleitung

Die numerische Ozeanmodellierung hat heute einen Punkt erreicht, wo es technisch möglich ist, komplexe großräumige Modelle bei gleichzeitig hoher räumlicher Auflösung zu rechnen. Dies erlaubt wesentlich detailliertere Vergleiche zwischen Modellergebnis und Beobachtung als es in der Vergangenheit denkbar war. Obwohl die numerisch berechneten Felder in vieler Hinsicht bereits gut mit der Wirklichkeit übereinstimmen, offenbaren sich aber teilweise auch deutliche Unterschiede. Bei der Interpretation dieser Unzulänglichkeiten der Modelle kann es mitunter vorkommen, daß Lücken im Verständnis der ozeanischen Dynamik zu Tage treten.

Ein Beispiel für ein solches hochauflösendes Modell ist das WOCE-CME Modell des Nordatlantik (Böning et al., 1991; CME = Community Modeling Effort). Beckengeometrie, Dichtefeld und externe Anregungsfunktionen dieser Rechnungen sind so realistisch, daß sie nicht nur großräumige, sondern auch regionale und sogar lokale Vergleiche mit Messungen zulassen. Im äquatorialen Bereich zum Beispiel zeigt sich, daß das Modell die wichtigsten Elemente der beobachteten Zirkulation reproduziert, wenn es auch zum Teil Schwierigkeiten hat, Einzelheiten auch quantitativ richtig wiederzugeben (Schott und Böning, 1991). Problematischer als in den Tropen ist das Modellverhalten aber im Bereich der Golfstromablösung, einer Schlüsselstelle für das Strömungsfeld des Nordatlantik: Anstatt sich wie in den Beobachtungen auf geradlinigem Kurs bei Kap Hatteras vom nordamerikanischen Kontinent zu lösen (Auer, 1987), folgt der Modell-Golfstrom dem Küstenverlauf um das Kap nach Norden und bildet dort im zeitlichen Mittel einen völlig unrealistischen antizyklonalen Wirbel (Abb. 1.1).

Diese falsche Ablösung hat Folgen für die spätere Entwicklung des Golfstroms. So ist beispielsweise die Rezirkulation in dieser antizyklonalen Zelle durch die erhöhte laterale Reibung mit hohen Verlusten von kinetischer Energie verbunden. Der Strom schwächt sich ab und spaltet sich bei etwa 65°W in mehrere Äste auf (Abb. 1.1). Außerdem weist die zu niedrige kinetische Wirbelenergie des Modells im Nordatlantischen Strom darauf hin, daß auch der ostwärtige Transport von kinetischer Wirbelenergie als Folge der falschen Lage des Golfstroms zu gering ist (Treguier, 1992). Eine weitere Konsequenz der antizyklonalen Zelle sind große positive Wärmeanomalien in der Mittelatlantischen Bucht (Bryan und Holland,

1989), welche zu unrealistisch hohen Oberflächenwärmeflüssen in dieser Region führen.

Allerdings hat nicht nur das CME-Modell Schwierigkeiten, die Golfstromablösung richtig wiederzugeben. Auch in zahlreichen anderen Modellen ist ein falscher Stromverlauf bei Kap Hatteras zu erkennen (z. B. Thompson und Schmitz, 1989; Semtner und Chervin, 1992).

Die Vielzahl der in der Literatur veröffentlichten Vorschläge zur Verbesserung der numerischen Modelle in Bezug auf die Golfstromablösung (vergl. Kapitel 4) macht deutlich, daß weder das zu modellierende Phänomen noch die dafür eingesetzten Modelle gut genug verstanden sind, als daß Wege zu realistischerer Ablösung offensichtlich wären. Zwar gibt es durchaus Theorien zur Golfstromablösung, doch wird sich in Kapitel 3 zeigen, daß die wichtigsten dieser Ansätze sich zum Teil gegenseitig widersprechen. Eine allgemein akzeptierte Theorie der Golfstromablösung existiert derzeit nicht.

Sowohl aus den Theorien als auch aus den numerischen Modellierungen (Kapitel 4) ergeben sich jedoch eine Reihe offener Fragen (Kap. 5), die sich anhand vereinfachter Prinzipstudien untersuchen lassen müßten. Dies soll in der vorliegenden Arbeit geschehen. Ziel dieser Studien ist es, einige der relevanten Mechanismen herauszuarbeiten, um so die Interpretation der Ergebnisse komplexerer Modelle zu erleichtern und Grundlagen zu schaffen für das Verständnis des Zusammenwirkens vieler Einzelbeiträge zur Ablösung des wirklichen Golfstroms. Da die meisten der in der Literatur vorgestellten Theorien von einem westlichen Randstrom ausgehen, der nur vom Wind, nicht aber von thermohalinen Flüssen angetrieben wird, beschränken sich die hier vorgenommenen Untersuchungen auf windgetriebene numerische Modelle. Die zentrale Frage wird sein, welche Formen die Ablösung des Golfstroms unter diesen Voraussetzungen annehmen kann.

In Kapitel 6 werden zunächst die beiden in dieser Arbeit benutzten Modelle beschrieben, bevor dann in Kapitel 7 im homogenen Modell die Auswirkungen von Küstenform, Randbedingungen, Bodenreibung und Windfeld auf das Lösungsverhalten betrachtet werden. (Teile der in Kapitel 7 gezeigten Resultate wurden in Dengg (1993) veröffentlicht.) Im GFDL-Modell (Bryan, 1969; Cox, 1984) wird anschließend untersucht, welchen Einfluß Baroklinität und Bodentopographie auf die Ablösung des westlichen Randstroms in diesen idealisierten Modellsituationen haben (Kap. 8).

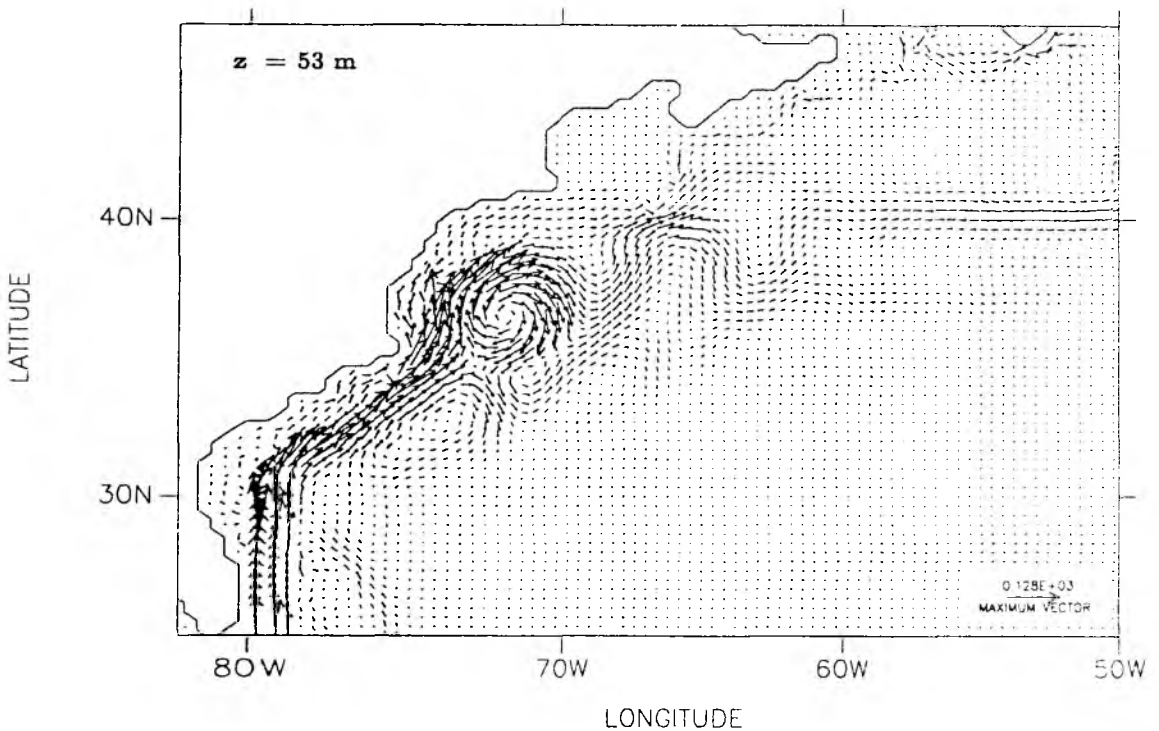


Abb. 1.1: Geschwindigkeit in Schicht 2 des CME-Experiments KIEL-2, gemittelt über 5 Modelljahre.

2. Der Golfstrom bei Kap Hatteras

Bevor die verschiedenen Theorien zur Golfstromablösung vorgestellt werden, erscheint eine kurze Zusammenfassung jener physikalischen Gegebenheiten bei Kap Hatteras sinnvoll, welche für die Ablösung eine Rolle spielen können. Dies soll zum einen Klarheit darüber schaffen, welche Situation ein realistisches Modell beschreiben müßte, zum anderen die Grundlage bereiten für die verschiedenen Ablösungsargumente, welche oft auf einem oder mehreren dieser physikalischen Faktoren beruhen.

Abbildung 2.1 zeigt schematisch die geographischen Bedingungen, die entlang des Golfstromverlaufs gegeben sind. Zwischen Florida und der Großen Bahamabank

bewegt sich der Floridastrom auf dem nordamerikanischen Schelf nach Norden. Er durchquert die sogenannte südatlantische Bucht, also den Bereich zwischen Florida und Kap Hatteras (Atkinson et al., 1983; Bane und Dewar, 1988), wobei er ziemlich genau dem Verlauf der 300 m – Tiefenlinie folgt (Olson et al., 1983). Am Kap wird der Schelf dann sehr schmal, und der Golfstrom fließt über den Kontinentalhang hinweg (hier durch die 1500 m – Linie angedeutet), der in dieser Region in unmittelbarer Küstennähe innerhalb von nur etwa 20 km von ca. 200 m Tiefe auf über 2500 m abfällt (Richardson und Knauss, 1971). Während sich die nordamerikanische Küste und auch der Schelf von dort nach Norden fortsetzen, folgt

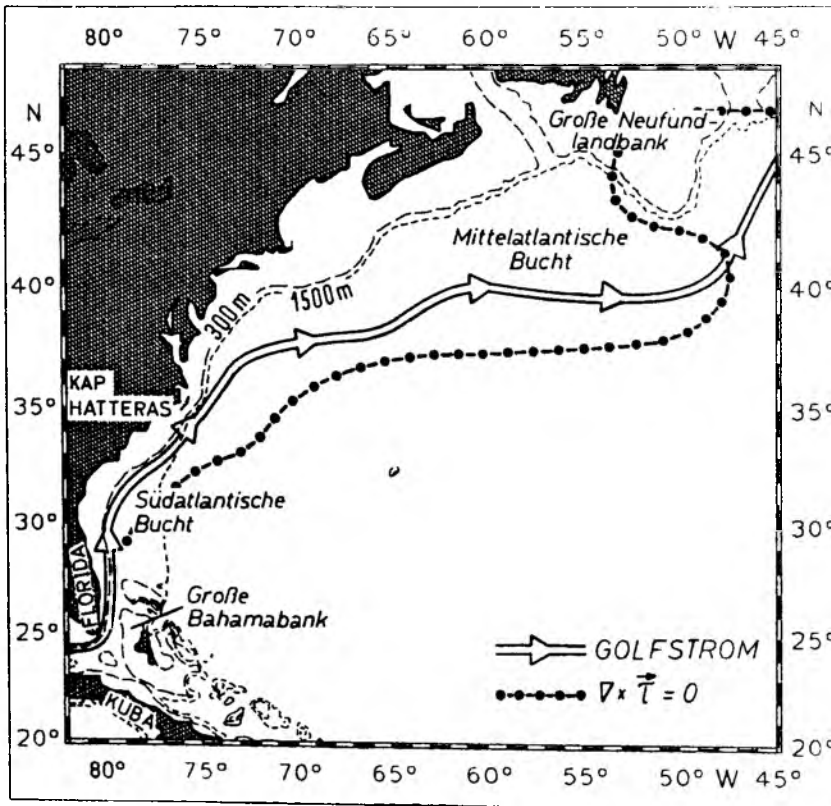


Abb. 2.1: Schematische Darstellung des mittleren Verlaufs des Golfstroms nach Auer (1987) relativ zur Schelfkante (durch die 1500 m Linie angedeutet) und der Linie verschwindender Rotation der Windschubspannung $\vec{\tau}$.

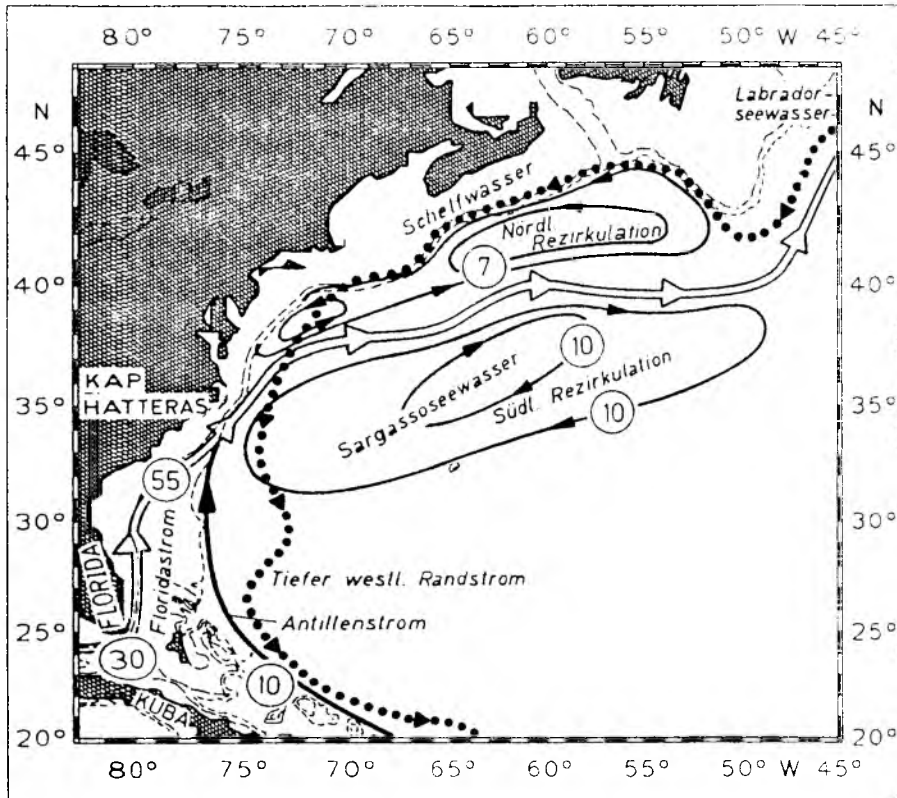


Abb. 2.2: Zirkulationsschema des westlichen Nordatlantik. Zahlenangaben in Sverdrup ($=10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$). Zur Erläuterung siehe Text.

der Golfstrom aber weiter seiner bisherigen Richtung nach Nordosten (Auer, 1987). Nach dieser Ablösung vom Kontinent beginnt der Strom stark zu mäandrieren. Nordöstlich von Kap Hatteras stimmt die mittlere Lage des Golfstroms eng mit dem Jahresmittel der Linie verschwindender Rotation der Windschubspannung überein (Leetma und Bunker, 1978; Fofonoff, 1981). Erst bei Neufundland nähert sich der Strom dann wieder der Schelfkante, bevor er sich als Nordatlantischer Strom nach Osten fortsetzt und durch hohe Wirbelaktivität seine stark gebündelte Struktur verliert (Krauß, 1986).

Die ozeanographischen Verhältnisse sind in Abbildung 2.2 skizziert. Der mittlere Transport des Floridastroms beträgt 30 Sv, also $30 \times 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ (Schott et al., 1988). Davon sind nach neueren Untersuchungen (Schmitz und

McCartney, 1993) 17 Sv nordatlantischen Ursprungs und stellen einen Teil des winderzeugten Transports im Subtropenwirbel dar. Etwa 13 Sv zeigen die Charakteristika südatlantischer Wassermassen und sind vermutlich ein Beitrag der thermohalinen "Conveyor Belt" Zirkulation (Gordon, 1986). Die maximalen mittleren Geschwindigkeiten des Floridastroms in der südatlantischen Bucht betragen 190 cm s^{-1} an der Oberfläche (Leaman et al., 1989) und trotz starker vertikaler Geschwindigkeitsscherungen immerhin noch 10 cm s^{-1} am Boden.

Südwestlich von Kap Hatteras wird der Floridastrom durch Wasser verstärkt, welches von Süden kommend dem Verlauf der Schelfkante folgt. Dieser Beitrag ist der zweite Ast des windgetriebenen Transports der subtropischen Zelle und wird auch als Antillenstrom bezeichnet (Böning et al., 1991). Nach Schmitz und McCartney (1993) beträgt sein Transport etwa 10 Sv. Weitere 10 Sv rezirkulieren südlich des abgelösten Golfstroms (Richardson, 1985), wodurch sich der Gesamttransport bei Kap Hatteras auf etwa 55 Sv verstärkt (Richardson, 1977). Während die Breite des Floridastroms bei 27°N geographisch durch die Küste von Florida und die Große Bahamabank auf ca. 90 km beschränkt ist, hat der Golfstrom bei Kap Hatteras bereits eine Breite von ca. 160 km (Leaman et al., 1989).

Zwischen Florida und Kap Hatteras bewegt sich der Golfstrom in mittleren Wassertiefen von 300–400 m (Olson et al., 1983). Nach dem Überströmen der Schelfkante am Kap setzt er sich dann in tiefem Wasser fort ($H \approx 4000 \text{ m}$), doch der Kern der Strömung mit Geschwindigkeiten von über 20 cm s^{-1} bleibt in den obersten 1000 m der Wassersäule (Richardson, 1977; Leaman et al., 1989; Hall und Fofonoff, 1993). Maximale Geschwindigkeiten an der Oberfläche liegen im zeitlichen Mittel bei 160 cm s^{-1} , und selbst unterhalb von 2000 m sind durchaus noch Geschwindigkeiten von 10 cm s^{-1} zu finden.

Nach der Ablösung bei Kap Hatteras überquert der Golfstrom den tiefen westlichen Randstrom (Richardson, 1977) und bildet ausgeprägte Mäander. Östlich von Kap Hatteras variiert seine Lage deshalb stark um die mittlere Position, doch der Ablösungspunkt selbst ist am Kap sehr scharf definiert (Auer, 1987). Gangopadhyay et al. (1992) geben an, daß sich das Jahresmittel des Ablösungspunktes (hier: der Schnittpunkt der Stromachse mit der 2000 m – Tiefenlinie) in dem von ihnen untersuchten Zeitraum von 12 Jahren nur innerhalb eines Bereiches von ca. 100 km meridional verschob.

Die Existenz einer zyklonalen Rezirkulationszelle nördlich des abgelösten

Stroms in der Mittelatlantischen Bucht (Abb. 2.2) gilt heute als gesichert (Hogg et al., 1986; Csanady und Hamilton, 1988), wenn auch für den Transport sehr unterschiedliche Werte angegeben werden (20 Sv bei Hogg et al., 1986, ca. 14 Sv bei Schmitz und McCartney, 1993). Auch der mittlere Verlauf der einzelnen Strombänder in diesem Gebiet ist nicht vollständig geklärt. Das Schelfwasser setzt sich nach Csanady und Hamilton (1988) zusammen aus Labradorseewasser, das südlich der Großen Neufundlandbank in die Mittelatlantische Bucht einströmt, und Nordatlantischem Zentralwasser, welches vom Golfstrom in dieses Gebiet gebracht wird. Dieses Schelfwasser kann später durch Entrainment seitlich wieder in den Golfstrom eingemischt werden und verläßt mit ihm schließlich die Region bei Neufundland.

Der Golfstrom selbst stellt damit eine scharfe Front zwischen dem warmen Wasser der Sargassosee und dem um einige Grade kälteren und salzärmeren Schelfwasser dar. Die Golfstromfront wird in der Literatur deshalb auch als "Kalter Wall" bezeichnet (Dietrich et al., 1975). In den oberen 1000 m steigen die Isopyknen im Strom auf einer Distanz von etwa 150 km um ca. 700 m nach Norden an (Hall und Fofonoff, 1993).

Wie diese Schilderung der physikalischen Verhältnisse zeigt, zeichnet sich der Ablösungspunkt des Golfstroms durch eine große Anzahl geographischer und hydrographischer Besonderheiten aus, die alle in unterschiedlichem Maße einen Beitrag zur Ablösung leisten können. Welche dieser potentiellen Einflüsse aber wirklich dominieren, muß die Theorie klären.

3. Theorien der Golfstromablösung

Nicht nur der Golfstrom, sondern auch andere westliche Randströme lösen sich in Form eines konzentrierten Jets von der Küste. Beispiele sind der Kuroshio, der sich an der Ostseite der japanischen Inseln in den Nordpazifik wendet (Stommel und Yoshida, 1972), oder der Agulhasstrom, der am Kap der Guten Hoffnung die südafrikanische Küste verläßt und in der sogenannten "Retrofektion" (DeRuijter und Boudra, 1985) in den Indischen Ozean zurückkehrt.

Obwohl sich in der Vergangenheit eine große Zahl theoretischer Arbeiten mit der Ablösung westlicher Randströme beschäftigte, sind bis heute die für die Ablösung verantwortlichen physikalischen Mechanismen nicht eindeutig identifiziert. Die Kontinuität erfordert zwar, daß der windgetriebene Transport an irgendeiner Stelle den westlichen Rand verläßt und ins Sverdrup-Regime im östlichen Teil des jeweiligen Beckens zurückkehrt, doch herrscht bisher keine Einigkeit darüber, warum dies erstens als Strahlstrom und zweitens genau an den beobachteten Stellen geschieht. Infolgedessen ist auch nicht bekannt, ob für die Ablösung von Golfstrom, Kuroshio und Agulhas ähnliche Ursachen verantwortlich sind.

In diesem Kapitel sollen die am meisten verbreiteten Ablösungstheorien skizziert werden, um so eine Ausgangsbasis für die spätere Diskussion der Modellergebnisse zu schaffen. Es wird sich zeigen, daß die verschiedenen Erklärungsansätze sich zum Teil gegenseitig widersprechen, und daß sie oft von so stark idealisierten Bedingungen ausgehen, daß ihre Relevanz für die wirkliche Situation fraglich wird. Die Wahl der Kategorien, in welche die verschiedenen Ablösungshypothesen unterteilt werden, ist angelehnt an die von Pedlosky (1987) benutzten Bezeichnungen, welche sich mittlerweile in der Ablösungsdiskussion eingebürgert haben (vergl. Haidvogel et al., 1992; Gangopadhyay et al., 1992). Berücksichtigt werden nicht nur analytische Ansätze, sondern auch numerische Ergebnisse, die für die vorgestellten Theorien relevant sind.

3.1 Ablösung durch direkte Windanregung

Die enge geographische Übereinstimmung zwischen der mittleren Lage des abgelösten Golfstroms und der Linie verschwindender Rotation der Windschubspannung führte immer wieder zu Spekulationen über einen ursächlichen Zusammenhang zwischen den beiden (Fofonoff, 1981).

Für den einfachsten Fall eines rein zonalen, sinusförmigen Windfelds

$$\vec{\tau} = \left(-\tau_0 \cos \frac{\pi y}{L}, 0 \right) \quad (3.1)$$

kommt der $\nabla \times \vec{\tau} = 0$ Linie im Sverdrup-Regime im Ostteil des Beckens auch tatsächlich besondere Bedeutung zu, da sie dort die Grenze zwischen den großräumigen windgetriebenen Wirbeln darstellt (Pedlosky, 1979). Dies folgt unmittelbar aus der Sverdrupbeziehung

$$\beta v = \frac{\nabla \times \vec{\tau}}{\rho_0 H_0} \quad (3.2)$$

wo für $\nabla \times \vec{\tau} = 0$ die meridionale Geschwindigkeit v verschwinden muß. (Zur Erklärung der Symbole siehe Tab. 1 in Abschnitt 6.1.)

Gleichzeitig muß der zonale Transport entlang dieser Linie maximal sein. Dies läßt sich leicht zeigen, indem (3.2) nach y abgeleitet und in die vertikal integrierte Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (3.3)$$

eingesetzt wird. Integration der resultierenden Beziehung von einem Punkt x im Westen zum glatten, meridionalen Ostrand x_e liefert dann

$$u = \frac{1}{\rho_0 H_0 \beta} \int_x^{x_e} \frac{\partial}{\partial y} (\nabla \times \vec{\tau}) dx. \quad (3.4)$$

Für das rein zonale, sinusförmige Windfeld (3.1) folgt aus (3.2) und (3.4) unmittelbar:

$$v \sim \sin \frac{\pi y}{L} \quad (3.5)$$

$$u \sim \cos \frac{\pi y}{L}. \quad (3.6)$$

Folglich muß auf der Breite $y = L$, wo v verschwindet, u maximal sein. Ein rein windgetriebener Transport über diese Grenze hinweg ist in dieser einfachen Konfiguration also nicht möglich.

In den linearen Theorien von Stommel und Munk (vergl. Pedlosky, 1979) trennt die $\nabla \times \vec{\tau} = 0$ Linie aber den subtropischen und subpolaren Wirbel nicht nur im Sverdrup-Regime im Ostteil des Beckens, sondern auch am westlichen Rand. Durch das Fehlen der Impulsadvektion lösen sich die Randströme als breites Band von der Küste und folgen der Linie verschwindender Rotation der Windschubspannung nach Osten.

Auch im nichtlinearen, wirbelauflösenden Modell von Holland und Lin (1975), das gewissermaßen eine Vorreiterrolle für viele spätere numerische Untersuchungen spielte, hat die $\nabla \times \vec{\tau} = 0$ Linie noch immer eine besondere Bedeutung. Das zur Beckenmitte symmetrische Windfeld erzeugt hier im statistisch stationären Zustand ein Doppelpgyre-System, in welchem sich die Randströme als zonaler Jet entlang der $\nabla \times \vec{\tau} = 0$ Linie ablösen. Holland (1978) betont allerdings, daß in diesem Modell die Ablösung vom westlichen Rand durch die Symmetrie des Windfelds erzwungen wird, und daß in der Realität vermutlich andere Faktoren ausschlaggebend sind. Dennoch schien dieses Modellergebnis aber zunächst die enge Beziehung zwischen Ablösungspunkt und der $\nabla \times \vec{\tau} = 0$ Linie zu bestätigen.

Zweifel an einem Zusammenhang zwischen beiden entstanden, als Harrison und Stalos (1982) erstmals Situationen untersuchten, in denen die Symmetrie des Windfelds gebrochen ist. Zwar ist $\nabla \times \vec{\tau} = 0$ in ihrem Modell ebenfalls zonal ausgerichtet, doch wird der nördliche Teil des Beckens schwächer angetrieben als der südliche. Infolgedessen schießt der resultierende westliche Randstrom über die Linie verschwindender Rotation der Windschubspannung hinaus nach Norden und löst sich dort erst vom Rand. Die Autoren schließen, daß im nichtlinearen System ein symmetrischer Doppelpgyre mit einem zonalen abgelösten Jet entlang $\nabla \times \vec{\tau} = 0$ einen Spezialfall darstellt.

Verron und LeProvost (1991) präsentieren ebenfalls eine Reihe von Experimenten, in denen eine asymmetrische Verteilung der Stärke der Windanregung zu Ablösungspunkten führt, die nicht mehr mit der $\nabla \times \vec{\tau} = 0$ Linie übereinstimmen.

Vielmehr ist die Ablösungsbreite am glatten westlichen Rand nach dieser Arbeit mit dem Vorticityeintrag im nördlichen und südlichen Wirbel korreliert.

Erst Rhines und Schopp (1991) zeigen, daß – anders als in der überaus stark vereinfachten Situation (3.1) – schon im Falle eines meridional geneigten $\nabla \times \vec{\tau}=0$ die Gyre-Grenze nicht mehr von dieser Linie bestimmt wird. Bei einer Neigung von Südwest nach Nordost liegt die Trennlinie zwischen den beiden großräumigen Wirbeln im westlichen Teil des Beckens signifikant weiter nördlich als die Linie verschwindender Rotation der Windschubspannung. Zwar ist nach (3.2) bei $\nabla \times \vec{\tau}=0$ immer noch kein meridionaler Transport möglich, doch kann der zonale Anteil nach (3.4) jetzt die nicht-zonal verlaufende Linie überqueren. Folglich braucht der Ablösungspunkt auch im linearen Fall nicht mehr mit der $\nabla \times \vec{\tau}=0$ Linie zusammenfallen.

Obwohl diese Überlegungen zeigen, daß im allgemeinen weder der Ablösungspunkt noch die Lage des abgelösten Stroms von der Lage der Linie verschwindender Rotation der Windschubspannung bestimmt werden, fallen in der Wirklichkeit dennoch Golfstromachse und $\nabla \times \vec{\tau}=0$ in weiten Bereichen zusammen. In der Annahme, daß es sich hier nicht um reinen Zufall handeln kann, stellt sich weiterhin die Frage nach den Ursachen und der Bedeutung für die Ablösung des Golfstroms.

3.2 Das Modell von Parsons

Einen völlig anderen Zugang zum Ablösungsproblem stellt die Theorie von Parsons (1969) dar, welche die Ablösung des Golfstroms auf das dynamisch erzwungene Aufsteigen der Sprungschicht im westlichen Randstrom zurückführt. Die ursprüngliche Idee von Parsons (1969) wurde zwar später von Veronis (1973) und Huang und Flierl (1987) weiterentwickelt, soll aber hier der Einfachheit halber dennoch als "Parsons Modell" bezeichnet werden. Da diese Theorie der Golfstromablösung die am weitesten verbreitete zu sein scheint, ist es nötig, im Rahmen dieser Arbeit genauer darauf einzugehen.

Grundlage von Parsons Modellvorstellung ist ein $1\frac{1}{2}$ -Schichten Ozean, d. h. eine Aufteilung der Wassersäule in eine relativ dünne Oberflächenschicht der

Dichte ρ und eine tiefe Schicht der Dichte $\rho + \Delta\rho$, welche meist als unendlich tief angenommen wird (Abb. 3.1). Zwischen den beiden Schichten wird im Allgemeinen kein Massenaustausch zugelassen. Außerdem geht das Modell von einem rechteckigen Becken aus.

Von der unteren Schicht wird angenommen, daß sie stets in Ruhe bleibt und somit der horizontale Druckgradient in dieser Schicht verschwindet. Damit läßt sich der Druckgradientterm in der Impulsgleichung der oberen Schicht ausdrücken durch die reduzierte Schwere $g' = g \frac{\Delta\rho}{\rho + \Delta\rho}$ und die Schichtdicke h der oberen Schicht: $\frac{1}{\rho} \nabla p$ geht über in $g' \nabla h$ (vergl. Veronis, 1981).

Weiter wird davon ausgegangen, daß die zu beschreibende Bewegung linear und bis auf den Effekt des Windschubs geostrophisch ist. Im stationären Zustand lautet dann die vertikal integrierte, zonale Komponente der Impulsgleichung der oberen Schicht:

$$-fvh = -g'h \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\tau^x}{\rho}, \quad (3.7)$$

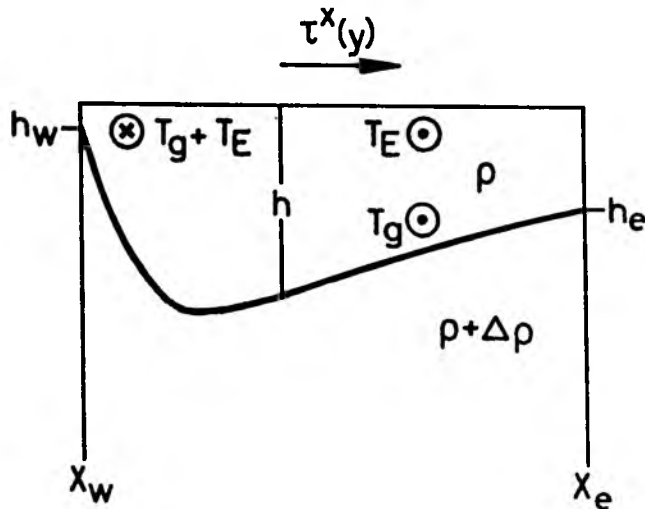


Abb. 3.1: Vertikaler Aufbau des $1\frac{1}{2}$ -Schichten Modells von Parsons (1969). Zur Erläuterung siehe Text.

wobei v die meridionale Geschwindigkeit der Schicht und τ^x die zonale Windstresskomponente sei. Die meridionale Geschwindigkeit im westlichen Randstrom, so wird argumentiert (Veronis, 1981), ist in guter Näherung geostrophisch, so daß (3.7) auch hier anwendbar ist und sich folglich auf einer gegebenen Breite zonal vom westlichen Rand x_w bis zum östlichen Rand des Beckens x_e integrieren läßt:

$$\int_{x_w}^{x_e} v h \, dx = \frac{g'}{f} \int_{x_w}^{x_e} h \frac{\partial h}{\partial x} \, dx - \int_{x_w}^{x_e} \frac{\tau^x}{\rho f} \, dx . \quad (3.8)$$

Dies kann vereinfacht dargestellt werden als

$$T = \frac{g'}{2f} (h_e^2 - h_w^2) - T_E . \quad (3.9)$$

h_w und h_e sind die Tiefen der Grenzschicht am westlichen und östlichen Rand, T ist der gesamte meridionale Volumentransport und T_E (genauer gesagt: $-T_E$) repräsentiert den Ekmantransport.

Wenn das Modellgebiet nördlich (oder südlich) der hier betrachteten geographischen Breite abgeschlossen ist und zudem keine Quellen oder Senken vorhanden sind, folgt aus der Massenerhaltung, daß der zonal integrierte Transport T verschwinden muß. Beziehung (3.9) besagt dann, daß der geostrophische Nettotransport, welcher proportional zur Differenz der Quadrate der Schichtdicken ist, den Ekmantransport über die gesamte Breite des Beckens gerade kompensiert. Zurück bleibt ein Ausdruck für die Grenzschichttiefe am westlichen Rand, welcher nur noch von der Tiefe am Ostrand, dem Dichteunterschied zwischen den Schichten und der Größe des Ekmantransports abhängt:

$$h_w^2 = h_e^2 - \frac{2f}{g'} T_E . \quad (3.10)$$

Wenn es keinen Ekmantransport gäbe, wären die Grenzschichttiefen im Osten und Westen gleich. (Der Sverdruptransport ist im geostrophischen Anteil enthalten und bewirkt keine Differenz zwischen h_w und h_e , da er im westlichen Randstrom wieder geostrophisch zurück transportiert wird.) Für $\tau^x > 0$ (Westwinde) entlang des betrachteten Schnittes existiert aber ein nach Süden gerichteter Ekmantransport, und die Grenzschichttiefe am Westrand h_w muß kleiner sein als die im Osten, da

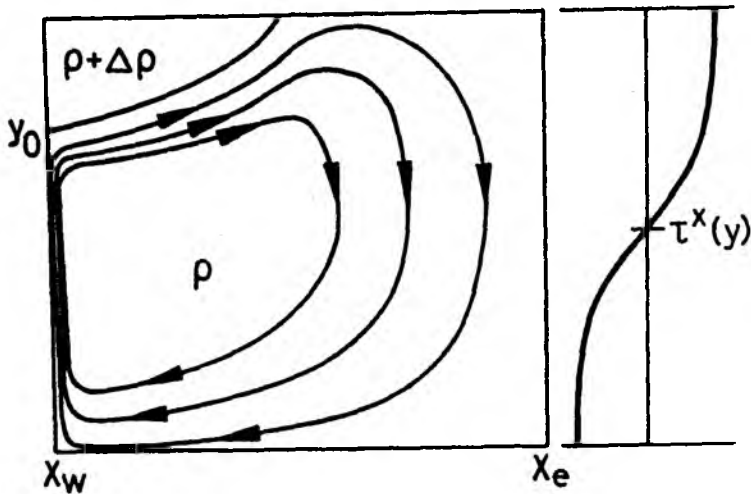


Abb. 3.2: Ablösung vom westlichen Rand bei Aufsteigen der tieferen Schicht der Dichte $\rho + \Delta\rho$ nach Parsons Modellvorstellung. Rechts daneben die meridionale Verteilung der zonalen Windstresskomponente $\tau^x(y)$.

dieser zusätzliche Ekmananteil geostrophisch nach Norden gebracht werden muß. Dies ist in Abbildung 3.1 angedeutet.

Bei einer Zunahme des ostwärtigen Windschubs τ^x nach Norden kann bei einer Breite y_0 der Ekmantransport so groß werden, daß für ein gegebenes h_e die Schichtdicke h_w in (3.10) verschwindet. Das Aufsteigen der Grenzschicht bringt an dieser Stelle die tiefe und definitionsgemäß unbewegte Schicht an die Oberfläche. Wenn der Windschub nach Norden weiter zunimmt, muß nach (3.10) gefordert werden, daß die Grenzschicht bereits weiter östlich aufsteigt, da bei gegebenem h_e nur eine Reduzierung des zonalen Integrationsgebietes für T_E negative Werte der Schichtdicke am Westrand verhindern kann. Eine Kartierung der Orte, an denen die Schichtgrenze nach dieser Theorie die Oberfläche durchstößt, ergibt eine Linie, wie sie in Abbildung 3.2 dargestellt ist. Da das Aufsteigen der unbewegten Schicht einen weiteren Stromverlauf über diese Linie nach Norden verhindert, wird die Breite y_0 in der Theorie von Parsons konsequenterweise als Ablösungspunkt identifiziert. Der Randstrom ist gezwungen, sich dort nach Nordosten zu wenden und sich parallel zur Grenzlinie weiter zu bewegen, wie in Abbildung 3.2 angedeutet. Über der im Westen aufgestiegenen, unbeweglichen tiefen Schicht hat der Windschub in dieser einfachen Theorie definitionsgemäß keinen Effekt.

Nach Parsons erster Formulierung (1969) für einen einfachen atmosphärischen Wirbel als Antriebsfunktion erweiterten andere Autoren die Theorie auf Doppelgyre-Systeme (Veronis, 1973; Huang und Flierl, 1987). Die Folge sind südwärtsige westliche Randströme im subpolaren Ozean, welche vom Sverdrup-Regime im Osten durch ein bewegungsloses Gebiet aufgestiegenen Tiefenwassers isoliert sind.

Von Abschätzungen abgesehen, war bis vor kurzem kein Versuch unternommen worden, Parsons Theorie auch quantitativ zu prüfen. Erst in der Arbeit von Gangopadhyay et al. (1992) wurden Ekmantransporte aus gemessenen Windfeldern berechnet und mittlere Schichtdicken h_e im Ostatlantik aus CTD-Messungen entnommen, um das Modell damit zu verifizieren. Die Standardabweichung der vom Modell berechneten Ablösungsbreiten von langjährigen Golfstrombeobachtungen beträgt 45 km und liegt damit im Bereich der von den Autoren genannten natürlichen Variation von etwa 100 km. Die Autoren ziehen hieraus die Schlußfolgerung, daß ihre Ergebnisse Parsons Modellvorstellung der Golfstromablösung quantitativ stützen.

Ist Parsons Theorie damit also bestätigt und die Golfstromablösung als Resultat des dynamisch erzeugten Aufsteigens der Sprungschicht zu verstehen? Zahlreiche Einwände gegen die Grundlagen von Parsons Modell und die Analyse von Gangopadhyay et al. (1992) lassen dies zweifelhaft erscheinen.

So weist Pedlosky (1987) zum Beispiel darauf hin, daß in Parsons Modell von der Annahme ausgegangen wird, der Randstrom bleibe so lange an der Küste, wie die Dicke der oberen Schicht von Null verschieden ist. Für Randströme, in denen die relative Vorticity groß wird, ist dies aber nicht mehr notwendigerweise der Fall. Ablösung kann hier durchaus auch schon dann auftreten, wenn der Gradient der Schichtdicke groß genug wird, ohne daß h selbst verschwinden muß. (Diese Situation wird in Abschnitt 3.3 (Vorticitykrise) betrachtet werden.)

Zweitens stellt die Vernachlässigung des Windantriebs im Bereich der aufgestiegenen tiefen Schicht eine fundamentale Einschränkung des Modells dar, deren Konsequenzen noch nicht vollständig klar sind. Pedlosky (1987) erlaubt deshalb in seinem Modell dem Ekmantransport, die aufgestiegene Grenzfläche zwischen den Schichten zu überqueren. Die Folge ist, daß das Auftauchen der tiefen Schicht nicht mehr zur Ablösung des Randstroms führt. Nurser und Williams (1990) erweiterten Pedloskys Ansatz auf eine Oberflächenabkühlung des separierten

Randstroms. In ihrem Modell reagiert der Ablösungspunkt auf einen Wärmeverlust der beobachteten Größenordnung mit einer Verschiebung um 320 km nach Süden.

Ein weiterer kritischer Faktor bei der Verifikation von Parsons Theorie ist die Wahl der Grenzfläche zwischen den beiden Schichten. Haidvogel et al. (1992) weisen darauf hin, daß in einem kontinuierlich geschichteten Medium nicht klar ist, welche Dichtefläche die kontrollierende sein sollte. In der Arbeit von Gangopadhyay et al. (1992) wurde die Grenzfläche durch die Forderung bestimmt, daß die darunter liegende Wassermasse die gleiche mittlere Dichte haben solle wie das Schelfwasser nördlich des abgelösten Stroms. Dies mag im Sinne des Parsons Modells durchaus naheliegend und konsequent sein, führt jedoch die zusätzliche Annahme ein, daß der gesamte Dichteunterschied über den Golfstrom hinweg nur durch aufgestiegenes Tiefenwasser von der Südseite des Stroms erzeugt wird. In Kapitel 2 wurde aber bereits darauf hingewiesen, daß im Schelfwasser auch Anteile von Labradorseewasser enthalten sind. Die Berechtigung der Annahme von Gangopadhyay et al. (1992) ist also fraglich.

Außerdem wird die Integration des Ekmantransports von Gangopadhyay et al. nicht wie von Parsons gefordert bis zur östlichen Berandung durchgeführt, sondern nur bis 20°W. Die Autoren begründen dies mit dem Einfluß des Mittelmeerwassers im östlichen Teil des Atlantiks. Abgesehen davon, daß so möglicherweise Fehler bei der Berechnung des Ekmantransports gemacht werden, soll auf eine weitere Konsequenz dieser Vernachlässigung später bei der Diskussion der Modellergebnisse (Kap. 8.5) noch eingegangen werden.

3.3 Die Vorticitykrise

Die hier in der Kategorie "Vorticitykrise" (nach Pedlosky, 1987) zusammengefaßten Ansätze betrachten die Randstromablösung als Konsequenz der Forderung nach der Erhaltung potentieller Vorticity. Der nichtlineare Strom wird nach dieser Auffassung durch die Notwendigkeit, sich seiner überschüssigen Vorticity vor der Rückkehr ins Sverdrup-Regime zu entledigen, an einer weiteren Ausbreitung längs des Randes gehindert.

Exemplarisch seien hier die Modellvorstellungen von Cessi et al. (1990) und Cessi (1991) dargestellt, welche den Gedanken der Vorticitykrise wohl am detailliertesten beschreiben. Im stationären Modell muß die vom Wind im subtropischen Wirbel zugeführte (antizyklonale) Vorticity dem System durch Reibung wieder entzogen werden. Reibung wirkt aber stets dort am effektivsten, wo starke Gradienten der Geschwindigkeit zu finden sind, also im westlichen Randstrom. Diese Vorstellung liegt bereits Stommels (1965) Theorie der westwärtigen Intensivierung zugrunde. Für die in der Modellierung üblichen Randbedingungen (Free-Slip, No-Slip) ist im nichtlinearen System die Dissipation in den Grenzschichten entlang der Berandung jedoch nicht ausreichend, um die überschüssige Vorticity zu vernichten. Folglich ist der Strom gezwungen, den Rand zu verlassen, und es muß zwischen dem westlichen Rand und dem Sverdrup-Inneren eine Region existieren, in der intensive Vorticityumwandlung möglich ist.

Im einfachsten Fall eines einzelnen großräumigen Wirbels geschieht dies, indem sich der nordwärtige Strom vom westlichen Rand löst, in einer Schleife wieder nach Süden umkehrt und auf diesem Weg seinen Vorticityüberschuß durch horizontalen Austausch mit dem Randstrom verringert (Abb. 3.3a). (Pedlosky (1979) argumentierte, daß die Vorticitydissipation in den stehenden Wellen östlich des Ablösungsortes stattfindet, doch Cessi et al. (1990) betonen, daß der Abbau potentieller Vorticity überwiegend in der ersten Schleife geschieht. Dieses Regime, so die Autoren, unterscheidet sich dadurch von dem der stationären Mäander weiter östlich.) Im meridional symmetrischen Doppelgyre ist der nötige Vorticityverlust durch Austausch mit dem südwärtigen Randstrom möglich (Abb. 3.3b). Die beiden Randströme, welche Vorticity entgegengesetzten Vorzeichens transportieren, treffen aufeinander und müssen aufgrund der Kontinuität den Rand verlassen. In dem resultierenden zonalen Jet wird dann die Vorticity umgesetzt, wenn nötig auch durch Ausbildung intensiver Rezirkulationszellen. Bei ungleich starken Randströmen kann eine Zwischenform dieser beiden Extremsituationen auftreten (Abb. 3.3c).

Die Details der Übergangsregion zwischen westlichem Rand und Sverdrupregime hängen davon ab, ob die Vorticity in erster Linie durch horizontalen Austausch oder durch Bodenreibung abgeführt wird. Wenn der horizontale Austausch gering ist und Bodenreibung die wesentliche Vorticitysenke darstellt, kann sich der zonale Jet über die ganze Breite des Beckens erstrecken (Böning, 1985).

Die große Bedeutung der Nichtlinearität in der Theorie der Vorticitykrise erschwert allerdings den analytischen Zugang, so daß sich der Ablösungsort nicht an eine so klar formulierte Bedingung knüpfen läßt, wie dies bei Parsons möglich war. Cessis Theorie sagt infolgedessen nichts darüber aus, wo genau sich der Strom von der Küste löst. Numerische Berechnungen (Cessi, 1991) zeigen aber, daß der Übergangspunkt vom Randstrom in die Schleife, welcher als Ablösungspunkt interpretiert werden kann, im Modell sowohl von der Stärke des lateralen Austauschs abhängt (je geringer der Austauschkoeffizient, desto weiter nördlich die Ablösung) als auch von der Randbedingung am westlichen Rand. Im asymmetrisch angetriebenen Fall mit No-Slip Bedingung löst sich der Strom "vorzeitig", d. h. stromaufwärts der Breite, welche die lineare Theorie vorhersagen würde, während die Free-Slip Bedingung den Ablösungspunkt in die schwächer angetriebene Hälfte des Beckens verschiebt. (Harrison und Stalos (1982), sowie Verron und LeProvost (1991) kommen für Free-Slip zu demselben Ergebnis.)

Haidvogel et al. (1992) arbeiten mit einer "Partial-Slip" Bedingung, welche sich zwischen Free- und No-Slip kontinuierlich variieren läßt. Auch sie erhalten vorzeitige Ablösung für diffusivere Einstellungen ihrer Randbedingung, doch weisen sie darauf hin, daß in ihrem Modell kein einfacher Zusammenhang zwischen dem Ablösungspunkt und Budgets der potentiellen Vorticity festzustellen ist. Sie werten dies als Hinweis gegen die Gültigkeit der Theorie der Vorticitykrise.

Eine andere Möglichkeit des Randstroms, seine "Vorticitykrise" zu bewältigen, wurde von Greenspan (1963) beschrieben. Er vermutet, daß die starke Änderung der Bodentopographie bei Kap Hatteras für die Ablösung entscheidend ist: der Strom ist geographisch gezwungen, die Schelfkante zu überqueren, was durch das resultierende Stretching Vorticityproduktion zur Folge hat. Diese Vorstellung wurde durch numerische Untersuchungen von Holland (1967) gestützt, der den Einfluß von Bodentopographie auf westliche Randströme betrachtete. Sie hat gegenüber Cessis Ansatz den Vorteil, daß hier die Ablösung von vornherein eindeutig lokalisierbar ist. Allerdings kann dieser Effekt der Topographie im vertikal geschichteten Ozean wesentlich schwächer sein, wie Holland in einem späteren Modell (1973) zeigte.

Aus den hier geschilderten Argumenten wird ersichtlich, wie fundamental sich die Ablösungstheorie von Parsons (1969) und die Ablösung als Folge der "Vorticitykrise" unterscheiden. Im Modell von Parsons werden Nichtlinearität, Reibung und Bodentopographie völlig vernachlässigt, während sie hier für den Ort

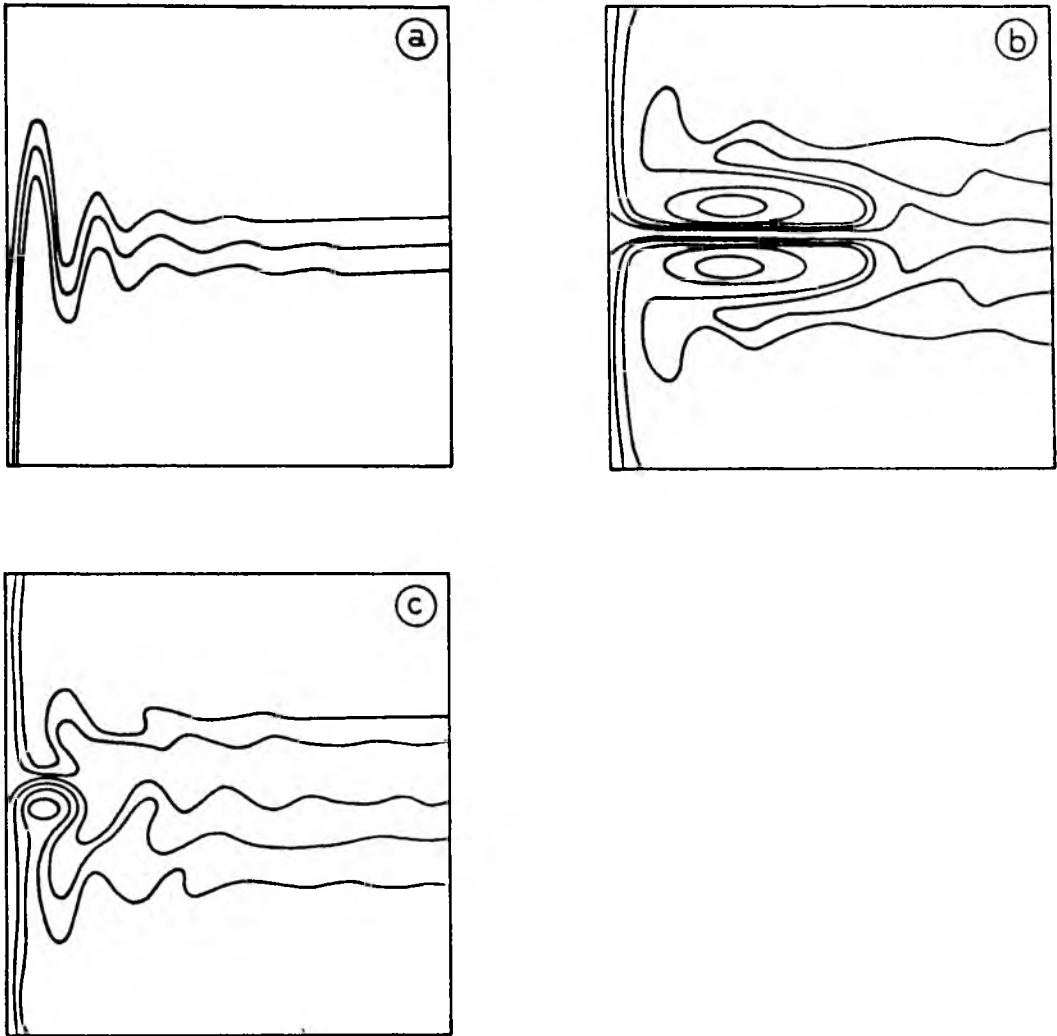


Abb. 3.3: Schematische Darstellung der Ablösung des westlichen Randstroms nach Cessi (1991).
 a) Nordwärtiger Randstrom ohne nördlichen Gegenstrom;
 b) Meridional symmetrische Stromverteilung;
 c) Meridional asymmetrische Stromverteilung, schwächerer nördlicher Gegenstrom.

der Ablösung eine wichtige Rolle spielen. Darüber hinaus ist nach Cessi (1991) die Dynamik der Randstromablösung tiefenunabhängig und damit Ablösung auch im homogenen Ozean möglich. Für Parsons Modell ist vertikale Dichteschichtung dagegen ein zentraler Bestandteil.

4. Der Golfstrom in numerischen Modellen

Ähnlich wie die verschiedenen analytischen Ansätze bieten auch die Ergebnisse numerischer Modellierungen kein einheitliches Bild der Randstromablösung.

Bryan (1963) zeigte erste Beispiele für die Ablösung des westlichen Randstroms in einem stark idealisierten Modell. Bei Benutzung eines asymmetrischen Windfelds, dessen Achse von Südwest nach Nordost verlief, entstand am glatten westlichen Rand ein abgelöster Jet, dessen Verlauf in erster Näherung dem des Golfstroms entsprach. Der Versuch, den Strom an einem rechteckigen Kontinent zur Ablösung zu bringen, scheiterte aber. Der Randstrom folgte der Küste um das Kap herum nach Norden, ohne sich an der Ecke vom Kontinent zu lösen. Bryan vermutete, daß sein Modellstrom für Ablösung noch zu linear sei.

In der Absicht, das in Abschnitt 3.1 bereits erwähnte Modell von Holland und Lin (1975) besser mit der Wirklichkeit vergleichbar zu machen, drehten Semtner und Mintz (1977) das Hollandsche Becken nach Nordosten und führten unter anderem einen idealisierten Kontinentalschelf am Westrand ein. Auf diese Weise sollte der tatsächliche Küstenverlauf zwischen Florida und Kap Hatteras angenähert und eine realistischere Ablösung ermöglicht werden. Das Ergebnis dieser Änderungen ist Ablösung schon südlich der $\nabla \times \vec{\tau} = 0$ Linie, und Semtner und Mintz schließen, daß Bodentopographie und vielleicht auch die Orientierung der Küste einen Einfluß auf die Lage des Ablösungspunktes zu haben scheinen. Wie realistisch das in diesen Untersuchungen erhaltene Zirkulationsbild ist, läßt sich allerdings wegen der starken Idealisierungen nicht beurteilen.

Der Vergleich mit Beobachtungen fällt leichter in Beckenkonfigurationen, die enger mit der Wirklichkeit übereinstimmen. Herrmann und Krauß (1989) benutzten zum Beispiel ein nicht-wirbelaflösendes quasi-geostrophisches (QG) Modell, dessen Geometrie und Windforcing erheblich realistischer sind als bei Semtner und Mintz (1977). In der vertikal integrierten Zirkulation ist aber ein Golfstrom zu sehen, der sich statt bei Kap Hatteras erst 5° weiter nördlich in einem antizyklonalen Mäander nach Osten wendet. Ähnlich stellt sich die Ablösung im Fall einer nicht-wirbelaflösenden Version des Bryan-Cox Modells dar (Bryan, 1969; Cox, 1984): Gerdes (1988) zeigt in seiner Arbeit einen westlichen Randstrom, der die Küste etwa bei 38°N verläßt und sich dann als deutlich erkennbares Stromband bei 40°N bis zum Mittelatlantischen Rücken erstreckt.

Bryan und Holland (1989) unternahmen erstmals den Versuch, die nordatlantische Zirkulation horizontal und vertikal hochauflösend mit dem Bryan–Cox Modell zu modellieren. Statt der erwarteten Ablösung finden sie jedoch die bereits in der Einleitung angesprochene, stationäre antizyklonale Zelle nordöstlich von Kap Hatteras. Die Autoren schreiben, daß dies ein typisches Problem von PE–Modellen sei (PE = Primitive Equations), dessen Ursachen allerdings noch im Dunkeln liegen. Ihrer Meinung nach ist noch höhere Auflösung als die des CME–Modells nötig, um realistischere Ablösung zu erreichen.

In einer weiteren Analyse der CME–Modellergebnisse führt Treguier (1992) mehrere mögliche Gründe für die fehlende Ablösung in diesem Modell an, von denen der wahrscheinlichste ihrer Meinung nach darin besteht, daß der Golfstrom durch zu geringe horizontale Auflösung und zu hohe laterale Reibung vermutlich zu linear bleibt.

Diese Frage der horizontalen Auflösung steht im Mittelpunkt der Arbeit von Beckmann et al. (1993). Die Autoren vergleichen in ihrer Studie die Ergebnisse des $\frac{1}{3}^\circ$ CME–Modells mit einer Version des gleichen Modells, welche eine doppelt so hohe horizontale Auflösung bei entsprechend verringerten Austauschkoefizienten benutzt. In Bezug auf die Ablösung des Golfstroms bringt die erhöhte Auflösung aber keine Verbesserung. Im Gegenteil, die stationäre antizyklonale Zelle des $\frac{1}{3}^\circ$ Modells (Abb. 1.1) verstärkt sich sogar noch.

Semtner und Chervin (1988) setzten sich zum Ziel, die globale Zirkulation in einer Version des Bryan–Cox Modells mit einer horizontalen Auflösung von $\frac{1}{2}^\circ$ zu modellieren. Auch sie stoßen auf Schwierigkeiten bezüglich der Ablösung des Golfstroms bei Kap Hatteras und vermuten, daß ein zu schwacher Labradorstrom dafür verantwortlich sein könnte. Auch in erweiterten Rechnungen mit dem gleichen Modell (Semtner und Chervin, 1992) war dieses Problem noch nicht behoben. Interessanterweise ist nicht nur im Golfstrom, sondern auch im Kuroshio südlich von Japan eine stationäre antizyklonale Zelle zu finden.

Regionale Modelle erlauben zwar wesentlich höhere Auflösungen als großräumige Integrationen, haben aber dafür das Problem der offenen Ränder. In einem regionalen QG–Modell mit vorgeschriebenem Ein- und Ausstrom an den offenen Berandungen produziert Holland (1987) einen Golfstrom, der bei Kap Hatteras (bei flachem Boden) einen großen antizyklonalen Mäander bildet. Nach Osten setzt sich diese Strömung dann in einer Reihe anscheinend stationärer weiterer

Mäander bis zu ihrem Ausstrompunkt fort. Statt die Ablösung zu verbessern (vergl. Kap. 3.3), vergrößert die Einbeziehung von Bodentopographie den unrealistischen Mäander nordöstlich des Kaps sogar noch. Allerdings besteht bei der hier benutzten Form der offenen Ränder die Möglichkeit, daß der fest vorgeschriebene Transport oder die Lage des Ausstrompunktes diese Lösung entscheidend beeinflussen.

Thompson und Schmitz (1989) untersuchten den Verlauf des Golfstroms zwischen Kap Hatteras und der Neufundlandbank in einem regionalen, horizontal hochauflösenden (0.2°) 2-Schichten PE-Modell. Sie fanden zwar einen Einfluß des tiefen westlichen Randstroms auf die mittlere Lage des Golfstroms nach der Ablösung, doch ist auch in ihrem Modell statt der beobachteten Ablösung bei Kap Hatteras der stationäre Mäander nordöstlich des Kaps in allen Fällen vorhanden. Ebenso wie die Ergebnisse von Beckmann et al. (1993) deutet dies darauf hin, daß höhere horizontale Auflösung allein das Ablösungsproblem nicht beseitigt.

Ezer und Mellor (1992) untersuchten Golfstromablösung in einem regionalen Sigma-Koordinaten PE-Modell mit ähnlicher horizontaler Auflösung wie Thompson und Schmitz (1989) und 15 Schichten in der Vertikalen. Wenn keine Schelfwasserzirkulation vorgegeben wird, entsteht auch in diesem Modell eine antizyklonale Zelle nordöstlich von Kap Hatteras, doch in den anderen Experimenten ist die Lösung durchaus realistisch. Ezer und Mellor kommen zu dem Schluß, daß für die Ablösung des Golfstroms die Aufrechterhaltung von Dichtestruktur und Stromverlauf der Nördlichen Rezirkulation entscheidend sind. Unklar ist allerdings, ob nicht die geringe zonale Ausdehnung ihres Modellgebietes (bis ca. 62°W) den Weg des Stroms zwischen Ein- und Ausstrompunkt, ähnlich wie bei Holland (1987), sehr stark festlegt. (Zum Vergleich: Thompson und Schmitz (1989) betrachteten ein doppelt so breites Gebiet wie das von Ezer und Mellor.) Außerdem wird in diesem Modell eine Nördliche Rezirkulation von 40 Sv vorgeschrieben, also wesentlich mehr als Beobachtungen rechtfertigen (vergl. Kapitel 2).

Völlig offen ist bisher, ob isopyknische Modelle eine bessere Ablösung des Golfstroms liefern würden. Wenn Parsons Mechanismus der für die Ablösung entscheidende ist, müßte das eigentlich der Fall sein, da er von diesem Modellzugang wesentlich besser erfaßt wird als in der Formulierung mit festen Tiefenstufen. Bisher wurden aber beckenweite isopyknische Modelle des Nordatlantik nur mit sehr grober horizontaler Auflösung (2° bei Smith et al., 1990) und geglätteter Topographie gerechnet. Der Golfstrom erscheint dadurch als breites Stromband

in etwa der richtigen Gegend, doch sind Details der Ablösung nicht zu erkennen. Bei höher auflösenden isopyknischen Experimenten scheint sich allerdings ebenfalls ein Ablösungsproblem abzuzeichnen (New, 1992, pers. Mitteil.).

Instruktiv sind in diesem Zusammenhang die Modellversuche von DeRuijter und Boudra (1985), Boudra und Chassignet (1988) und Boudra et al. (1989) zur Retrofektion des Agulhasstroms. In der zuletzt zitierten Arbeit stellen die Autoren fest, daß trotz isopyknischer Formulierung das von Parsons geforderte Aufsteigen der Dichteflächen bis an die Oberfläche in ihrem Modell nicht mit der Ablösung zusammenhängt. "Outcropping" geschieht in diesem Modell erst nach der Ablösung, und zwar in der subtropischen Konvergenzzone (hier die Grenze zum Antarktischen Zirkumpolarstrom) und am östlichen und nördlichen Rand. Dies bekräftigt den in Abschnitt 3.2 zitierten Einwand von Pedlosky (1987), wonach Ablösung keineswegs mit dem Auftauchen von Dichteflächen verknüpft sein muß. Darüber hinaus zeigt sich in diesen Experimenten, daß die Wahl der dynamischen Randbedingung entlang des Kontinents großen Einfluß auf die Ablösung am Kap haben kann und daß am Ablösungspunkt die Stretchingterme in der Vorticitygleichung mit höherer vertikaler Auflösung zunehmend an Bedeutung gewinnen. Der wesentliche Term in der Ablösungsregion ist jedoch stets die Nichtlinearität des Stroms, und die Autoren betonen, daß Ablösung in ihrem Modell normalerweise an plötzlichen Änderungen der Küstenorientierung stattfindet. Die Ablösung in isopyknischen Experimenten scheint also eher in die Kategorie der Vorticitykrise zu passen, als daß sie Parsons Modell stützen würde.

5. Zielsetzung

Das Bild, welches sich nach dem Vergleich der verschiedenen Ablösungstheorien und der Betrachtung der Randstromablösung in den numerischen Modellen bietet, ist folgendes:

In den am meisten verbreiteten Theorien herrscht große Uneinigkeit darüber, welche Faktoren für die Randstromablösung hauptsächlich verantwortlich sind. Während eine "Denkschule" den direkten Einfluß des Windes für ausreichend hält, setzt die zweite zusätzlich einen geschichteten Ozean als essentiellen Bestandteil der Ablösung voraus. Wieder andere Ansätze gehen von einer zentralen Rolle der Nichtlinearität und der Reibung an horizontalen Rändern aus.

In allen vorgestellten Theorien wird dagegen angenommen, daß die Küstenform für die Ablösung keine Rolle spielt. Da die Randstromablösung in den jeweiligen Modellen von anderen Faktoren als der Küstengeometrie erzeugt wird, betrachten diese Ansätze folglich das Problem auch stets an glatten, meridional verlaufenden westlichen Rändern.

Obwohl sich die numerischen Modelle zum Teil stark in ihren Grundlagen und numerischen Realisierungen unterscheiden, produzieren sie doch fast einheitlich das gleiche falsche Bild der Ablösung. Statt der beobachteten Golfstromablösung bei Kap Hatteras ist in den Modellergebnissen meist ein antizyklonaler Mäander oder eine stationäre Zelle nordöstlich des Kaps zu sehen. Die Ursachen dieser Erscheinung und die Dynamik, welche diesen unrealistischen Modellzustand in den Integrationen aufrechterhält, sind jedoch bisher nicht untersucht. Allerdings scheint sich aus den verschiedenen Modellansätzen abzuzeichnen, daß die falsche Golfstromablösung nicht alleine durch erhöhte Auflösung zu beseitigen ist, wie immer wieder angenommen wird.

Zwar erzeugt das Modell von Ezer und Mellor (1992) einen realistischen Verlauf des Golfstroms, doch werden die Schlußfolgerungen der Autoren durch methodische Unsicherheiten beeinträchtigt. Mit ihrer Feststellung, daß in diesem Modell das Dichtefeld und die Zirkulation in der Mittelatlantischen Bucht für die Ablösung des Golfstroms entscheidend seien, stehen die Autoren aber im Widerspruch zu den in Kapitel 3 dargestellten Ablösungstheorien.

Aufgrund dieser zum Teil sehr gegensätzlichen Aussagen scheint es sinnvoll,

die Frage der Golfstromablösung systematischer zu untersuchen, als dies bisher geschehen ist. In der vorliegenden Arbeit soll versucht werden, einzelne der oben genannten Faktoren, soweit sie für die Golfstromablösung von Bedeutung zu sein scheinen, nach Möglichkeit zu isolieren und ihren jeweiligen Beitrag zum Verhalten des modellierten Randstroms zu identifizieren. Ziel ist es, auf diese Weise erstens das Verständnis der Wechselwirkung dieser unterschiedlichen Einflüsse in komplexeren Modellen zu erleichtern, und zweitens, die Liste der möglichen Ablösungsursachen durch Elimination nicht-signifikanter Beiträge und Hervorhebung wichtiger Faktoren kürzer und übersichtlicher zu machen.

Die Vorgehensweise besteht darin, sich von relativ einfachen und stark idealisierten Modellkonfigurationen durch Einbeziehung zusätzlicher Elemente zu immer komplexeren und wirklichkeitsnäheren Situationen voranzuarbeiten. Ausgangspunkt ist ein homogenes quasi-geostrophisches Modell mit flachem Boden, später wird dann auf ein Modell übergegangen, welches auf den primitiven Gleichungen basiert ("PE-Modell"). Die PE-Experimente werden erst homogen und dann vertikal geschichtet betrieben, bevor schließlich auch Bodentopographie in das Modell integriert wird.

Da alle der in Kapitel 3 dargestellten Theorien der Golfstromablösung thermohaline Einflüsse als vernachlässigbar erachten, soll in dieser Arbeit nur die windgetriebene Zirkulation betrachtet werden. Die baroklinen Experimente beschränken sich deshalb auf Versuche ohne thermohaline Flüsse an den Berandungen und ohne vorgegebene Wassermassenkontraste. Untersucht werden soll, welche Formen der Ablösung unter diesen Voraussetzungen möglich sind und wie diese Modellresultate mit den oben zitierten theoretischen Ansätzen, bzw. dem wirklichen Golfstrom, zusammenpassen.

Da die Ablösung des Golfstroms an einem geographisch ausgezeichneten Punkt (Kap Hatteras) stattfindet, wird dem Randstrom in allen Experimenten ein Küstenverlauf vorgegeben, der dem Strom einen solchen "Soll"-Ablösungspunkt anbietet. Dieser Ansatz unterscheidet sich von den oben zitierten Untersuchungen an glatten westlichen Rändern, und es wird zu prüfen sein, ob diese Küstenform grundsätzlich andere Lösungen erlaubt.

Zudem ergeben sich aus den in den Kapiteln 3 und 4 diskutierten Theorien und Modellresultaten eine Reihe offener Fragen, denen hier besondere Aufmerksamkeit gewidmet werden soll:

- Ist die Lage der $\nabla \times \vec{\tau}=0$ Linie bei Kap Hatteras für die Ablösung von Bedeutung?
- Kann die Ablösung des Golfstroms als Überschießen einer starken Strömung an einem Küstenvorsprung interpretiert werden?
- Welchen Einfluß hat die dynamische Randbedingung an der Küste?
- Wie wirkt sich die Nichtlinearität des Randstroms auf sein Ablösungsverhalten aus?
- Ist das Aufeinandertreffen zweier entgegengerichteter Ströme nötig, um eine örtlich klar definierte Ablösung zu ermöglichen?
- Ist die Dynamik westlicher Randströme in Bezug auf die Ablösung wirklich tiefenunabhängig (barotrop), wie von Cessi (1991) behauptet?
- Hat Bodentopographie einen Einfluß auf das Strömungsfeld bei Kap Hatteras?
- Gibt es im nichtlinearen Fall eine Beziehung zwischen dem Aufsteigen der Sprungschicht und der Ablösung, wie sie von der Parsons-Theorie gefordert wird?
- Wie entsteht eine stationäre Antizyklone im CME-Modell?

Um die Diskussion dieser Fragen zu erleichtern, ist hier noch eine Definition vorzuschicken. Ablösung vom Rand kann im Modell in Form eines klar definierten, scharf gebündelten Strahlstroms stattfinden, aber auch als breites Stromband, in welchem einige der Stromlinien den Rand verlassen, während andere ihm noch einige Zeit weiter folgen. In dieser Arbeit sollen unter dem Begriff "Ablösung" jedoch nur Situationen verstanden werden, wo sich der ganze Strom innerhalb eines engen Bereiches (von der Größenordnung der Randstrombreite) vom Kontinent löst. Wie in den Beobachtungen des Golfstroms ist der Ablösungsort dann unmittelbar im Stromlinienbild zu erkennen, und muß nicht durch zusätzliche Definitionen bestimmt werden. Ein Auffächern des Stroms in einzelne Linien, die weit voneinander entfernt den Rand verlassen, ist nach dieser Auffassung nicht mit der Ablösung des Golfstroms vergleichbar.

6. Die benutzten Modelle

In dieser Arbeit werden zwei verschiedene numerische Modelle benutzt, welche zwei sehr unterschiedliche Näherungen an die Flachwassergleichungen darstellen.

Im ersten Teil der Arbeit wird versucht, die Randstromablösung von Küstenvorsprüngen in einer Modellkonfiguration zu untersuchen, die so einfach und überschaubar wie möglich ist. Gewählt wurde ein homogenes quasi-geostrophisches Modell mit starrer Oberfläche (rigid lid), welches im weiteren als "barotropes Modell" bezeichnet werden soll. (Konzeptuell kann jedes Modell aufgespalten werden in einen vertikal-integrierten ("barotropen") Anteil und die Abweichungen davon ("baroklin").) Eine der mit der barotropen Modellierung verbundenen Absichten ist, das Verhalten des vertikal-integrierten Anteils zunächst in Isolation kennenzulernen, um im baroklinen Fall dann besser beurteilen zu können, welche Effekte der zusätzlichen Physik zuzuschreiben sind. Außerdem müßte Ablösung im Sinne der oben vorgestellten Theorien des direkten Windantriebs und der Vorticitykrise auch im barotropen Modell zu erreichen sein.

Im zweiten Teil der Arbeit wird dann auf ein PE-Modell (ebenfalls mit starrer Oberfläche) übergegangen, um das Verhalten des Randstroms unter weniger stark idealisierten Bedingungen untersuchen zu können. Hier wird das GFDL-Modell (Bryan, 1969; Cox, 1984) gewählt, da dies eines der am weitesten verbreiteten Zirkulationsmodelle ist und es deshalb wichtig erschien, eine Grundlage für das Verständnis des Randstromverhaltens gerade in diesem Modelltyp zu entwickeln. Darüber hinaus werden mit dem Bryan-Cox Modell direkte Vergleiche mit den Ergebnissen der CME-Modellierung (Böning et al., 1991; Beckmann et al., 1993) möglich. Allerdings muß darauf hingewiesen werden, daß das GFDL-Modell auf einer vertikalen Einteilung in Tiefenstufen basiert, was gegenüber einer isopyknischen Formulierung den Nachteil hat, daß Vergleiche mit Parsons Modell (1969) nur eingeschränkt möglich sind.

6.1 Das homogene QG-Modell

Grundlage des hier benutzten Modells ist die vertikal-integrierte (barotrope) quasi-geostrophische Vorticitygleichung in einem homogenen Ozean mit flachem Boden und starrer Oberfläche:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \zeta + \beta v = \vec{k} \cdot \frac{\nabla \times \vec{\tau}}{\rho_o H_o} - r \zeta + A_H \nabla^2 \zeta \quad (6.1)$$

(Zur Erklärung der Symbole vergl. Tabelle 1.)

Da die Herleitung dieser Gleichung aus den Navier-Stokes Gleichungen mittlerweile zu den Grundlagen gehört, sei hierzu auf die Lehrbücher verwiesen (Krauß, 1973; Pedlosky, 1979). Wichtig ist aber die Interpretation des so formulierten Modells. Nach Pedlosky (1979) kann das barotrope Modell nämlich aufgefaßt werden als eine Darstellung des vertikal-integrierten windgetriebenen Teils der ozeanischen Zirkulation oberhalb der Hauptsprungschicht (vergl. auch Böning, 1985). Der Bodenreibungsterm $r\zeta$ parametrisiert nach dieser Betrachtungsweise also einen Vorticityverlust an tiefer gelegene Schichten in Form einer skalenunabhängigen Rayleigh-Reibung. Die Beschränkung auf den oberen Ozean ermöglicht zum einen geringere Integrationstiefen (z.B. 1000 m statt 5000 m im tiefen Ozean) und dadurch höhere Geschwindigkeiten der homogenen

Tabelle 1: Bedeutung der Symbole

$\vec{u} = (u, v)$	vertikal integrierte Horizontalgeschwindigkeit;
$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$	Vertikalkomponente der relativen Vorticity;
\vec{k}	vertikaler Einheitsvektor;
$\vec{\tau}$	Windschubspannung;
ρ_o	Bezugsdichte; $\rho_o = \text{const.}$;
H_o	konstante Tiefe;
r	Bodenreibungskoeffizient;
A_H	horizontaler Austauschkoefizient;
$\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \right)$	horizontaler Gradientenoperator;
$f_o + \beta y$	planetarische Vorticity;
p	geostrophischer Druck.

Wassersäule bei gegebenem Antrieb, zum anderen eine Vernachlässigung größerer Tiefenunterschiede (z.B. Schelfkante), welche die vertikal-integrierte Zirkulation stark an die $\frac{f}{H}$ -Kontouren binden würden (Holland, 1973).

Barotrope Modelle erlauben Untersuchungen der horizontalen Bewegungen ohne den Einfluß thermohaliner Prozesse und barokliner Effekte. Durch diese Beschränkung haben sie einen geringeren Speicherplatz- und Rechenzeitbedarf und sind deshalb für Prinzipstudien spezifischer Prozesse gut geeignet, wo meist eine große Zahl von Experimenten bei unterschiedlichen Werten der Parameter nötig ist. Barotrope Modelle werden oftmals eingesetzt, um ein erstes Verständnis für bestimmte Vorgänge im Ozean oder auch in komplexeren numerischen Modellen zu erlangen (z.B. Blandford, 1971; Harrison und Stalos, 1982; Marshall, 1984; Böning, 1986; Moro, 1988).

Die barotrope Vorticitygleichung (6.1) läßt sich unter Benutzung der ihr zugrunde liegenden geostrophischen Relation

$$u = -\frac{1}{\rho_o f_o} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad v = \frac{1}{\rho_o f_o} \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (6.2)$$

darstellen als Funktion des geostrophischen Drucks:

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 p + \frac{1}{\rho_o f_o} J(p, \nabla^2 p) + \beta \frac{\partial p}{\partial x} = \vec{k} \cdot \frac{f_o}{h_o} \nabla \times \vec{\tau} - r \nabla^2 p + A_H \nabla^4 p, \quad (6.3)$$

wobei der Jakobi-Operator definiert ist als

$$J(a, b) = \frac{\partial a}{\partial x} \frac{\partial b}{\partial y} - \frac{\partial a}{\partial y} \frac{\partial b}{\partial x}. \quad (6.4)$$

Aufgrund der geostrophischen Beziehung (6.2) läßt sich p als Stromfunktion auffassen und wird in der Darstellung der Ergebnisse des homogenen Modells als solche interpretiert werden.

Die Vorticitygleichung (6.3) wird durch zeitliche Vorwärtsintegration für $\nabla^2 p$ gelöst; anschließend wird p iterativ durch ein SOR-Verfahren (O'Brien, 1986) bestimmt. Die benötigten Randbedingungen sind die kinematische

$$p = 0, \quad (6.5)$$

welche dafür sorgt, daß kein Fluß durch seitliche Berandungen stattfindet, und die dynamische, welche hier entweder als No-Slip

$$\vec{u} = 0 \quad (6.6)$$

oder auch Free-Slip

$$\frac{\partial u_t}{\partial n} = \zeta = 0 \quad (6.7)$$

vorgegeben wird, wobei u_t die tangentielle Geschwindigkeit am Rand und n eine Koordinate normal zur seitlichen Berandung darstellt.

Der idealisierte Modellatlantik besteht aus einem rechteckigen Becken mit einem geometrisch vereinfachten Kontinent am westlichen Rand. Das Becken erstreckt sich von 25° bis 80° W und von 15° bis 55° N. Die im Vergleich zum wirklichen Atlantik etwas geringere zonale Ausdehnung wurde gewählt, um Rechenzeit und Speicherplatz zu sparen. Für die hier beabsichtigten idealisierten Experimente spielt diese Beschränkung keine Rolle. Die, bis auf das Beispiel für Topographie in Abschnitt 7.5, konstante Tiefe von 1000 m wurde so gewählt, daß sie – wie in Kapitel 2 gezeigt – den Kern des Golfstroms umfaßt. Die horizontale Auflösung beträgt 23×28 km in x und y , was bei einer Referenzbreite der Beta-Ebene von 35° N einer Gitterweite von $\frac{1}{4}^\circ \times \frac{1}{4}^\circ$ entspricht. Die Wahl der Auflösung wurde von dem Wunsch bestimmt, einerseits die charakteristische Randstrombreite des Golfstroms von ca. 160 km bei Kap Hatteras (Leaman et al., 1989) gut aufzulösen, aber gleichzeitig noch in der Lage zu sein, ein geschlossenes Becken zu benutzen. Einflüsse offener Ränder auf die Lage des abgelösten Stroms (vergl. Holland, 1987; Ezer und Mellor, 1992) sollen auf diese Weise vermieden werden.

Als numerische Methode wurden zentrale Differenzen in der Zeit ("Leap-Frog", Roache, 1976) und für horizontale Ableitungen benutzt. Der Zeitschritt beträgt 32 min; alle 20 Zeitschritte wird eine einfache Mittelung zur Beseitigung des "Computational Mode" (Mesinger und Arakawa, 1976) vorgenommen. Für die advektiven Terme wird das Arakawa Schema (Bengtsson und Temperton, 1979) eingesetzt, welches Symmetrie, Energie und Enstrophie der Lösung erhält. Die Free-Slip Bedingung (6.7) ist durch die Vorgabe von $\zeta = 0$ am Rand unzweideutig realisierbar, doch für No-Slip (6.6) sind in diesem Modell mehrere Formulierungen

möglich, da hier ζ am Rand aus p im Inneren berechnet werden muß. Gewählt wird die von Roache (1976) beschriebene Methode erster Ordnung, welche nur den Druck am ersten Gitterpunkt benutzt:

$$\zeta_0 = \frac{2p_1}{\Delta x^2} \quad (6.8)$$

An konvexen Ecken wird Roaches Methode Nr. 3 verwendet, bei der die Vorticity an einer Ecke (i, j) aus dem Druck an den beiden inneren Punkten $(i+1, j)$ und $(i, j+1)$ bestimmt wird. Foreman und Bennett (1985) zeigen, daß durch diese Schemata niedrigerer Ordnung kein Qualitätsverlust der Lösung entsteht, da sie für die No-Slip Bedingung ebenso präzise sind wie ein Schema 3. Ordnung.

Da unter anderem auch die Auswirkungen unterschiedlicher Koeffizienten des horizontalen Austauschs A_H und der Bodenreibung τ in dieser Arbeit von Interesse sind, variieren A_H und τ in verschiedenen Experimenten. Die jeweiligen Werte werden bei der Beschreibung der Ergebnisse und in der Übersicht in Tabelle 3 im Anhang mit angegeben. Grundsätzlich wird ein Parameterbereich gewählt, in dem die Grenzschicht am westlichen Rand vom horizontalen Austausch bestimmt ist, in der Annahme, daß Bodenreibung hier von untergeordneter Bedeutung sei. Ein weiteres Kriterium für den Wert von A_H besteht darin, daß die Abnahme der horizontalen Geschwindigkeiten zum Rand nicht erst auf dem letzten Gitterpunkt stattfindet. In dem resultierenden Munkschen Regime (Pedlosky, 1979) wird die charakteristische Grenzschichtskala bestimmt durch die Balance der planetarischen Vorticity und des Diffusionsterms in der Vorticitygleichung (6.1). Die diffusive Längenskala δ_L ist dann gegeben durch

$$\delta_L = \left(\frac{A_H}{\beta} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (6.9)$$

Für Vergleiche einzelner Experimente wird die Reynoldszahl Re von Bedeutung sein, welche das Verhältnis der nichtlinearen Terme zum Austausch angibt. Sie ist definiert als

$$Re = \frac{UL}{A_H}. \quad (6.10)$$

Um eine willkürliche Definition der Randstrombreite L für den Free- und No-Slip

Fall zu vermeiden, soll hier die diffusive Skala δ_L benutzt werden, so daß mit (6.9) die Reynoldszahl geschrieben werden kann als

$$Re = \frac{U}{A_H^{\frac{1}{3}} \beta^{\frac{1}{3}}}. \quad (6.11)$$

Für die Geschwindigkeitsskala U wird zur Bestimmung der Reynoldszahl die maximale Geschwindigkeit im Randstrom auf einer vorgegebenen Breite (41°N) gewählt, um die Vergleichbarkeit von Re in allen Fällen zu gewährleisten.

Das Modell wird zum statistisch stationären Zustand gerechnet, welcher anhand der zeitlichen Entwicklung der beckenweit gemittelten kinetischen Energie diagnostiziert wird. Da der Ablösungspunkt des wirklichen Golfstroms zeitlich nur wenig variiert (Auer, 1987), wird hier erwartet, daß Ablösung nicht nur zu einzelnen Zeitpunkten, sondern auch im mittleren Zustand des Modells identifizierbar sein muß. Aus diesem Grund werden in dieser Arbeit mittlere Felder der Modellvariablen betrachtet, die im statistisch stationären Zustand über mindestens 1 Jahr gemittelt wurden. Beckenschwingungen, Rossbywellen, Mäander und Wirbel werden auf diese Weise größtenteils eliminiert.

6.2 Das PE-Modell

Das hier benutzte GFDL-Modell wurde in seiner Grundkonzeption bereits in einer Reihe von Arbeiten ausführlich beschrieben (Bryan, 1969; Cox, 1984; Cox, 1985). Zur Nomenklatur ist vielleicht anzumerken, daß dieses Modell in der Literatur sowohl als Bryan-Cox Modell, GFDL- (Geophysical Fluid Dynamics Laboratory) Modell oder auch als Princeton Modell bezeichnet wird.

In dieser Arbeit wird eine neue Version des Modells, das GFDL Modular Ocean Model (MOM) benutzt. In der Grundkonzeption unterscheidet es sich nicht von seinem Vorgänger, wenn auch die Programmstruktur verbessert und durch zusätzliche Optionen erweitert wurde.

Um die Vergleichbarkeit mit den CME-Modellierungen zu gewährleisten, wird die horizontale Auflösung des $\frac{1}{3}^\circ$ CME-Modells übernommen, also 0.4° in zonaler und $\frac{1}{3}^\circ$ in meridionaler Richtung (Böning et al., 1991). Die Auflösung bei Kap

Hatteras beträgt somit 36.4 km in x und 36.7 km in y. Allerdings wird gegenüber der CME-Konfiguration das Modellgebiet etwas verkleinert, um kürzere Rechenzeiten zu erreichen. Es reicht in dieser Arbeit von 15° bis 55° Nord und von 9.8° bis 85° West. Auf die vertikale Auflösung, die in verschiedenen Experimenten variiert, wird im Folgenden noch eingegangen werden. Eine Übersicht ist in Tabelle 4 im Anhang zu finden. Der Zeitschritt beträgt einheitlich 1000 s.

Im Unterschied zum QG-Modell ist das GFDL-Modell aufgrund seiner numerischen Formulierung auf dem Arakawa-B Gitter prädestiniert für die Benutzung der No-Slip Randbedingung. Aus diesem Grund, vor allem aber wegen der Ergebnisse des QG-Modells (Kap. 7.1), wird in den PE-Modellierungen ausschließlich mit No-Slip gearbeitet.

Die beiden Modelle unterscheiden sich außerdem durch die Wahl des Koordinatensystems: Das QG-Modell arbeitet auf der Beta-Ebene, das GFDL-Modell auf der Kugel. Weitere Unterschiede liegen in der Bodenreibung, welche im GFDL-Modell proportional zum Quadrat der Geschwindigkeit ist, und in der Formulierung der Advektionsterme, die hier nicht Enstrophie-erhaltend geschrieben sind. Zur Lösung der Poissongleichung für den externen Anteil des Geschwindigkeitsfelds wird in dieser Arbeit eine Konjugierte-Gradienten Methode benutzt (Gill et al., 1981),

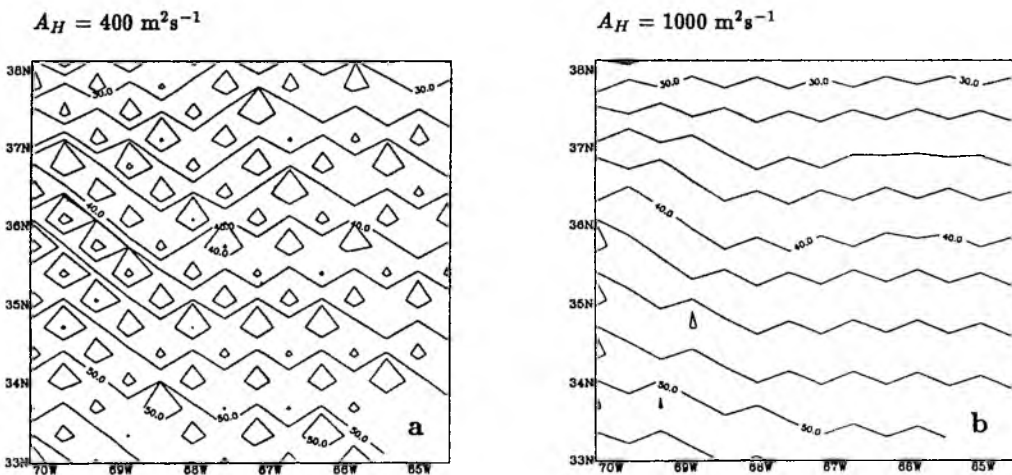


Abb. 6.1: $2\Delta x$ -Rauschen in der zeitlich gemittelten Stromfunktion des GFDL-Modells bei Laplace'schem Austausch.
 a) $A_H = 400 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, b) $A_H = 1000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

während das alte GFDL-Modell ein SOR-Verfahren verwendet.

In der CME-Version des GFDL-Modells wird mit biharmonischer Reibung gearbeitet, doch soll hier, um der Vergleichbarkeit mit den QG-Läufen willen, harmonische Reibung eingesetzt werden. Die horizontalen Austauschkoeffizienten betragen in der Regel $10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Geringerer Austausch führt bei der angegebenen Auflösung zu starken $2\Delta x$ -Störungen (Abb. 6.1a), und auch bei dem hier benutzten Wert ist die Stromfunktion noch nicht völlig frei von Rauschen (Abb. 6.1b). Größere Austauschkoeffizienten hätten jedoch einen zu diffusiven westlichen Randstrom zur Folge.

Das GFDL-Modell wird zunächst zum Vergleich mit den QG-Ergebnissen mit homogener Dichte und später in einer baroklinen, aber oberflächen-isolierten Version benutzt. Die baroklinen Modellversuche sind von dem Wunsch motiviert, Effekte der vertikalen Dichteschichtung auf die großräumige Zirkulation zunächst unter Ausschluß des Einflusses unterschiedlicher Wassermassen und thermohaliner Flüsse an der Oberfläche zu untersuchen. Aus diesem Grund wird als einfachster Ausgangszustand eine horizontal homogene, vertikale Temperaturverteilung vorgegeben. Der Salzgehalt bleibt im ganzen Becken räumlich und zeitlich

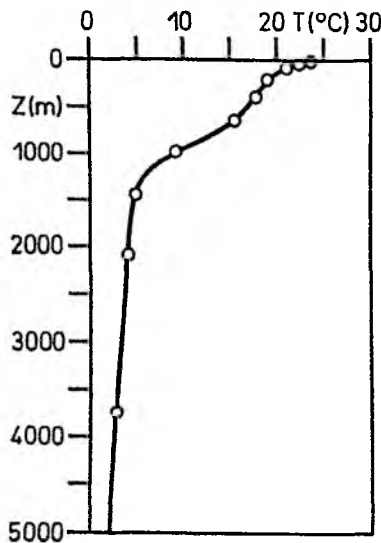
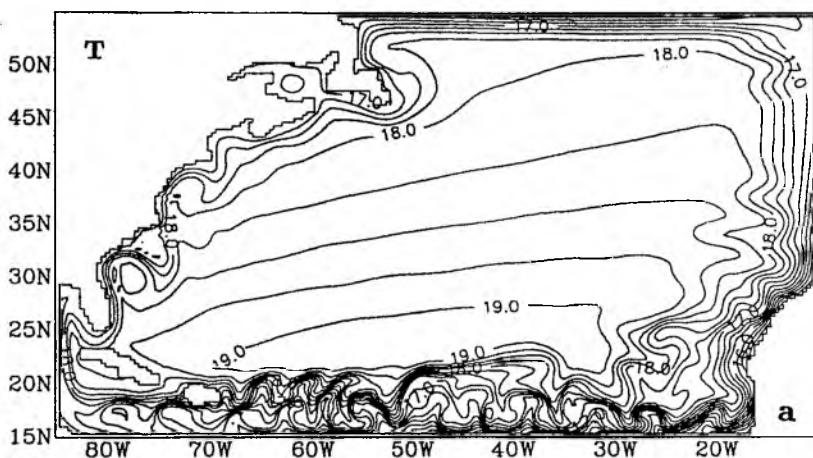
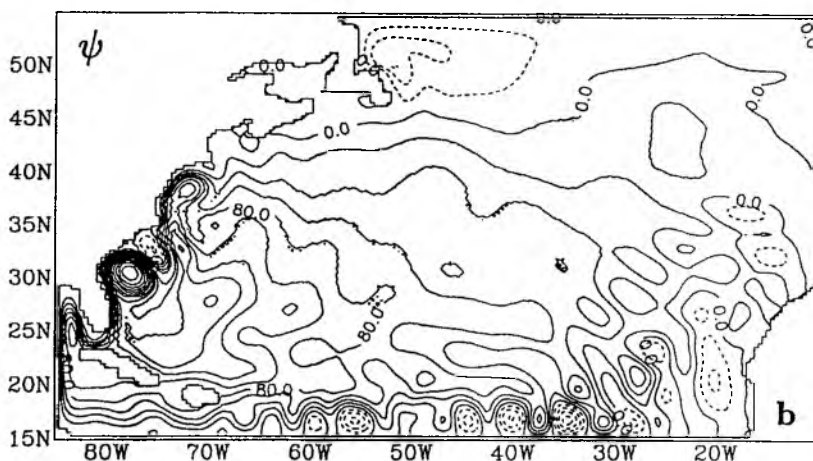


Abb. 6.2: Ausgangsprofil der Temperaturschichtung in den baroklinen Rechnungen. Kreise deuten die Lage der vertikalen T-Punkte an.



Konturintervall: 0.25°C



Konturintervall: 20 Sv

Abb. 6.3: Horizontale Verteilung der Oberflächentemperatur T und der Stromfunktion ψ nach 233 Tagen Modellzeit im Falle des 5-Schichten Modells ($\Delta z=500$ m, $H=\text{const.}=2500$ m) mit starkem Antrieb ($1.0\tau_0$). Vergl. Abb. 8.6d.

konstant. Das hier benutzte Temperaturprofil ist an die Daten von Leaman et al. (1989) angelehnt und entspricht dem Temperaturprofil am südlichen Ende ihres (über 5 Jahre gemittelten) Schnittes über den Golfstrom nordöstlich von Kap Hatteras (Abb. 6.2). Die Lage der Hauptsprungschicht mag bei dieser Wahl des Ruhezustands zu tief sein, da die Dichteflächen in der Sargassosee bereits dynamisch nach unten ausgelenkt sind. Außerdem weicht durch die

Vernachlässigung des Salzgehaltes möglicherweise die Stabilität der Schichtung zum Teil von den tatsächlichen Verhältnissen ab. Die resultierenden Werte der ersten baroklinen Rossbyradien entsprechen allerdings auch im eingeschwungenen Zustand in guter Näherung den von Emery et al. (1984) angegebenen Daten, wie später noch zu sehen sein wird. Für die hier angestrebten Prinzipstudien sollten diese Details zudem nicht von Bedeutung sein.

Ähnliche Kriterien wie beim horizontalen Austausch bestimmen auch die Wahl des vertikalen Austauschs in den baroklinen Experimenten. Einerseits sollte er groß genug sein, um künstliche Maxima durch numerische Dispersion zu vermeiden (vergl. Gerdes, 1988), andererseits nicht zu groß, um die vorgegebene Schichtung nicht wegzuglätten und so eine vernünftige Vertikalstruktur der Golfstromgeschwindigkeiten zu verhindern. Als brauchbarer Kompromiß wurde schließlich $A_v = 7.0 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ gewählt.

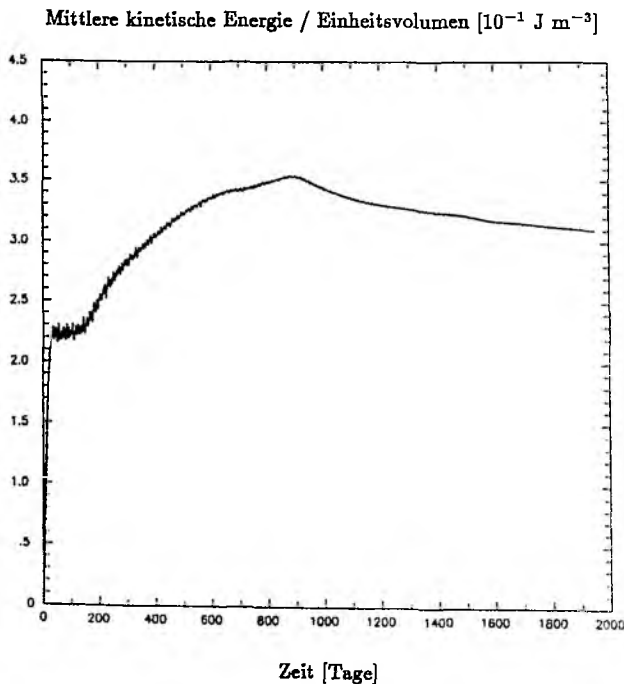


Abb. 6.4: Zeitreihe der mittleren kinetischen Energie pro Einheitsvolumen für das in Abb. 8.6b dargestellte Experiment.

Anders als im CME-Modell sind an seitlichen Berandungen keine Schwamm-schichten (Restoringzonen) eingerichtet. Dies hat zur Folge, daß durch Auftrieb aufgrund von Ekmandivergenz insbesondere am Südrand nach einiger Zeit kaltes Wasser aus der Tiefe an die Oberfläche gebracht wird (Abb. 6.3a). Durch die resultierenden horizontalen Dichteunterschiede entsteht dort dann barokline Instabilität, welche in Momentanaufnahmen zu beachtlicher Wirbelaktivität in dieser Region führt (Abb. 6.3b). Da diese Störungen aber nicht bis in das Ablösungsgebiet des Golfstroms reichen, wurden sie in dieser Arbeit toleriert.

Der Vorteil dieser Modellkonfiguration ohne Oberflächenflüsse, die in ähnlicher Form auch schon von Anderson et al. (1991) benutzt wurde, liegt in den kürzeren Einschwingzeiten. Während ein großräumiges Modell mit thermohalinem Antrieb in der Regel erst nach ca. 10–20 Jahren dynamisch eingeschwungen ist (Döscher et al., 1993), ist dies bei der nach oben isolierten Version schon nach etwa 3 Jahren der Fall, wie in der Zeitreihe der beckenweit integrierten kinetischen Energie (Abb. 6.4) zu sehen ist. Allerdings sind Experimente über wesentlich größere Zeiträume nicht möglich, da durch horizontale Vermischung insbesondere in den Auftriebsgebieten an den Rändern die ursprüngliche Dichteschichtung allmählich homogenisiert wird

Tabelle 2: Schichtdicken im GFDL-Modell

Schicht Nr.	Δz [m]
1	30
2	50
3	70
4	150
5	200
6	300
7	400
8	500
9	800
10	2500

ungeglättet

geglättet

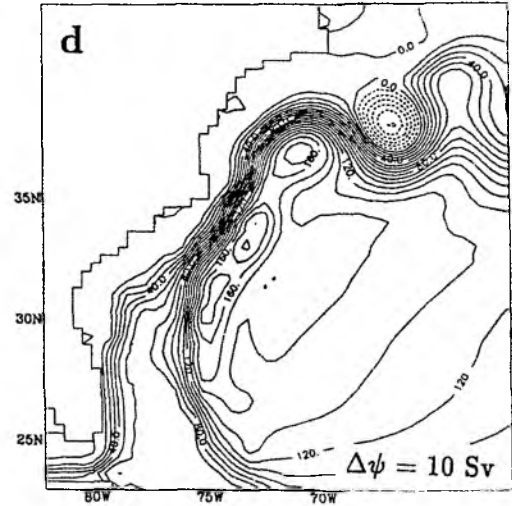
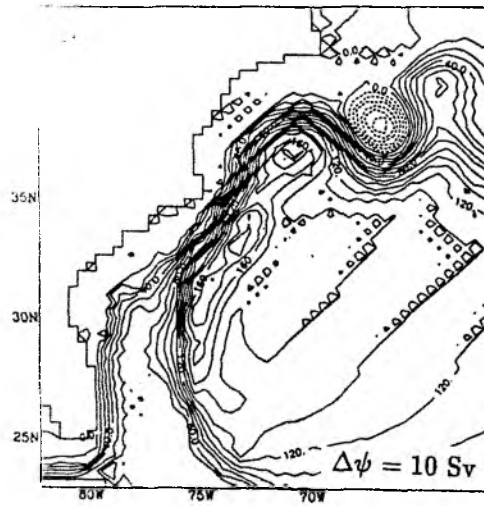
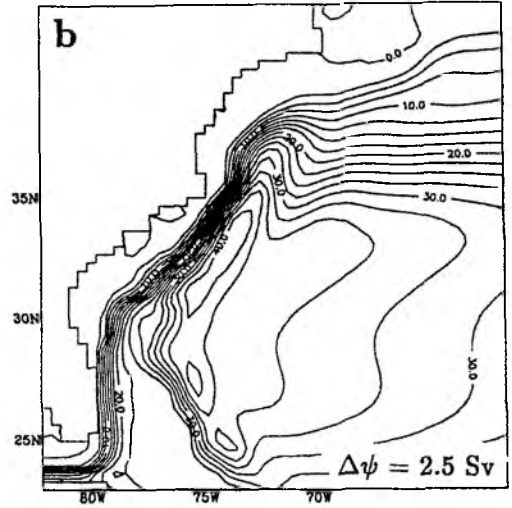
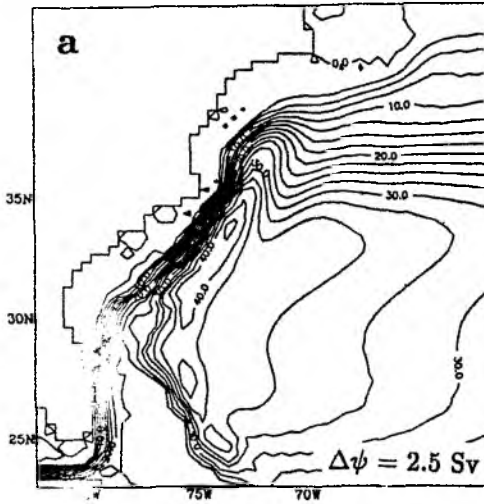


Abb. 6.5: Effekt der Glättung. Dargestellt sind mittlere Felder der Stromfunktion.
a,b) Schwacher Antrieb (einfaches Isemer-Hasse Windfeld);
c,d) Starker Antrieb (4x Isemer-Hasse).

und das Modell sich einem barotropen Zustand nähert. In Abbildung 6.4 drückt sich dies durch eine allmähliche Abnahme der kinetischen Energie aus.

Die vertikale Auflösung wird in den ersten Versuchen in 500 m Schritten bis zu einer Gesamttiefe von 2500 m vorgegeben. Da in der vorliegenden Arbeit hauptsächlich der Effekt des ersten baroklinen Modus interessiert, schien dies zunächst ausreichend. (Zum Vergleich: Holland (1978) und Thompson und Schmitz (1989) arbeiten mit 2 bis 3 Schichten und Schichtdicken von 1000 m oder mehr.) In späteren Experimenten wird dann auf 10 Schichten mit nach unten zunehmender Schichtdicke übergegangen (Tab. 2). Die dazugehörigen Anfangstemperaturen sind in Abb. 6.2 dargestellt. Bei einer Gesamttiefe von 5000 m wird die tiefste Schicht mit 2500 m Dicke angesetzt, da die detaillierte Struktur im tiefen Ozean hier nicht von Interesse ist.

Zur klareren Darstellung der Modellergebnisse werden die Analysefelder des GFDL-Modells zum Teil leicht geglättet präsentiert. Der Grund ist, daß insbesondere bei starkem Windantrieb dieses Modell bei den hier benutzten Parametern mitunter erhebliches Rauschen produziert (vergl. Abb. 6.1), welches von den wesentlichen Strukturen in den Abbildungen ablenken kann. Ein Beispiel für die Resultate ist in Abbildung 6.5 dargestellt: Bei normaler Stärke des Windantriebs (Abb. 6.5a) ist nur stellenweise leichtes $2\Delta x$ -Rauschen zu erkennen, meist unmittelbar an der Küste oder dort, wo die Strömung von topographischen Hindernissen gestaut wird. Die Glättung verändert dieses Feld fast überhaupt nicht (Abb. 6.5b). Anders ist es bei Experimenten mit starkem Windantrieb (Abb. 6.5c): hier ist das Rauschen auch im zeitlichen Mittel schon sehr störend. Die Glättung beseitigt das $2\Delta x$ -Signal, während die anderen Strukturen erhalten bleiben (Abb. 6.5d).

7. Ergebnisse des homogenen QG-Modells

Den Experimenten im homogenen quasi-geostrophischen Modell liegt die Arbeitshypothese zugrunde, daß hinreichend nichtlineare Randströme in der Lage sein müßten, sich durch trägheitsbedingtes "Überschießen" an einem Küstenvorsprung vom Rand zu lösen. In den barotropen Versuchen sollte untersucht werden, unter welchen Bedingungen dies möglich ist.

In der Hydrodynamik ist diese Form der Ablösung ein vertrautes Phänomen. Batchelor (1967) zeigt in seinem Lehrbuch zum Beispiel eine Serie von Tank-Experimenten, in denen ein laminarer Strom ein Hindernis überwinden muß. Mit wachsender Reynoldszahl Re beginnt die Strömung sich vom Hindernis zu lösen, da sie aufgrund ihrer Nichtlinearität nicht mehr in der Lage ist, den Krümmungen der Oberfläche zu folgen. Im Lee des Objekts treibt der abgelöste Strom einen stationären Wirbel an. Batchelor weist darauf hin, daß je nach Form des Hindernisses dieses Verhalten für Reynoldszahlen von 10 oder darüber zu beobachten ist.

Obwohl sich oftmals die Ergebnisse von Laborexperimenten auf größere Systeme übertragen lassen (solange die Reynoldszahlen übereinstimmen), ist nicht von vorneherein klar, ob Strömungen auf geophysikalischen Skalen und auf der rotierenden Erde zu gleichem Verhalten in der Lage sind. Allerdings ist das Strömungsbild des Golfstroms bei Kap Hatteras den Ergebnissen der Tankexperimente sehr ähnlich. Zudem wird beim Golfstrom generell davon ausgegangen, daß es sich um einen stark nichtlinearen Jet handelt (Warren, 1963; Robinson und Niiler, 1967; Luyten und Robinson, 1974), der bei Kap Hatteras nicht lokal angetrieben wird, sondern seinen Impuls advektiv in diese Region mitbringt (Fofonoff, 1981). Dies legt die Hypothese nahe, daß auch die Ablösung des Golfstroms von seiner Trägheit erzeugt wird. Wenn dies richtig ist, sollte im homogenen quasi-geostrophischen Modell bei hinreichend großen Reynoldszahlen eine Ablösung des Randstroms vom Kontinent und ein stationärer zyklonaler Wirbel im Lee davon zu finden sein.

7.1 Einfluß der Randbedingungen

Wie bereits erwähnt (Kap. 4) prüfte Bryan (1963) die eben genannte Hypothese, indem er einen rechteckigen Kontinent in die Nordwestecke seines Modells setzte und ein antizyklonales Windfeld (Subtropenwirbel) als Antriebsfunktion benutzte. Für $Re=60$ erhielt er eine Lösung, wie sie auch in Abbildung 7.1 dargestellt ist. Der zonale Randstrom an der Südküste des Kontinents löst sich nicht an der Ecke, sondern umrundet sie in einer 90° Wende nach Norden, ohne jemals den Kontakt zur Küste zu verlieren. Bryan zog aus diesem Verhalten den Schluß, daß der Küstenverlauf nur geringen Einfluß auf die Ablösung haben kann, und daß seine Strömung noch zu linear sei, um sich an der Ecke zu lösen.

Diese Aussage soll hier in einer Reihe von Experimenten überprüft werden. In Abbildung 7.2 sind fünf Läufe des QG-Modells dargestellt, in denen Bryans (1963) Konfiguration bei unterschiedlich starkem Windantrieb untersucht wird. Die Amplitude der Rotation der Windschubspannung ist als Funktion eines Referenzwertes $\tau_o = 5 \times 10^{-7} \text{ Pa m}^{-1}$ angegeben. Die Reibungsparameter für dieses

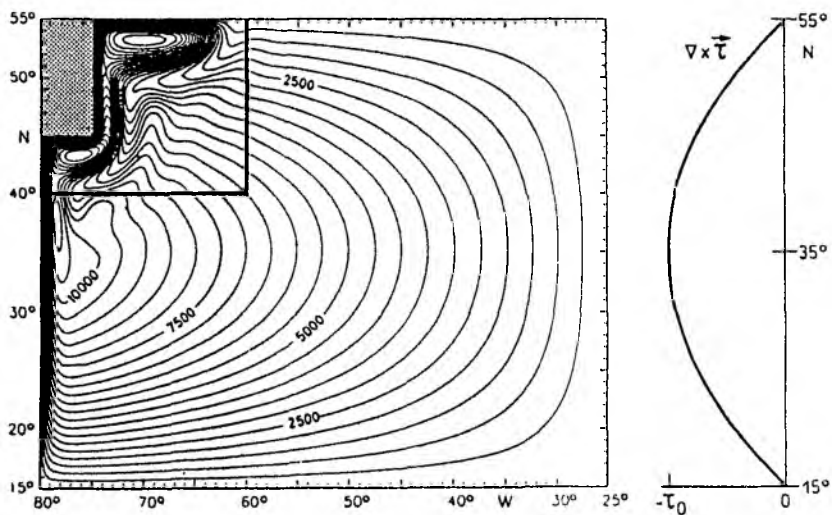


Abb. 7.1: Stromfunktion für $Re=60$. Konturintervall: 500 Pa. Das Teilgebiet von 40° bis $55^\circ N$ und 60° bis $80^\circ W$ deutet den in den folgenden Abbildungen gezeigten Ausschnitt an. Die Rotation der Windschubspannung ist nur eine Funktion der geographischen Breite.

Experiment betragen $A_H = 1500 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ und $r = 2.5 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$. (Wie im Folgenden noch gezeigt wird, hängen die entscheidenden Ergebnisse dieser Versuche aber nicht von den genauen Werten ab, solange die in Kapitel 6.1 geschilderten Kriterien für die Wahl dieser Parameter erfüllt sind.)

Bei kleinen Reynoldszahlen (Abb. 7.2 a,b) ähnelt der Verlauf der Stromlinien im Lee des Kontinents (Nordost-Seite) noch sehr stark dem Verhalten, das in linearen Modellen zu finden ist (vergl. Pedlosky, 1979). Wie in der Munkschen Lösung verlassen die Stromlinien die Küste nicht als gebündelter Jet, sondern nach und nach, wenn sie die überschüssige relative Vorticity durch die Diffusion am Rand verloren haben. Es ist nur ein geringes Überschwingen über die Bezugsbreite im Sverdrupregime zu beobachten.

Bei $Re=15$ (Abb. 7.2b) beginnt sich unter dem wachsenden Einfluß der Nichtlinearität südlich des Kontinents eine zunächst noch schwache antizyklonale Rezirkulationszelle zu bilden, wie sie auch in den Experimenten von Böning (1985) zu sehen ist. Mit wachsender Reynoldszahl (Abb. 7.2 c,d) intensiviert sich diese Zelle und wird vom Strom um den Küstenvorsprung gezogen. Gleichzeitig entstehen an der nordwestlichen Ecke des Modellgebietes ein nördlicher Randstrom und eine zweite antizyklonale Rezirkulationszelle. Die Lösung für $Re=60$ ist die in Abbildung 7.1 bereits dargestellte und stimmt sehr gut mit der von Bryan (1963) überein. Wenn der Antrieb noch weiter verstärkt wird, wächst der nördliche Randstrom weiter an (Abb. 7.2e), bis er schließlich (bei Windfeldern, die zwar jenseits jeder realistischen Größenordnung liegen, im Rahmen einer Prinzipstudie jedoch zu rechtfertigen sind) den östlichen Rand erreicht und sich dort wieder nach Süden wendet (Veronis, 1966).

Entscheidend ist, daß in keinem der hier vorgestellten Experimente Ablösung am Küstenvorsprung auftritt. Entgegen Bryans (1963) Vermutung und auch entgegen den Laborexperimenten kann der Randstrom offensichtlich extrem nichtlinear werden, ohne sich vom Kontinent zu lösen. Was verursacht dieses unerwartete Verhalten?

In seinem rechteckigen Becken benutzte Bryan (1963) an zonal verlaufenden Rändern die Free-Slip und an meridional orientierten Rändern die No-Slip Randbedingung. Obwohl dies nicht ausdrücklich gesagt ist, wurde diese Einteilung bei Einführung des Kontinents wahrscheinlich übernommen (Bryan, pers. Mitteil.), so daß an der Südküste Free- und an der Ostküste No-Slip herrscht. In den

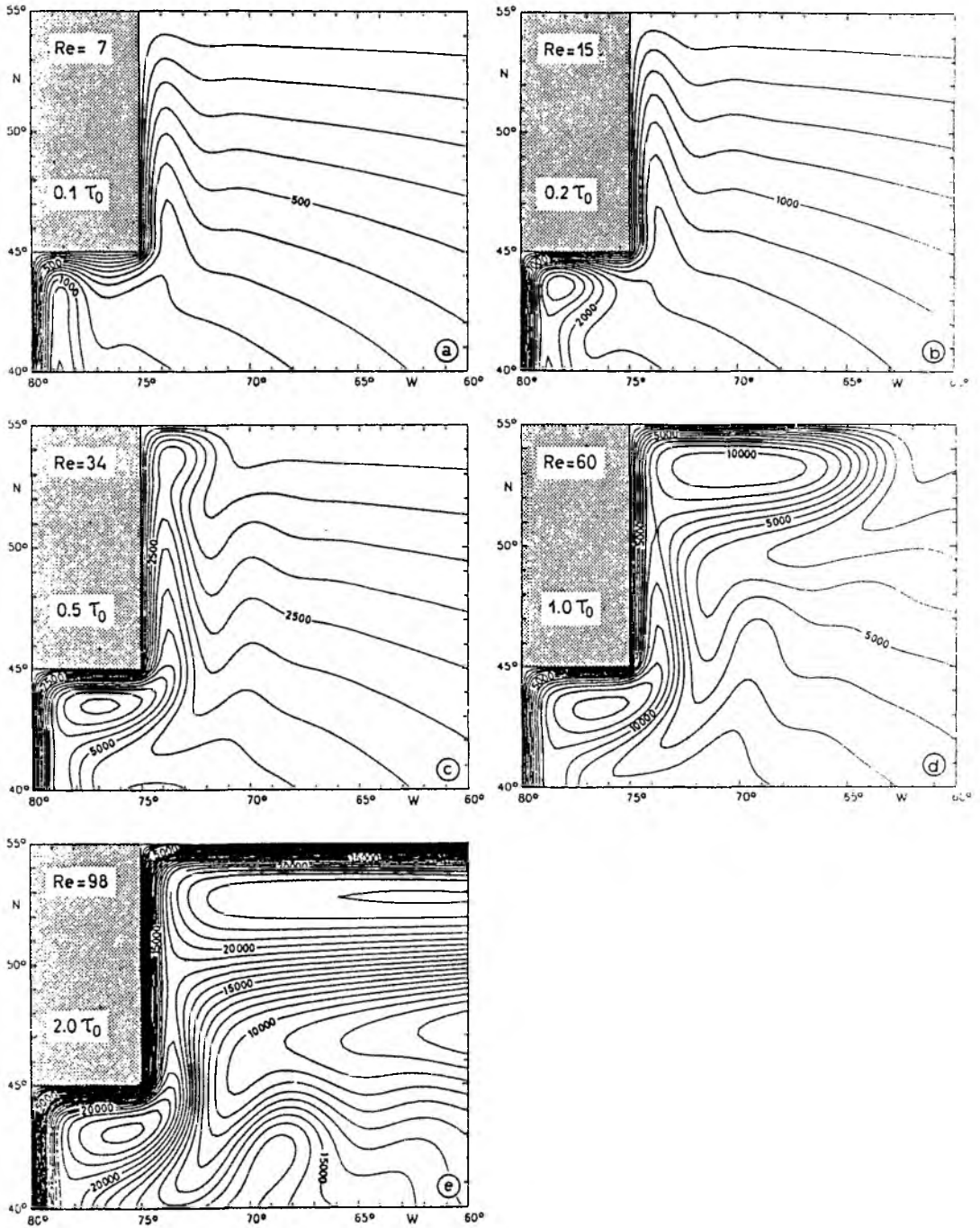


Abb. 7.2: Stromverlauf im Free-Slip Modell in der in Abb. 7.1 gezeigten Region des Modells. Das Konturintervall der Stromfunktion beträgt 0,1, 0,2, 0,5, 1,0 und $1,0 \times 10^3$ Pa in Bild a-e. Die Amplitude der Rotation der Windschubspannung ist in Vielfachen von $\tau_o = 5 \times 10^{-7} \text{ Pa m}^{-1}$ angegeben.

Experimenten in Abbildung 7.2 wurde an allen seitlichen Berandungen Free-Slip verwendet.

Wenn die gleiche Reihe von Versuchen mit der No-Slip Bedingung wiederholt wird, entsteht ein völlig anderes Strömungsbild (Abb. 7.3). Schon bei Reynoldszahlen von 18 löst sich der Strom an der Ecke vom Kontinent, und bei stärkerem Antrieb entsteht im Lee des Küstenvorsprungs der erwartete zyklonale Wirbel. Der abgelöste Strom wendet sich nach Nordosten, wo ein Teil des Transports antizyklonal nach Südwesten rezirkuliert, und der Rest sich in das Sverdrupregime auffächert. Der Ablösungspunkt variiert nicht mit der Stärke des Antriebs, sondern befindet sich stets am Kap. (Beachte: Diese Eigenschaft der Lösung unterscheidet diese Ergebnisse bereits vom Ablösungsverhalten an glatten westlichen Rändern, wo Variationen in der Stärke des Antriebs den Ablösungspunkt meridional verschieben.) Bei kleinen Reynoldszahlen ist keine deutliche Ablösung zu erkennen (Abb. 7.3a), und das Bild ähnelt stark dem Free-Slip Fall (Abb. 7.2a).

Daß diese Ergebnisse nicht nur ein zufälliges Resultat der hier benutzten Küstenkonfiguration und Reibungsparameter sind, belegt Abbildung 7.4. Trotz unterschiedlicher Geometrien und verschiedener Kombinationen der Reibungsparameter ist in allen Experimenten derselbe charakteristische Unterschied zwischen den beiden Randbedingungen zu sehen. Der Free-Slip Randstrom (Abb. 7.4 a-c) ist in keinem Fall in der Lage, sich an Küstenvorsprüngen vom Kontinent zu lösen, während der No-Slip Strom (Abb. 7.4 d-f) stets an der Ecke überschießt. Auch geringere horizontale Auflösung hatte keinen Einfluß auf diese numerischen Ergebnisse. Sogar im Fall einer nur marginal aufgelösten Grenzschicht war im No-Slip Experiment Ablösung zu finden, wogegen der Free-Slip Strom an der Küste blieb.

Diese Eigenart im Verhalten der beiden Randbedingungen wurde auch schon von anderen Autoren festgestellt, so zum Beispiel in DeRuijter und Boudras (1985) Modell der Agulhas Retrofektion, in einer Studie zum Einstrom in das Mittelmeer bei Gibraltar von Werner et al. (1988) und in Cummins und Mysaks (1988) Modell des Alaskawirbels. (Die Konfiguration in Abbildung 7.4 c,f stellt sozusagen eine Spiegelung von DeRuijter und Boudras (1985) Südafrikanischem Kontinent auf die Nordhalbkugel dar.) Analytische Ansätze bestätigen zudem die numerische Lösung im Fall der Free-Slip Bedingung: Cherniawsky und LeBlond (1986) untersuchten das Verhalten nichtlinearer Free-Slip Ströme an scharfen Ecken und erhielten

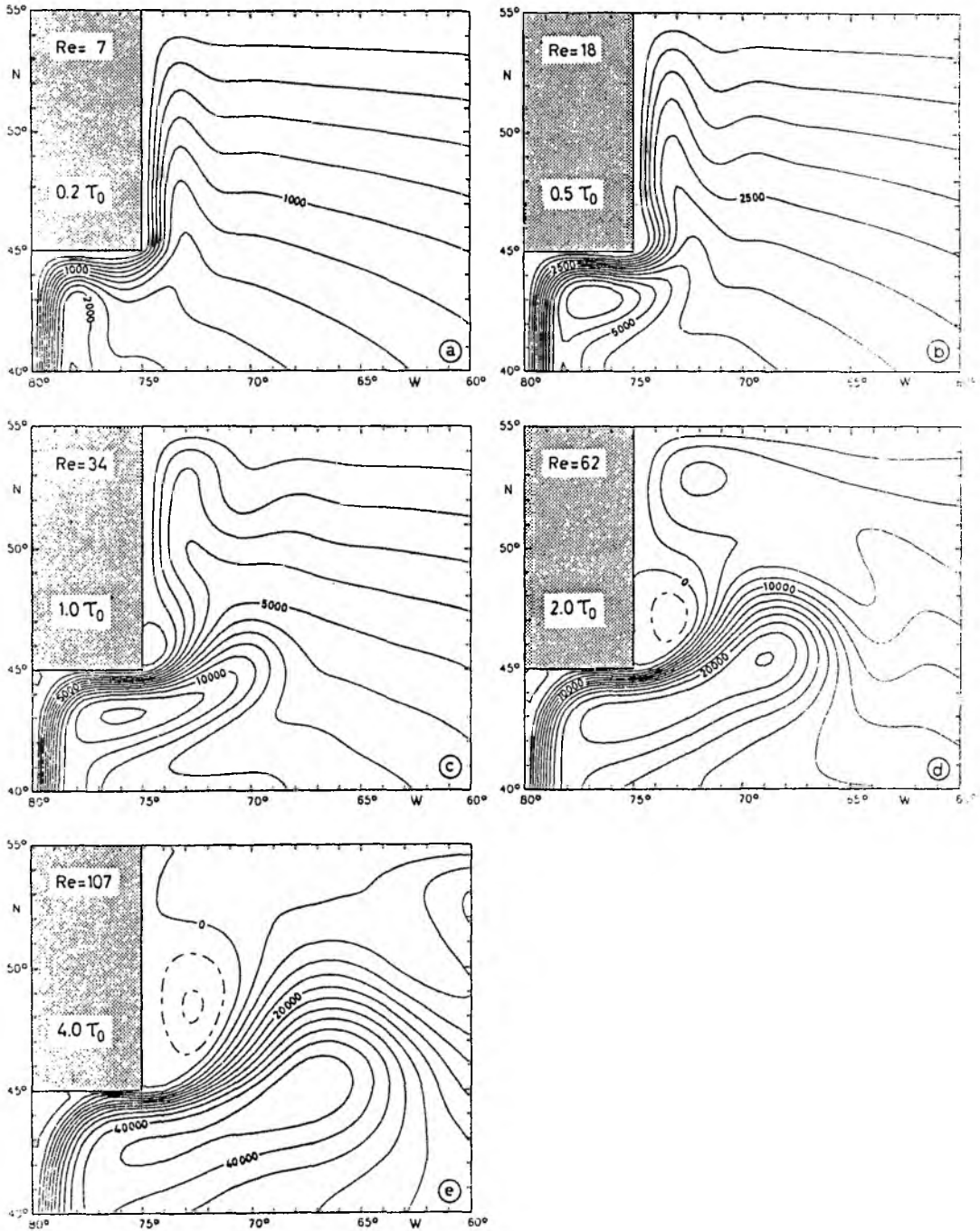
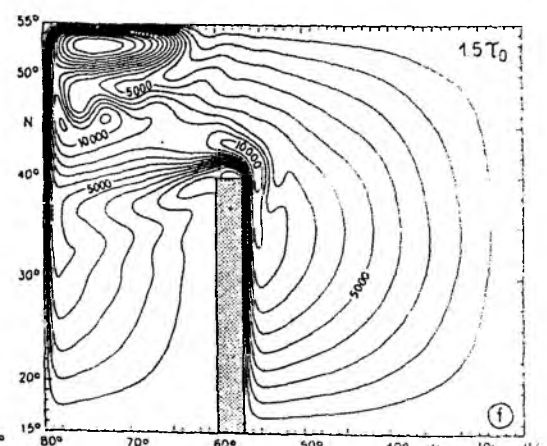
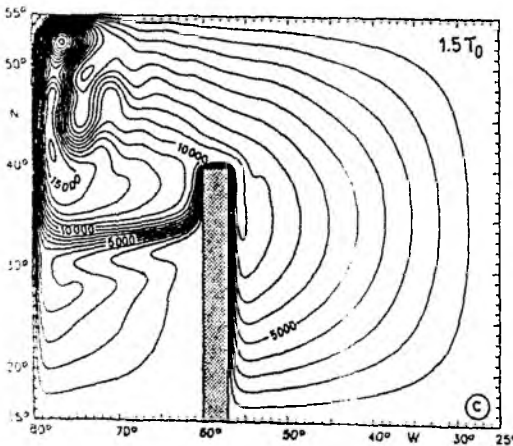
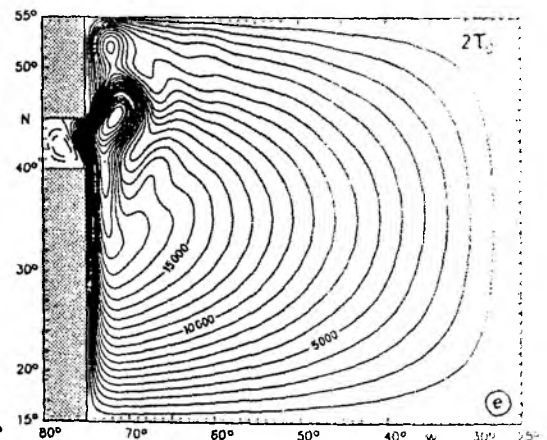
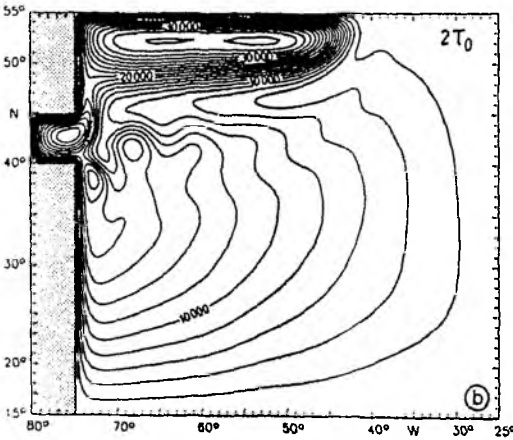
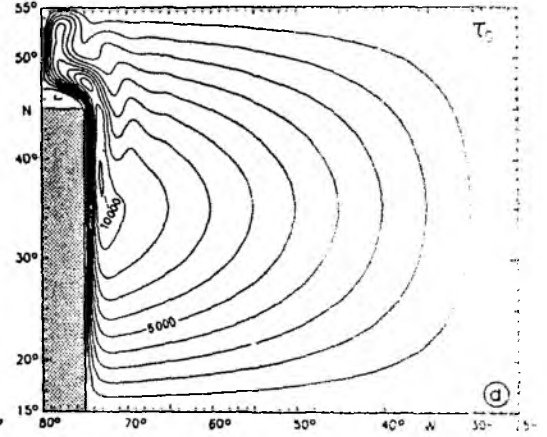
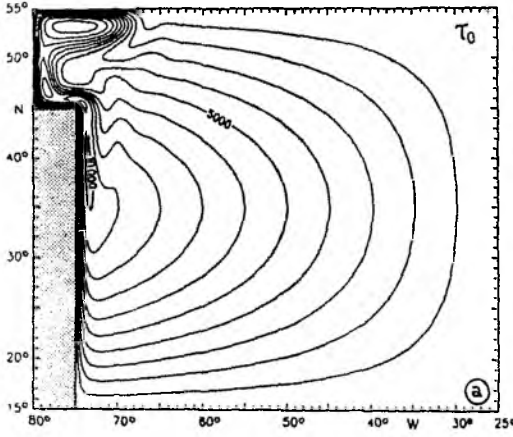


Abb. 7.3: Vergleichsfall zu Abb. 7.2 im Modell mit No-Slip Randbedingung. Konturintervall = $0.2, 0.5, 1.0, 2.0$ und 4.0×10^3 Pa.

FREE - SLIP

NO - SLIP



ebenfalls einen Randstrom, der exakt dem Küstenverlauf folgte.

Offensichtlich besteht also im Verhalten der beiden Randbedingungen ein fundamentaler Unterschied, der nicht von der speziellen Konfiguration des Experiments abhängt. Läßt sich dies analytisch begründen?

In Abbildung 7.5 ist schematisch ein sich ablösender Randstrom skizziert. Die Stromlinie S1 stellt die äußere Begrenzung des zyklonalen Wirbels nördlich des Stroms dar, S2 repräsentiert den küstennahen Rand des Jets. Der Einfachheit halber soll angenommen werden, daß S1 im Norden und Westen innerhalb der Grenzschicht am Rand liegt und im Süden und Osten mit S2 in Kontakt ist, wie in Abbildung 7.5 angedeutet. Es wird noch gezeigt werden, daß diese Annahme keine Beschränkung der Allgemeinheit bedeutet.

Entscheidend ist nun, daß die für die Aufrechterhaltung des Wirbels nötige Vorticity vom abgelösten Randstrom geliefert werden muß. Dies läßt sich zeigen durch Integration der barotropen Vorticitygleichung (6.1) über ein von einer geschlossenen Stromlinie umschlossenes Gebiet. Im stationären Zustand erhält man

$$\frac{1}{\rho_o H_o} \oint_{\psi} \vec{\tau} \cdot d\vec{l} - r \oint_{\psi} \vec{u} \cdot d\vec{l} + A_H \oint_{\psi} (\nabla \zeta \cdot \vec{n}) dl = 0 \quad (7.1)$$

wobei $d\vec{l}$ den infinitesimalen Tangentialvektor eines Linienelementes der Stromlinie $\psi = \text{const.}$ darstellt, und \vec{n} den Einheitsvektor senkrecht zur Stromlinie (vergl.

Abb. 7.4: Vergleich der Free- und No-Slip Randbedingung in verschiedenen Modellkonfigurationen bei unterschiedlichen Werten der Reibungsparameter A_H und r :

	A_H [m ² s ⁻¹]	r [10 ⁻⁷ s ⁻¹]
a, d)	1500	2.5
b, e)	5000	10.0
c, f)	800	1.0

Das Konturintervall ist 1000 Pa, außer in Abb. 7.4b, wo es 2000 Pa beträgt. Die Amplitude der Rotation der Wind Schubspannung ist in Vielfachen von $\tau_o = 5 \times 10^{-7}$ Pa m⁻¹ angegeben.

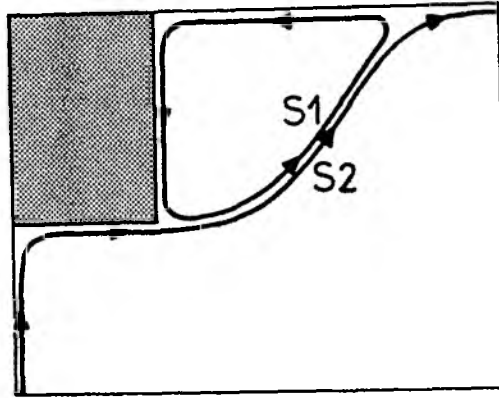


Abb. 7.5: Schematische Darstellung des abgelösten Jets. S1 stellt eine Stromlinie der zyklonalen Rezirkulationszelle dar, und S2 eine Stromlinie des westlichen Randstroms.

Pedlosky, 1979). Die planetarische Vorticity und der Advektionsterm tragen bei Integration um einen geschlossenen Wirbel nichts bei.

Gleichung (7.1) kann auf den Wirbel S1 angewendet und eine Betrachtung der einzelnen Terme vorgenommen werden. Bei Integration im mathematisch positiven Sinne (zyklonal) ist der Beitrag des Windfelds negativ, da der Windantrieb im ganzen Becken negativ (antizyklonal) vorgegeben wurde (Abb. 7.1). Der Bodenreibungsterm ist ebenfalls kleiner Null, da $\vec{u} \cdot \vec{dl}$ entlang der Stromlinie stets positiv ist. Folglich muß der Vorticitybeitrag der Diffusion positiv sein, d.h. der Wirbel erhält seine Vorticity von außen durch (turbulenten) Austausch.

In den Randschichten im Norden und Westen verliert der zyklonale Wirbel allerdings Vorticity durch Austausch am Rand, da eine Berandung auf der rechten Seite eines Stroms auf der Nordhalbkugel negative Vorticity erzeugt (Batchelor, 1967, Stewart, 1964). Dies gilt sowohl für die Free- als auch für die No-Slip Bedingung, wenn auch in sehr unterschiedlich starkem Maße. Der einzige Ort, wo diesem stationären Wirbel also durch Diffusion positive Vorticity zugeführt werden kann, ist die Kontaktlinie mit dem Randstrom S2. Das bedeutet aber, daß der abgelöste Randstrom auch in der Lage sein muß, positive Vorticity "abzugeben".

Der No-Slip Strom erfüllt diese Bedingung, da er die Küste mit dem in Abbildung 7.6a skizzierten Profil verläßt: durch die No-Slip Bedingung am Rand wird ihm Impuls entzogen, und es entsteht eine Geschwindigkeitsverteilung mit

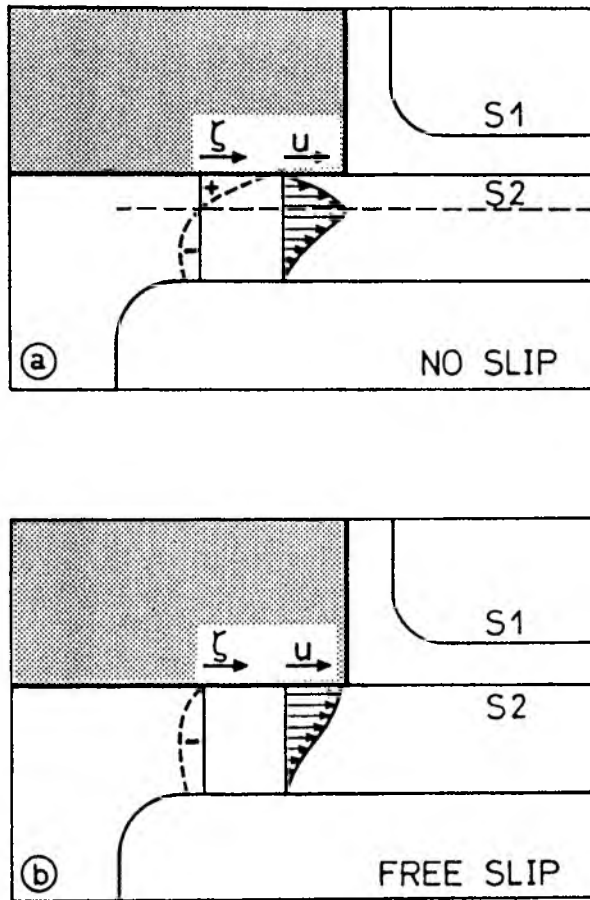
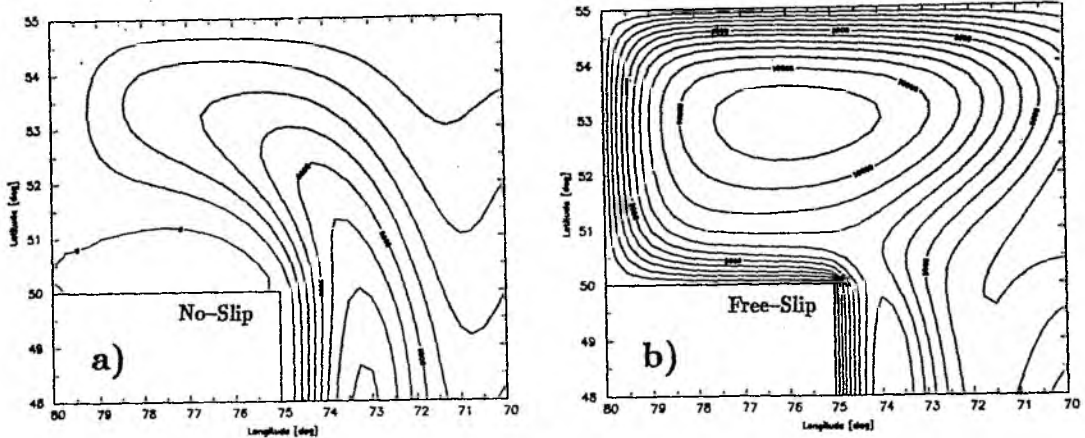


Abb. 7.6: Schematische Darstellung des Randstroms bei verschiedenen Randbedingungen. Gezeigt sind das horizontale Profil der Geschwindigkeit \vec{u} und der relativen Vorticity ζ .

- a) No-Slip Fall. Die gestrichelte Linie deutet die Stromachse an.
- b) Free-Slip Profile.

positiver Vorticity auf der linken Flanke (in Stromrichtung). Diese Vorticity kann über den Ablösungspunkt hinaus mit dem Strom advehiert und dort dann an den zyklonalen Wirbel abgegeben werden. (Auf die Details wird später noch eingegangen.)

Der Free-Slip Randstrom hat dagegen das in Abbildung 7.6b dargestellte Geschwindigkeitsprofil. Die Vorticity an der Küste ist exakt gleich Null, wegen der Free-Slip Bedingung (6.7), und ansonsten im ganzen Randstrom negativ. Wenn



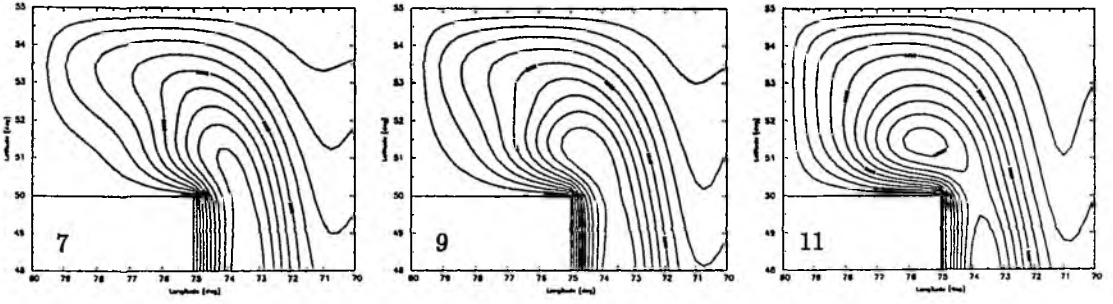
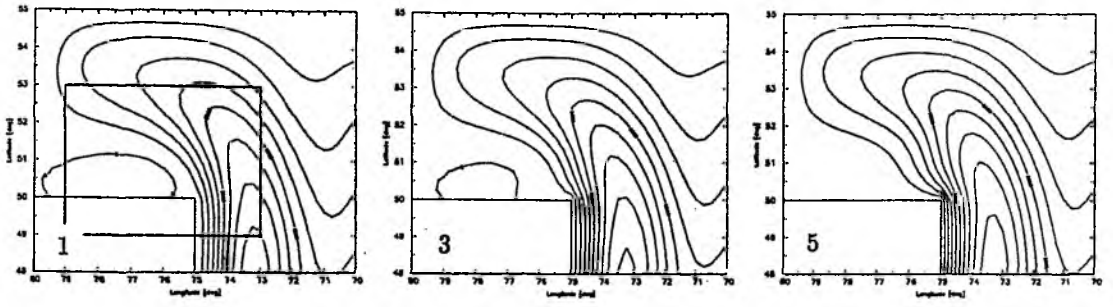
$$\Delta p = 1000 \text{ Pa}$$

Abb. 7.7: Wechsel von No- auf Free-Slip Bedingung. $A_H = 1500 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, $\tau = 0.25 \times 10^{-6}$, $1\tau_0$.

- a) Mittlere Stromfunktion des No-Slip Experiments. Anfangsfeld für die weitere Integration;
- b) Mittlere Stromfunktion des Free-Slip Experiments;
- c) Zeitliche Entwicklung der Stromfunktion nach dem Umschalten von No- auf Free-Slip. Die Box im Bild von Tag 1 zeigt den in d) benutzten Ausschnitt. Zahlenangaben bezeichnen den Modelltag nach dem Umschalten.
- d) Zeitliche Entwicklung der relativen Vorticity in dem in 7.7c, Tag 1 angedeuteten Ausschnitt.

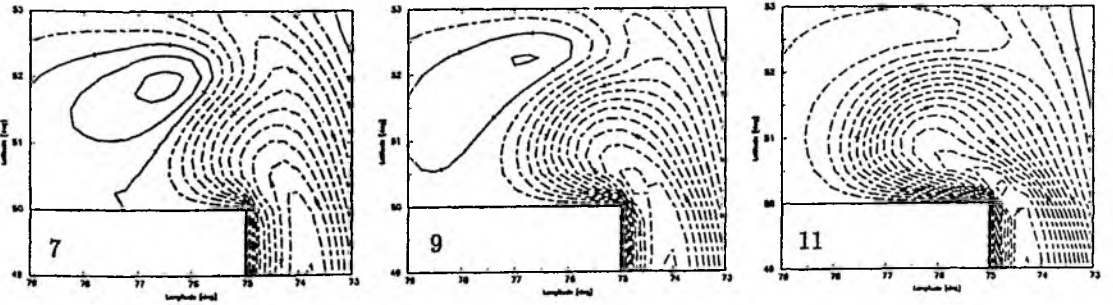
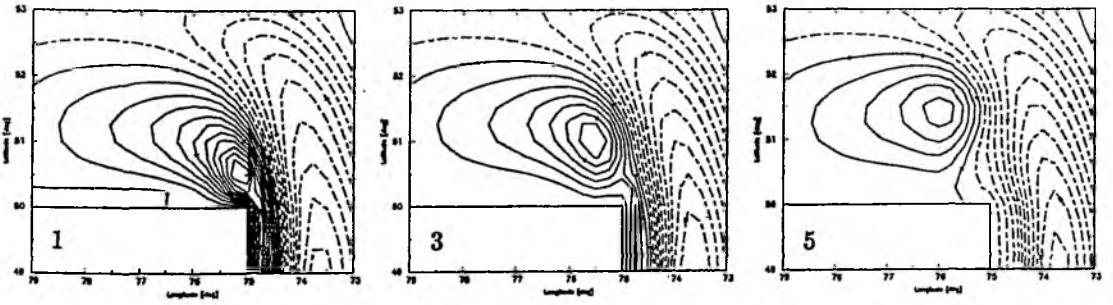
diese Strömung, so wie in der Skizze angedeutet, am Kap die Küste verlassen könnte, würde die Advektion im Kontaktgebiet von S1 und S2 nur negative Vorticity bereitstellen. Damit wäre es jedoch unmöglich, den stationären Wirbel aufrechtzuerhalten. Im nicht-stationären Fall würde ihm sogar seine positive Vorticity entzogen, was schließlich zum Verschwinden des Wirbels führen würde. Im stationären Zustand kann er folglich nicht existieren, da er keine Vorticityzufuhr hat. Wenn der Free-Slip Randstrom aber nicht in der Lage ist, die Region im Lee des Kontinents mit positiver Vorticity zu versorgen, kann er sich auch nicht im hier definierten Sinne ablösen und eine "freie" Stromlinie bilden. Die einzige Alternative ist, daß der Strom das Kap umrundet.

Abbildung 7.7 soll diese Behauptungen anhand eines weiteren Experiments mit dem Nord-Süd orientierten Kontinent aus Abbildung 7.4d belegen. In diesem Versuch wird der statistisch stationäre Zustand des No-Slip Falls als



c)

$\Delta p = 1000 \text{ Pa}$



d)

$\Delta \zeta = 1 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$

Anfangszustand vorgegeben (Abb. 7.7a) und dann mit der Free-Slip Bedingung weitergerechnet. In der zeitlichen Abfolge ist zu sehen, wie die Entwicklung hin zum neuen, nicht-ablösenden Free-Slip Zustand (Abb. 7.7b) verläuft: Der sich ablösende Strom des No-Slip Falls entwickelt am Kap eine stetig größer werdende Bewegungskomponente nach Westen (Abb. 7.7c), und schon nach 11 Tagen kann von Ablösung nicht mehr die Rede sein. Der zyklonale Bereich im Westen ist schon nach 5 Tagen restlos verschwunden. In den Vorticitykarten (Abb. 7.7d) ist anfangs die Zunge positiver Vorticity zu erkennen, welche im No-Slip Experiment vom Kap aus in die Bucht im Nordwesten hineinreicht (Tag 1). Durch die unterbundene Vorticityerzeugung am Free-Slip Rand schwächt sich jedoch der Nachschub an positiver Vorticity ab (Tag 3). Das Gebiet zyklonaler Vorticity wird an der Ostküste abgeschnitten (Tag 5) und unter Abschwächung vom Grundstrom nach Nordwesten advehiert (Tag 5-9). Nach 11 Tagen ist die für die Ablösung notwendige positive Vorticity vollkommen dissipiert.

Wenn im Lee des Kaps eine ausreichend starke externe Quelle existiert, kann Ablösung theoretisch auch für den Free-Slip Strom möglich werden. In numerischen Modellen könnte dies beispielsweise durch ein Doppelgyre Windfeld erreicht werden. Ob dies auch beim Golfstrom möglich ist, wird in Kapitel 7.4 untersucht werden. Außerdem kommt nach Kapitel 3.3 Bodentopographie als Vorticity-generierender Faktor in Betracht. Auf diesen Effekt wird in Kapitel 7.5 eingegangen werden.

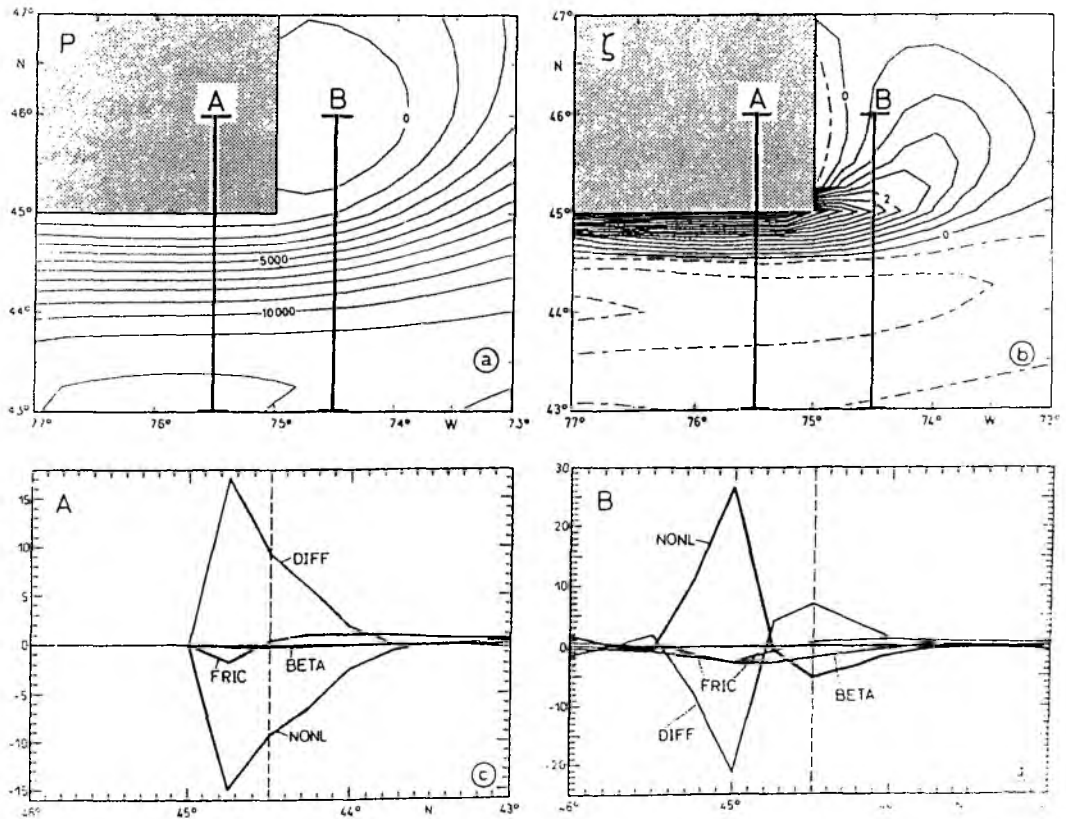
Abb. 7.8: Verteilung der Einzelbeiträge zur Vorticitygleichung (6.1) im Randstrom bei der Ablösung für das in Abb. 7.3c dargestellte Experiment.

- a) Stromfunktion p am Ablösungspunkt. Isolinienabstand: 1000 Pa. A und B markieren die in c) und d) gezeigten Schnitte.
- b) Relative Vorticity ζ , Isolinienabstand: $0.4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Gestrichelte Linien zeigen negative Werte.
- c) Hauptbeiträge zur Vorticitygleichung auf Schnitt A. DIFF = Diffusion, FRIC = Bodenreibung, NONL = Nichtlineare Terme, BETA = Betaterm. Einheiten (nach Multiplikation mit dem Zeitschritt) sind die der Vorticity [10^{-8} s^{-1}]. Die vertikale gestrichelte Linie markiert die Stromachse, definiert durch $\zeta=0$.
- d) Ebenso wie c), aber entlang Schnitt B.

Da aber, wie in diesem Abschnitt gezeigt, die Free-Slip Bedingung die Ablösung des Randstroms erschwert oder sogar verhindert, konzentrieren sich die weiteren Untersuchungen auf Experimente mit der No-Slip Randbedingung.

Festzuhalten ist jedoch, daß im Fall der No-Slip Randbedingung ein einfaches antizyklonales Windfeld ausreicht, um den Strom an einem Küstenvorsprung zur Ablösung zu bringen. Ein von Norden kommender Gegenstrom ist bei Berücksichtigung unregelmäßiger Küsten also keine notwendige Bedingung für die Ablösung des Randstroms.

Darüber hinaus ist festzustellen, daß das anhand von Gleichung (7.1) erarbeitete Argument zur Begründung des unterschiedlichen Verhaltens von Free- und No-Slip unabhängig von der geographischen Orientierung der Strömung gilt, da der Effekt der planetarischen Vorticity durch die Integration entlang geschlossener Stromlinien nicht zur Geltung kommt. Auch das Größenverhältnis der einzelnen Terme in der Vorticitygleichung spielt keine Rolle: der nichtlineare

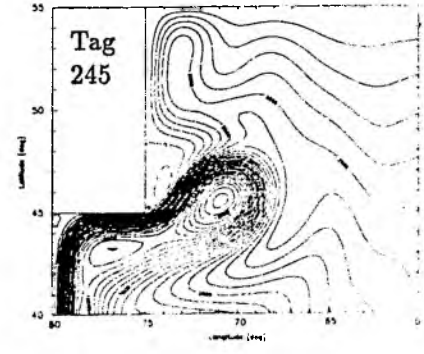
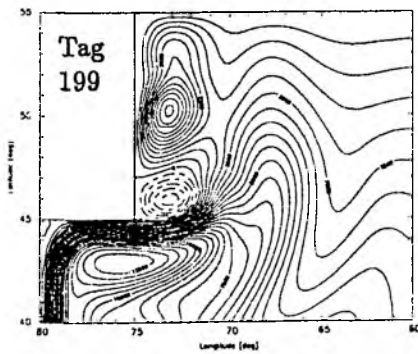
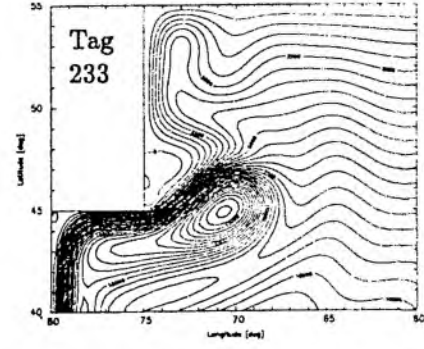
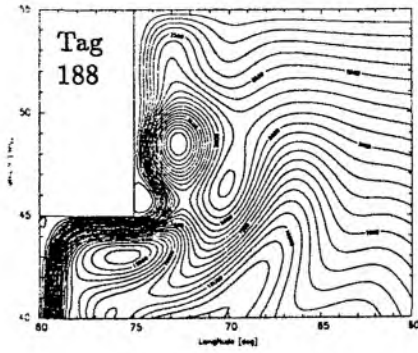
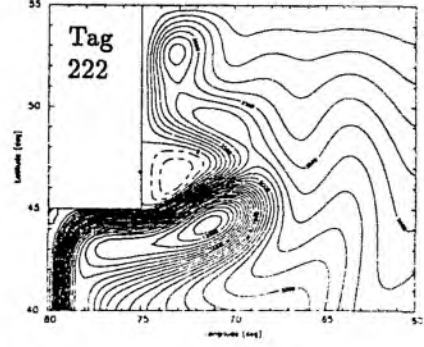
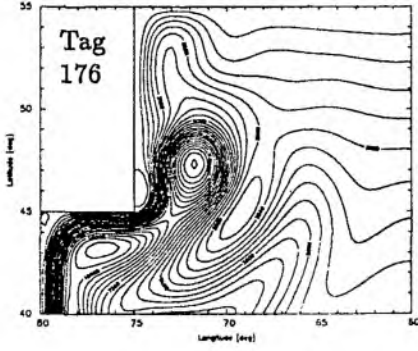
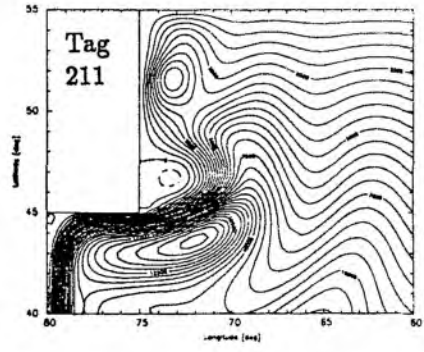
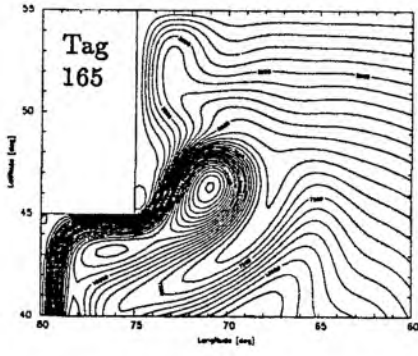


Term verschwindet ebenso wie der Betaterm, und bei Austausch und Reibung ist nur das Vorzeichen, nicht aber die Größe der Koeffizienten wichtig. Aus diesen Gründen waren die charakteristischen Unterschiede im Strömungsbild der beiden Randbedingungen auch in den verschiedensten Experimenten stets zu finden.

Für die Intensität des zyklonalen Wirbels ist Nichtlinearität allerdings ein zentraler Punkt, denn die entscheidende Balance in der Umgebung des Ablösungspunktes ist die zwischen Advektions- und Diffusionsterm. Dies ist in Abb. 7.8 für das Experiment von Abbildung 7.3c dargestellt: Auf einem Schnitt A vor der Ablösung und einem Schnitt B über den abgelösten Strom werden die Balancen der Einzelbeiträge zur Vorticitygleichung 6.1 verglichen. Durch den Impulsverlust am No-Slip Rand wird an der Küste (positive) Vorticity erzeugt (Schnitt A) und durch die Diffusion über den ganzen Randstrom verteilt ($\text{DIFF} > 0$). Diese Vorticityzufuhr wird durch den Abtransport über die advektiven Terme ($\text{NONL} < 0$) balanciert. Bodenreibung und Betaeffekt sind nur von untergeordneter Bedeutung. Nach der Ablösung drehen sich die Vorzeichen der dominanten Terme um (Schnitt B): hier liefert die Advektion Vorticity nach ($\text{NONL} > 0$), welche dann diffusiv in die Umgebung abgegeben wird ($\text{DIFF} < 0$). Die intensive positive Vorticity entlang der Küste breitet sich nach der Ablösung in das Gebiet im Lee des Kontinents aus (vergl. auch Abb. 7.7d) und nimmt rapide ab. Auf der rechten Flanke des Stroms ist kein vergleichbarer Effekt zu sehen. Diese Rolle der nichtlinearen Terme als Transportmechanismus der am Rand erzeugten Vorticity erklärt, warum bei kleinen Reynoldszahlen keine deutliche Ablösung zu finden ist (Abb. 7.3a). (Beachte: Der lokale Beitrag der Windschubspannung zu den Vorticitybalancen in der Ablösungsregion ist im Vergleich zu den anderen Anteilen stets so gering, daß er in Darstellungen wie Abbildung 7.8 völlig verschwindet.)

Bei meridionalen Strömungen gilt diese Betrachtung ebenfalls, doch ist hier die enge Wechselwirkung von Diffusion und Nichtlinearität schwerer zu erkennen, da der Beitrag der planetarischen Vorticity durch die meridionale Bewegung genauso groß werden kann wie die beiden anderen Terme. Dieser Effekt erschwerte die Interpretation der Ergebnisse von DeRuijter und Boudra (1985) und Boudra und Chassignet (1988).

Der hier untersuchte stationäre Zustand ist natürlich eine starke Idealisierung der wirklichen Verhältnisse, da große Reynoldszahlen auch einen hohen Grad der zeitlichen Variabilität bedeuten (Abb. 7.9). Vom abgelösten Strom schnüren sich



$\Delta p = 500 \text{ Pa}$

Abb. 7.9: Zeitreihe der Stromfunktion für das in Abb. 7.3c gezeigte Experiment.

antizyklonale Wirbel ab (Tag 165–188), die an der Ostküste des Kontinents nach Norden wandern (Tag 188–222) und auf diesem Weg dissipieren (Tag 199–245). Die Ablösung und der zyklonale Wirbel im Lee des Kontinents sind aber auch in den Momentanaufnahmen stets vorhanden.

7.2 Einfluß der Bodenreibung

Zwar wurden, wie in 6.1 beschrieben, die Reibungsparameter in diesen Experimenten so gewählt, daß Bodenreibung nur von untergeordneter Bedeutung ist, doch hat die Wahl des Bodenreibungsparameters r dennoch einen gewissen Einfluß auf die Lösung. Dies soll an einem Beispiel demonstriert werden.

In Abbildung 7.10a ist als Referenzlauf noch einmal das Experiment aus Abbildung 7.3c dargestellt. In diesem Experiment betrug $r=2.5 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$, während im nächsten Lauf der Reibungskoeffizient um 60 % reduziert wurde (Abb. 7.10b, $r=1.0 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$). Die Ablösung selbst ändert sich durch die geringere Reibung nicht, doch die Auswirkungen auf die zonale Eindringtiefe des Jets und die beiden Rezirkulationszellen nördlich und südlich des abgelösten Stroms sind drastisch. Beide Wirbel werden erheblich größer und intensiver, obwohl durch die geringere Bodenreibung die Randstromgeschwindigkeiten nur um 25 % angestiegen sind. Auch die relative Vorticity am Rand und ihre Diffusion in den Strom hinein nehmen nur um diesen geringen Betrag zu. Verglichen mit Abbildung 7.3e ist damit der Effekt geringerer Bodenreibung enorm, da im Fall des verstärkten Windantriebs um 220 % größere Strömungsgeschwindigkeiten nötig waren, um ähnliche Veränderungen im Strömungsfeld zu erreichen.

Dieses Anwachsen der Rezirkulationszellen mit Verringerung der Bodenreibung wird verständlich, wenn man wiederum die Vorticitybudgets betrachtet. Die Skalen der Randströme sind vom horizontalen Austausch bestimmt, da der Einfluß der Bodenreibung als klein vorgegeben worden war. Eine Änderung von r hat deshalb im Randstrom keine großen Auswirkungen. In den geschlossenen Zellen ist Bodenreibung aber eine wichtige Senke für die diffusiv eingetragene Vorticity (vergl. Gleichung 7.1). Anders als in der idealisierten Situation in Abbildung 7.5, wo der nördliche, zyklonale Wirbel intensiven Kontakt mit dem Rand hatte und dort

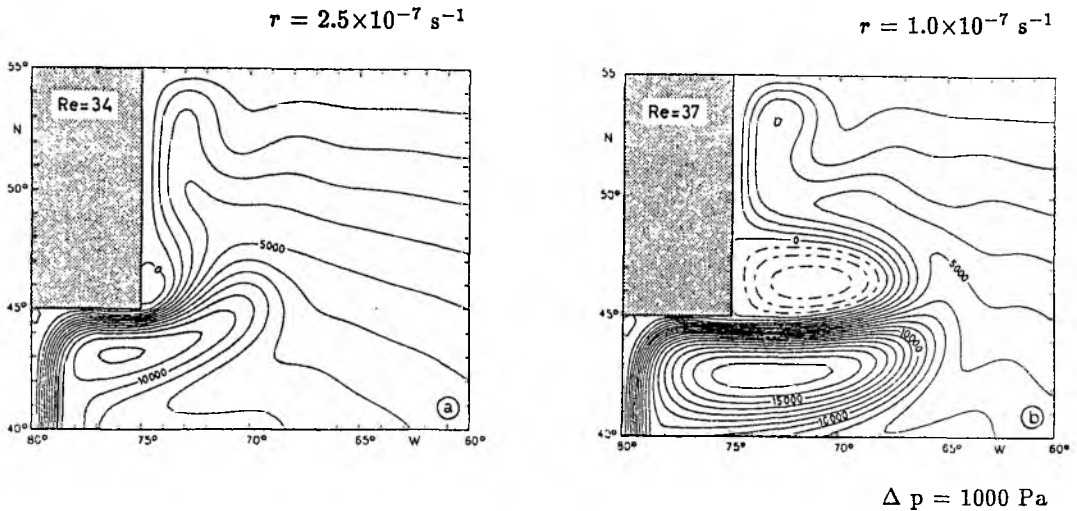


Abb. 7.10: Effekt verringerter Bodenreibung
 a) Stromfunktion des No-Slip Vergleichslaufs aus Abb. 7.3c ($r=2.5 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$);
 b) Stromfunktion für $r=1.0 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$.

durch Diffusion seine positive Vorticity abgeben konnte, ist in Abbildung 7.10b die Kontaktfläche mit dem Rand gering, und Bodenreibung muß den Vorticityabbau übernehmen. Nach (7.1) ist die Effektivität der Bodenreibung proportional zum Umfang des Wirbels, und für einen annähernd konstanten diffusiven Vorticityeintrag muß somit bei reduziertem r die Größe des Wirbels zunehmen, um diese Vorticity wieder vernichten zu können.

Die Größe der Bodenreibung steuert also das Erscheinungsbild des abgelösten Stroms, beeinflusst jedoch nicht den Ablösungspunkt am Kap.

7.3 Einfluß der Küste

Wie bereits gezeigt, ermöglicht ein Küstenvorsprung Ablösung auch ohne die Gegenwart eines südwardigen Randstroms. Darüber hinaus kann die Küste allerdings auch noch andere Auswirkungen auf die Ablösung haben.

Abbildung 7.11 zeigt die Konsequenzen unterschiedlicher zonaler Ausdehnungen eines rechteckigen Kontinents auf den Randstrom. Als Referenzlauf wird wieder das in Abbildung 7.3c dargestellte Experiment benutzt (Abb. 7.11a). Eine zonale

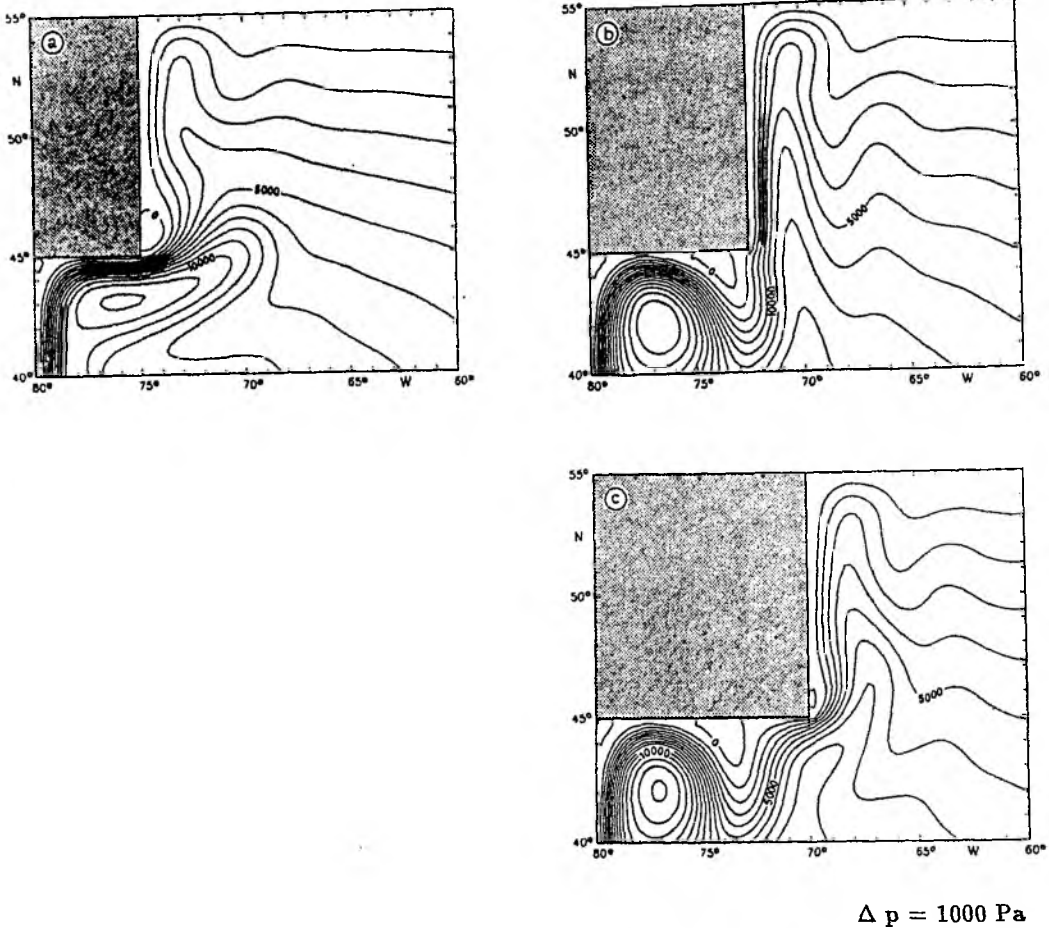


Abb. 7.11: Einfluß der Breite $\Delta\lambda$ des Kontinents. Parameter wie in Abb. 7.3c. a) $\Delta\lambda=5.0^\circ$, b) $\Delta\lambda=7.5^\circ$, c) $\Delta\lambda=10.0^\circ$.

Verbreiterung des Kontinents führt zu einem Effekt, der in Anlehnung an Cessi (1991) und Haidvogel et al. (1992) als "vorzeitige Ablösung" bezeichnet werden soll: An breiteren Kontinenten (Abb. 7.11 b,c) schießt der Strom nicht mehr über das Kap hinaus, sondern löst sich bereits vor Erreichen der Ecke von der Küste. Dies geschieht durch Ausbildung einer stationären antizyklonalen Zelle, welche den Transport vom Rand nach Süden umlenkt. Ein Teil des Wassers rezirkuliert in dieser Zelle, der andere Teil "schert" nach Osten aus und wendet sich in einem zyklonalen Mäander dann nach Norden. In Abbildung 7.11b folgt dieser Ast im weiteren Verlauf der Ostküste des Kontinents bis an die nördliche Berandung. An der noch breiteren Landmasse (Abb. 7.11c) dagegen trifft dieser Anteil erst wieder auf den Kontinent und löst sich dann am Kap ab. In dieser Situation ist die Ablösung allerdings weitaus weniger deutlich ausgeprägt als im Referenzlauf (Abb.

7.11a), da der Strom auf dem "Umweg" durch den Mäander südlich des Kontinents Energie- und Vorticityverluste erlitten hat.

Bei der Verbreiterung des Kontinents von Abbildung 7.11b auf 7.11c scheint die antizyklonale Zelle ihre Größe nicht wesentlich zu ändern, was darauf hindeutet, daß ihre Dimension von einer dynamischen und nicht einer geometrischen Skala bestimmt wird. Eine Analyse der Vorticityterme, ähnlich wie sie schon in Abbildung 7.8 c,d dargestellt wurde, ergibt, daß sich in der Zelle (außerhalb der diffusiven Grenzschichten an den Rändern) im wesentlichen der nichtlineare Term und die planetarische Vorticity balancieren. Folglich muß die Skala der Antizyklone von der vom Randstrom vorgegebenen Trägheitsskala δ_I bestimmt sein:

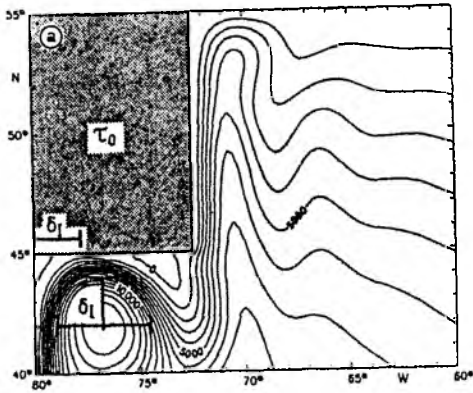
$$\delta_I = \sqrt{\frac{U}{\beta}} \quad (7.2)$$

Abbildung 7.12 zeigt ein Experiment, das diese Vermutung überprüft. Als Referenzexperiment dient jetzt der Versuch aus Abbildung 7.11b mit dem etwas verbreiterten Kontinent, um die Entstehung der Zelle überhaupt erst zu ermöglichen. Bei verschiedenen starken Windfeldern wird die Größe der Antizyklone mit der Trägheitsskala (7.2) verglichen, wobei für U das Maximum des Betrags der Randstromgeschwindigkeit in der Zelle eingesetzt wird. Bei einer Verstärkung des Windantriebs, und damit der Stärke des Randstroms, wächst die Antizyklone an (Abb. 7.12 b,c), und der Ablösungspunkt an der Südküste des Kontinents beginnt sich dem Kap zu nähern. Die Größe der Zelle und auch der Ort am Südrand des Kontinents, an dem der Strom die Küste verläßt, stimmen in allen drei Versuchen gut mit der Skala δ_I überein.

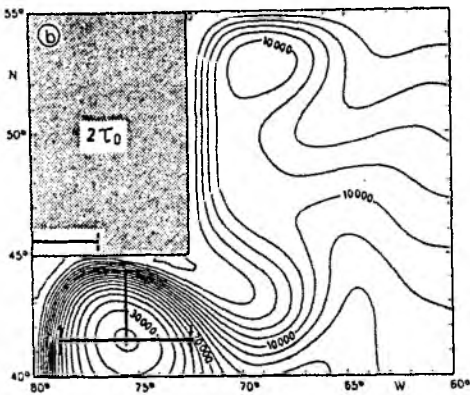
Bemerkenswert ist dabei, daß der zyklonale Mäander mit wachsender Stärke des Randstroms verschwindet, so daß in Abbildung 7.12c der Strom den Kontinent auf zonalem Weg verläßt, ähnlich wie in Abbildung 7.10b.

Das Verhältnis von zonaler Küstenlänge zum Durchmesser der Rezirkulationszelle scheint somit über die Ablösung am Kap zu entscheiden. Nur wenn die Küste kürzer ist als der Zelldurchmesser (doppelte Trägheitsskala), wird die vorzeitige Ablösung in der Antizyklone vermieden und ein Überschießen unmittelbar am Kap möglich.

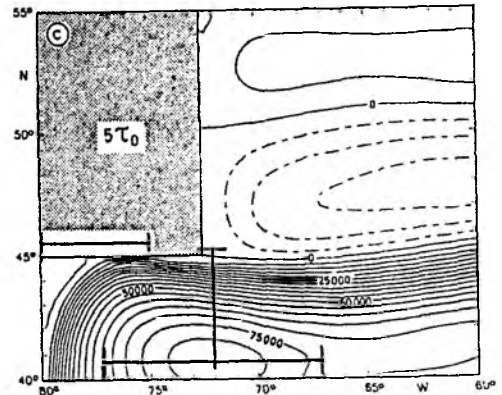
Die Ausbildung der antizyklonalen Rezirkulationszelle unterscheidet die



$\Delta p = 1000 \text{ Pa}$



$\Delta p = 2000 \text{ Pa}$



$\Delta p = 5000 \text{ Pa}$

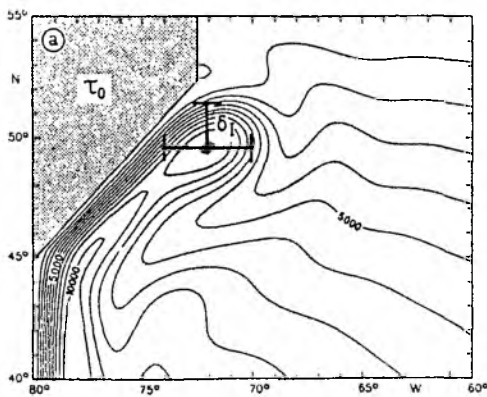
Abb. 7.12: Stromlinien des Standardexperiments (Abb. 7.3c) am breiteren rechteckigen Kontinent ($\Delta\lambda=7.5^\circ$) für verschiedene Stärken des Windantriebs. Die Skala δ_I bezeichnet die Trägheitslängenskala, wie in (7.2) definiert. Die Werte von δ_I betragen 220, 316 und 500 km.

Ablösung westlicher Randströme von dem in der Einleitung zu Kapitel 7 geschilderten kleinskaligeren Ablösungsverhalten, welches in Lehrbüchern der Hydrodynamik meist betrachtet wird (Batchelor, 1967). Zwar entsteht Ablösung auch an glatten Oberflächen, wenn die Reibungsgrenzschicht am Rand stark genug entwickelt ist, doch fehlt auf kleinen Skalen der stabilisierende Einfluß des Betaeffekts, der im westlichen Randstrom die Nichtlinearität balanciert und so die stationäre Antizyklone ermöglicht.

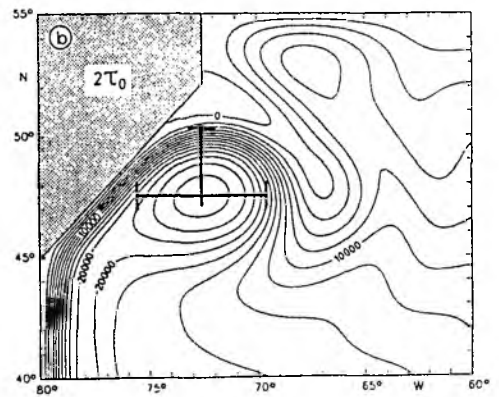
Allerdings ist der Küstenverlauf zwischen Florida und Kap Hatteras nicht zonal,

wie in den letzten Experimenten. Die tatsächlichen Verhältnisse werden von einem keilförmigen Kontinent, wie dem von Cox (1985) benutzten, besser approximiert.

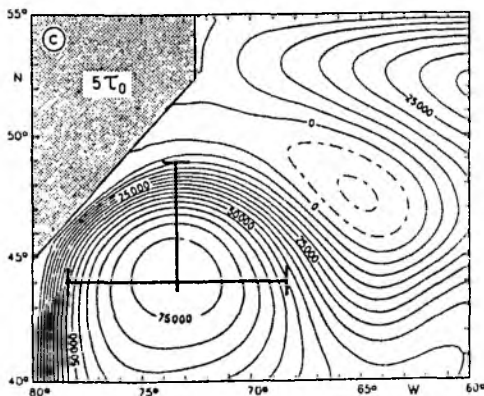
Abbildung 7.13 zeigt drei Experimente, bei denen eine solche Landmasse ins Modell gebracht wurde. (Um den Vergleich mit den vorherigen Läufen zu ermöglichen, liegt im Augenblick die $\nabla \times \vec{\tau} = 0$ Linie noch an der nördlichen Berandung, während sie bei Cox mit dem Kap übereinstimmte.) Das Verhalten des Randstroms bei verschiedener Stärke des Windantriebs ist an der keilförmigen Landmasse ähnlich wie in Abbildung 7.12. Der Strom schießt nicht über das Kap hinaus, sondern wird in einer antizyklonalen Rezirkulationszelle vor Erreichen des Küstenvorsprungs vom Kontinent abgelenkt. Mit zunehmender Stärke des



$\Delta p = 1000 \text{ Pa}$



$\Delta p = 2000 \text{ Pa}$



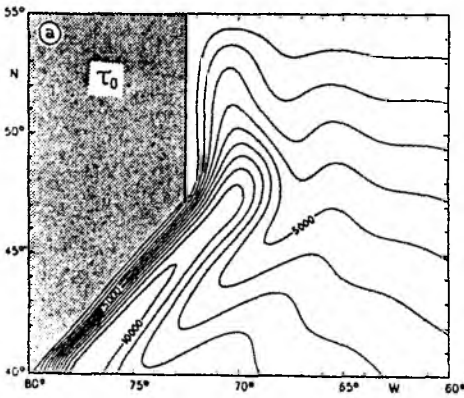
$\Delta p = 5000 \text{ Pa}$

Abb. 7.13: Wie Abb. 7.12, aber für keilförmigen Kontinent.

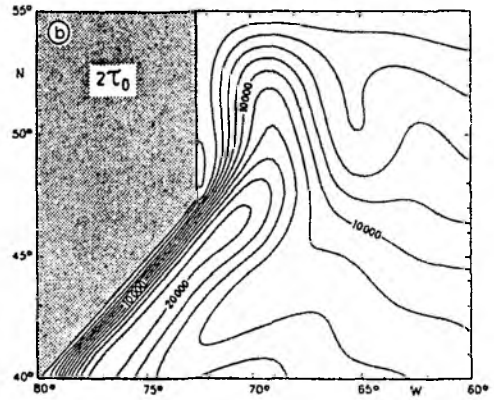
Randstroms wächst die Zelle, und ihr Radius stimmt wiederum eng mit der Trägheitsskala überein.

Im Gegensatz zum rein zonal verlaufenden Rand nähert sich hier aber der Ablösungspunkt nicht mit zunehmender Stärke des Stroms dem Kap. Vielmehr entfernt er sich sogar stromaufwärts davon, und die Rezirkulationszelle verschiebt sich nach Südwesten auf den meridional verlaufenden Rand zu.

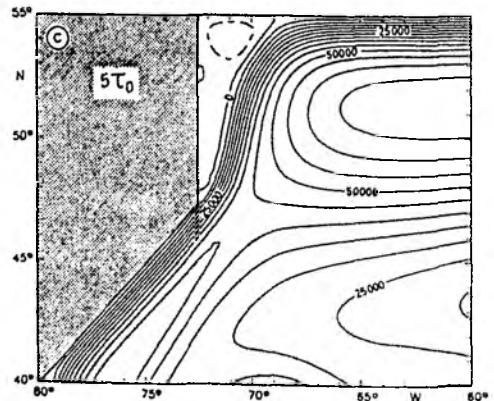
Die Vermutung liegt nahe, daß die geringe Entfernung vom Kap zum nördlichen Rand ($\leq \delta_I$) durch Staueffekte einen Einfluß auf dieses Verhalten haben könnte. Aus diesem Grund wurde der Küstenvorsprung im nächsten Experiment um 5°



$\Delta p = 1000 \text{ Pa}$



$\Delta p = 2000 \text{ Pa}$



$\Delta p = 5000 \text{ Pa}$

Abb. 7.14: Keilförmiger Kontinent, gegenüber Abb. 7.13 um 5° nach Süden verschoben. a) und b) mit No-Slip am nördlichen Rand, c) mit Free-Slip.

weiter nach Süden verschoben (Abb. 7.14). Tatsächlich entsteht ein völlig anderer Strömungsverlauf. Für alle drei Werte des Windantriebs findet die Ablösung jetzt am Kap und in Form eines Überschießens des Randstroms statt. Im Fall von Abbildung 7.14c erreicht der Strom sogar noch die nördliche Küste (die hier ausnahmsweise als Free-Slip vorgegeben wurde, was einen nördlichen Randstrom ermöglicht). Die intensiven Rezirkulationszellen südlich des Kontinents sind verschwunden.

Vergleichsläufe mit einem rechteckigen Kontinent (ohne Bild) ergaben dagegen keine Abhängigkeit der Ablösung, bzw. der vorzeitigen Ablösung, von der Lage des Kaps relativ zum nördlichen Rand.

Allerdings zeichnet sich der Nordrand in diesen Experimenten nicht nur durch seine Undurchlässigkeit aus, welche bei Anströmung Stau verursachen könnte, sondern auch durch das Verschwinden der Rotation der Windschubspannung. Um diese beiden Faktoren zu separieren, wurde im nächsten Experiment der keilförmige Kontinent noch weiter nach Süden verschoben. Das Kap liegt jetzt bei 37.5°N (Abb. 7.15) und damit weit von der nördlichen Berandung entfernt. Die $\nabla \times \vec{\tau}=0$ Linie dagegen wurde in den drei Versuchen näher an den Küstenvorsprung gelegt, wie in der Abbildung angedeutet. Im nördlichen Teil des Modellgebiets bleibt $\nabla \times \vec{\tau}$ identisch gleich Null, um den Einfluß eines windgetriebenen nördlichen Wirbels auszuschließen, im Süden wird das Modell wie bisher mit einem antizyklonalen, sinusförmigen Windfeld angetrieben. Diese Konfiguration des Windfelds gleicht der von Harrison und Stalos (1982) benutzten.

Die Abbildungen 7.15 a-c zeigen ganz eindeutig, daß die vorzeitige Ablösung am Kap und die Rezirkulationszelle südlich des Kontinents in diesen Versuchen unmittelbar mit der Lage des Windfelds relativ zum Kap zusammenhängen. Wenn $\nabla \times \vec{\tau}=0$ direkt mit dem Kap zusammenfällt (Abb. 7.15a), entsteht eine intensive antizyklonale Rezirkulationszelle an der Südseite des Kontinents. Eine Verschiebung des Windfelds um 3° nach Norden positioniert die Zelle südlich des Kaps, und der Ablösungspunkt liegt in der Nähe des Küstenvorsprungs. Wenn die nördliche Grenze des Subtropenwirbels um weitere 5° nach Norden verschoben wird, ist die Rezirkulationszelle fast verschwunden. Bei genauerer Betrachtung ist zu erkennen, daß der Strom jetzt sogar am Kap überschießt, ähnlich wie in Abbildung 7.14b.

Es zeigt sich also, daß Lage, Form und Länge der Küste – zumindest in diesen einfachen Beispielen – die Lösung im westlichen Randstrom beeinflussen.

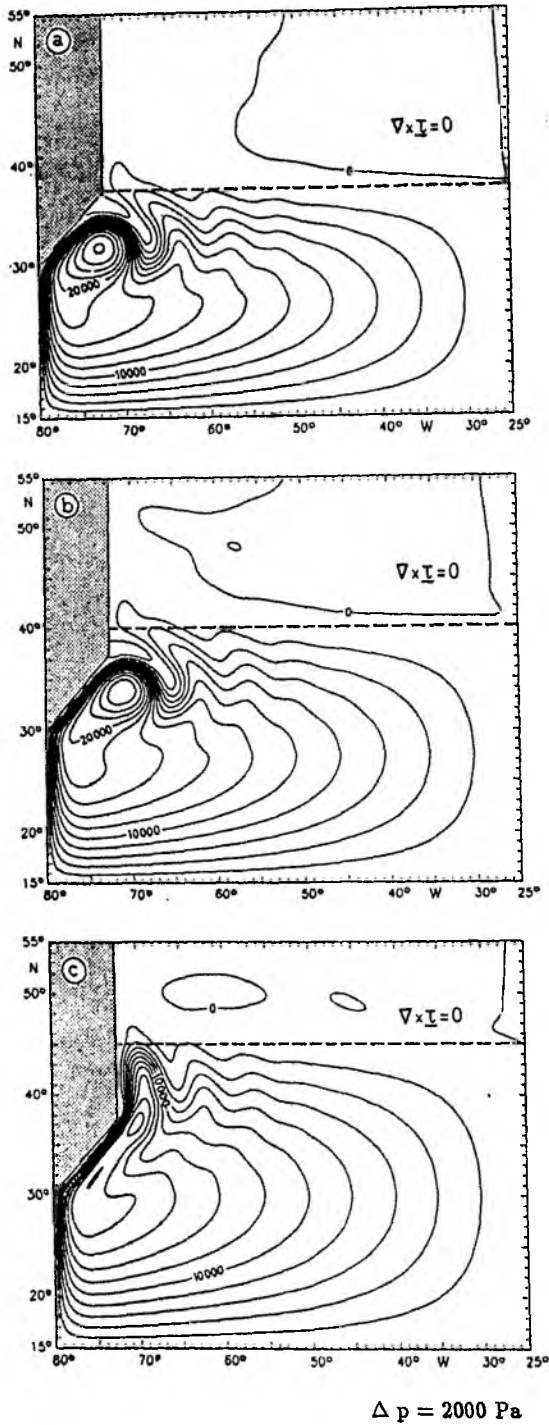


Abb. 7.15: Stromfunktion für antizyklonalen Windantrieb mit $\nabla \times \vec{\tau} = 0$ nördlich der gestrichelten Linie. Reibungsparameter A_H und r wie in Abb. 7.3, Windamplitude $2\tau_0$. Die Breite, bei welcher der Windantrieb verschwindet, liegt bei a) 37.5°N , b) 40.0°N , c) 45.0°N .

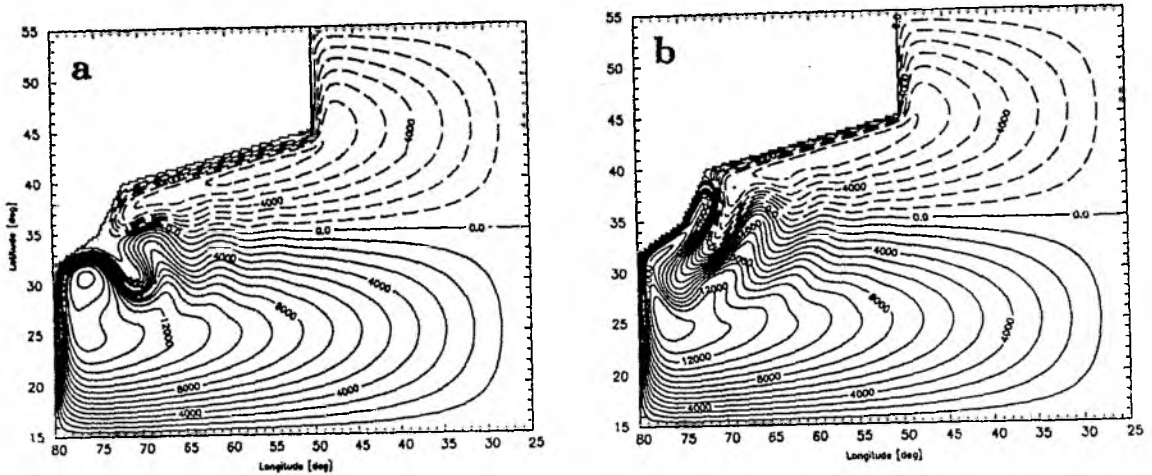
An Rändern, die relativ zur Nord-Süd Richtung geneigt sind, ist eine Tendenz zur Bildung antizyklonaler Rezirkulationszellen zu beobachten, welche aber vom großräumigen Windfeld kompensiert werden kann. Allerdings waren sowohl die Landmasse, als auch die hier benutzten Antriebsfunktionen sehr stark idealisiert. Im nächsten Abschnitt sollen deshalb etwas realistischere Situationen betrachtet werden.

7.4 Einfluß des Windfelds

Anknüpfend an die eben präsentierten Experimente soll hier ein Lauf gezeigt werden, bei dem ein nicht mehr ganz so stark idealisierter Kontinent mit einem Windfeld verknüpft wird, das die tatsächlichen Verhältnisse etwas besser approximiert (Abb. 7.16). Der Windantrieb besteht aus zwei meridional symmetrischen großräumigen Wirbeln, und wie bei Cox (1985) verläuft die Linie verschwindender Rotation der Windschubspannung zonal auf der Breite von Kap Hatteras. Aufgrund seiner geringeren Fläche ist der nördliche Teil des Beckens somit schwächer angetrieben als der südliche.

Die Modellresultate im No-Slip Fall (Abb. 7.16a) erwecken den Eindruck, als ob der "Golfstrom" von der relativ starken nördlichen Zirkulation bereits südwestlich von Kap Hatteras von der Küste weggedrängt würde. Aus den eben vorgestellten Experimenten wissen wir jedoch, daß sich der No-Slip Randstrom genauso verhält, wenn überhaupt kein nördlicher Gegenstrom existiert (Abb. 7.15a). Im Vergleichslauf mit Free-Slip Randbedingung (Abb. 7.16b) umrundet der Strom den Küstenvorsprung wie schon in Abbildung 7.2 und löst sich nordöstlich des Kaps in einem antizyklonalen Mäander.

Bemerkenswert ist, daß trotz der unregelmäßigen Küstengeometrie diese Resultate mit Cessi's (1991) Aussagen über die Lage des Ablösungspunktes am glatten westlichen Rand übereinstimmen (vergl. Kapitel 3.3). Der Free-Slip Strom löst sich nördlich des Ortes, den die lineare Theorie für das vorgegebene Windfeld erwarten läßt (Kap Hatteras), der No-Slip Strom südlich davon. Entgegen den in Kapitel 3.1 (Ablösung durch direkte Windanregung) dargestellten Theorien zeigt sich also wiederum, daß im nichtlinearen windgetriebenen Modell die $\nabla \times \vec{\tau} = 0$ Linie im allgemeinen keinen direkten Einfluß auf den Ort der Ablösung hat.



$$\Delta p = 1000 \text{ Pa}$$

Abb. 7.16: Zirkulation für symmetrischen Doppel-Gyre Windantrieb mit Amplitude $1.6\tau_0$. $A_H=800 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, $\tau = 5 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$.
 a) No-Slip Randbedingung.
 b) Free-Slip Randbedingung.

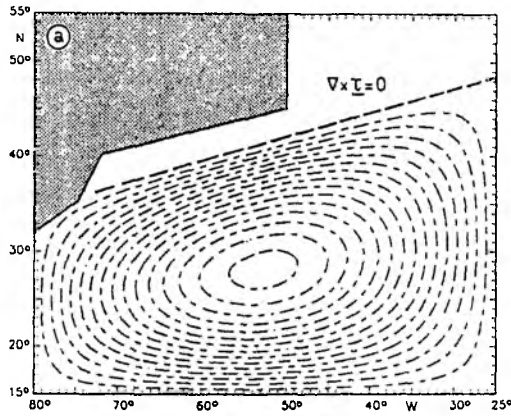
Darüber hinaus widerspricht Abbildung 7.16b den in Kapitel 7.1 geäußerten Vermutungen, wonach ein vom Windfeld erbrachter Vorticityeintrag umgekehrten Vorzeichens nördlich des Kaps auch bei der Free-Slip Bedingung eine Ablösung an dieser Stelle ermöglichen könnte. Die vom nördlichen Gegenstrom ins Ablösungsgebiet transportierte positive Vorticity ist offensichtlich nicht stark genug, um den südlichen Randstrom schon bei Kap Hatteras zur Ablösung zu bringen. Durch eine geschickt gewählte asymmetrische Verteilung des Windantriebs im nördlichen und südlichen Teil des Beckens ließe sich vielleicht der Ablösungspunkt zum Kap hin nach Süden verschieben, doch ist der nördliche Gegenstrom in diesem Experiment relativ zum Golfstrom jetzt schon viel zu stark (60%). Das Verhältnis des beobachteten Transports in der nördlichen Rezirkulationszelle zum wirklichen Golfstrom beträgt nur 13% bis 35% (vergl. Kap. 2).

Aus den Abbildungen 7.15 und 7.16, sowie aus Cessi's (1991) Arbeit könnte leicht der Eindruck entstehen, daß die beobachtete Lage von $\nabla \times \vec{\tau}=0$ bei Kap Hatteras (vergl. Kap. 2) die Ablösung des Golfstroms an diesem Ort geradezu verhindern müßte. Welcher der hier vernachlässigten Faktoren kann diesen Effekt der Randbedingungen aber kompensieren?

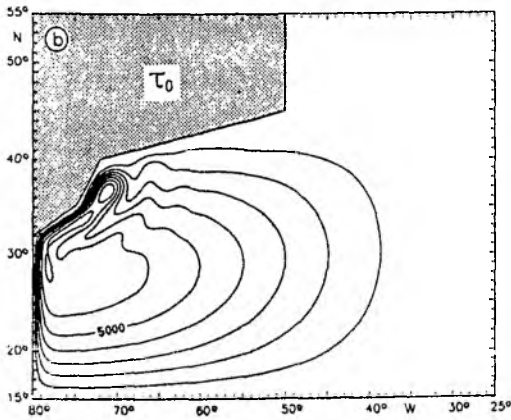
Eine Antwort könnte wahrscheinlich in den großräumigen Aspekten des

Windfelds liegen. Östlich von Kap Hatteras verläuft zwar die $\nabla \times \vec{\tau} = 0$ Linie fast zonal auf der Breite des Kaps, doch über den ganzen Nordatlantik gesehen ist sie im klimatologischen Mittel von Südwesten nach Nordosten geneigt (Leetma und Bunker, 1978; Isemer und Hasse, 1987; MacVeigh et al., 1987).

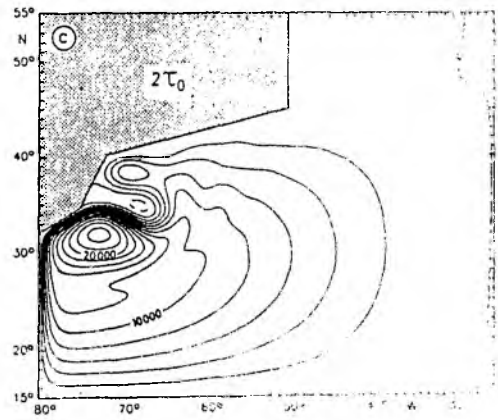
Im nächsten Versuch wurde deshalb das in Abbildung 7.17a gezeigte



Konturintervall: $2.5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-1}$



$\Delta p = 1000 \text{ Pa}$



$\Delta p = 2000 \text{ Pa}$

Abb. 7.17: Effekt eines nach Nordosten geneigten einfachen atmosphärischen Wirbels. $A_H = 1000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, $\tau = 1 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$.

- Beitrag von $\nabla \times \vec{\tau}$ zur Vorticitygleichung. Kein Antrieb nördlich der gestrichelten Linie;
- Stromfunktion für Amplitude $1\tau_0$;
- Stromfunktion für $2\tau_0$.

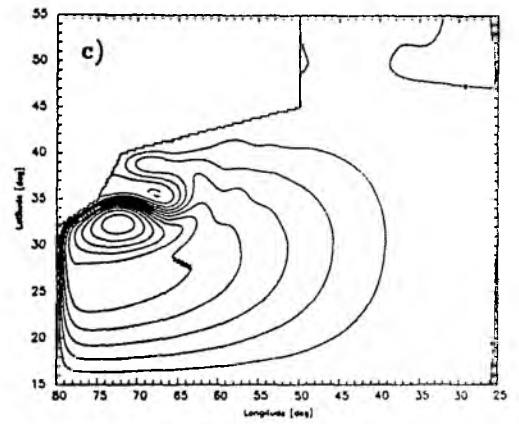
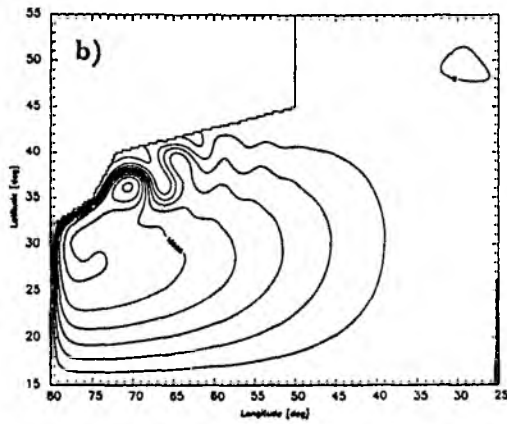
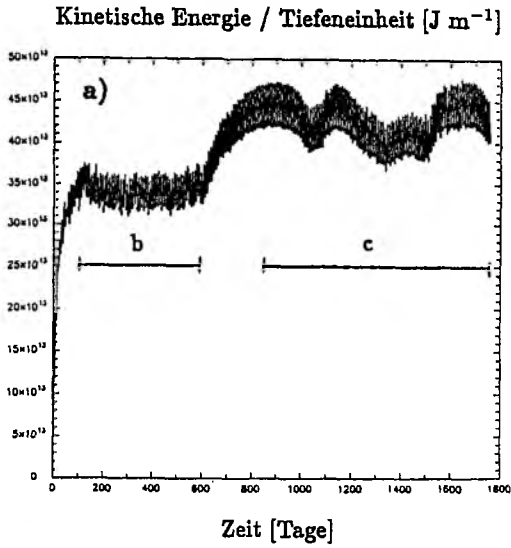
Windfeld als Antriebsfunktion gewählt. Die Linie verschwindender Rotation der Windschubspannung stimmt im Westen immer noch mit Kap Hatteras überein, liegt am Ostrand des Modellbeckens aber 13° weiter im Norden. Nördlich des Subtropenwirbels wird der Antrieb wieder auf Null gesetzt, um dort zunächst einen südwärtigen Randstrom auszuschließen. Die Randbedingung ist in diesen Versuchen wieder No-Slip.

Bei nicht allzu starkem Antrieb (Amplitude der Windstress-Vorticity = $1\tau_0$) ist jetzt von der vorher beobachteten vorzeitigen Ablösung (Abb. 7.16a, 7.15a) nichts mehr zu sehen (Abb. 7.17b). Vielmehr umrundet der Randstrom das Kap und bildet nordöstlich davon einen stationären antizyklonalen Mäander, wie er auch von Treguier (1992) und Beckmann et al. (1993) im CME-Modell diagnostiziert wurde.

Wenn der Antrieb vergrößert wird (Abb. 7.17c, $2\tau_0$), sieht das Stromlinienbild völlig anders aus. Wie auch schon in einigen anderen der hier vorgestellten Experimente löst sich der Strom am Kap und bildet im Lee einen zyklonalen Wirbel. (Beachte: Ähnlich wie in Abbildung 7.9 lösen sich im Verlauf der Integration antizyklonale Ringe vom freien Jet und driften in die Ecke nordöstlich des Kaps, wo sie sich unter dem Einfluß der Reibung langsam auflösen. Im zeitlichen Mittel bleibt dadurch die Schleife der abgelösten Stromlinie nach Nordwesten zurück.)

Eine Reihe weiterer Experimente ergab, daß in dieser Modellkonfiguration nur die beiden gezeigten Ablösungszustände zu existieren scheinen. Bei schwachem Antrieb bleibt der Strom an der Küste, und es bildet sich der antizyklonale Mäander (Abb. 7.17b), bei starkem Antrieb löst sich der Randstrom am Kap (Abb. 7.17c). Der kritische Wert, bei dem der Übergang von der einen zur anderen Lösung stattfindet, liegt im Bereich zwischen 1.7 und $1.9\tau_0$.

Abbildung 7.18 demonstriert, weshalb dieser kritische Wert nur schwer zu bestimmen ist. Bei einer Amplitude von $1.8\tau_0$ erreicht die beckenweit integrierte kinetische Energie (Abb. 7.18a) nach 100 Tagen ein erstes Plateau, auf welchem der in Abbildung 7.18b dargestellte mittlere Stromlinienverlauf zu finden ist. Wie auch bei schwächerem Antrieb bildet der Strom nordöstlich des Kaps den antizyklonalen Mäander. Dieser Zustand wird 500 Tage lang beibehalten, also immerhin über 16 Modellmonate. Dann steigt die Energie plötzlich an, und das Modell springt in einen neuen Zustand, mit dem in Abbildung 7.18c gezeigten Mittel. Der Randstrom löst sich am Kap und treibt im Lee einen zyklonalen Wirbel an.



$\Delta p = 2000 \text{ Pa}$

Abb. 7.18: Verhalten des Modells in der Nähe des kritischen Wertes des Windantriebs ($1.8\tau_0$). (Reibungsparameter A_H und r wie in Abb. 7.17).

- a) Zeitreihe der mittleren kinetischen Energie; die mit b und c markierten Balken stellen die für die nächsten beiden Abbildungen benutzten Mittelungszeiträume dar.
- b) Stromfunktion für Zeitraum b;
- c) Stromfunktion für Zeitraum c.

Langperiodische Schwankungen der kinetischen Energie sind im Strömungsfeld mit Ringen verbunden, welche sich (ähnlich wie oben schon gezeigt) vom abgelösten Strom abschnüren. Zwar ist nicht ganz auszuschließen, daß das Modell bei noch längerer Integration wieder in den ersten Zustand zurückfallen würde, doch bleibt die Ablösung zumindest über $2\frac{1}{2}$ Jahre lang bestehen.

Der Übergang vom nicht-ablösenden Zustand bei schwachem Antrieb zur Ablösung bei starken Windfeldern geschieht also innerhalb eines Wertebereiches der Windamplitude, für den beide Lösungen phasenweise möglich sind. Genauere

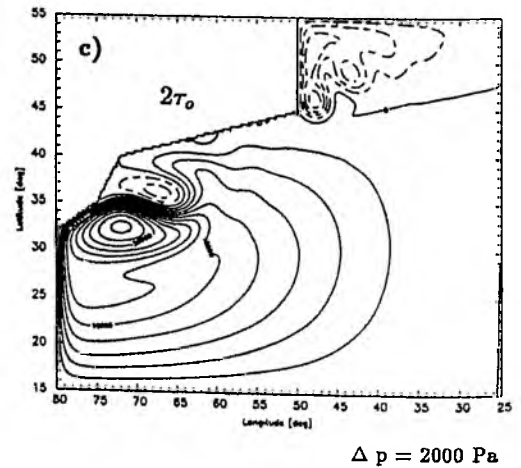
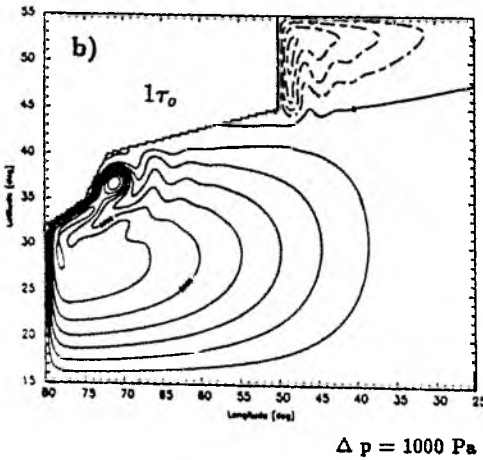
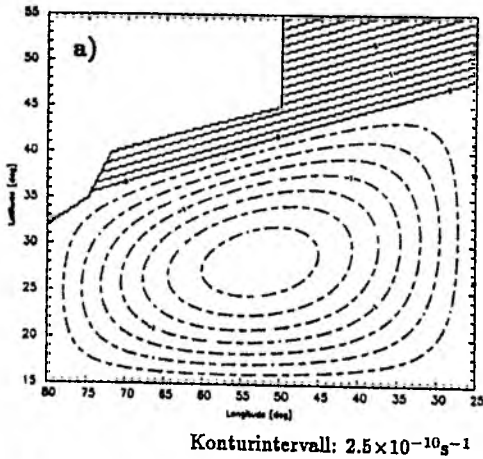


Abb. 7.19: Wie in Abb. 7.17, aber für linear anwachsenden Windantrieb nördlich des "Subtropenwirbels".

Untersuchungen dieses Grenzbereichs wurden aber aufgrund der hohen Rechenzeitanforderungen unterlassen.

Der Vollständigkeit halber wird jetzt wieder ein zweiter großräumiger Wirbel im Norden zugelassen (Abb. 7.19), welcher hier durch eine lineare Zunahme von $\nabla \times \vec{\tau}$ zum Nordrand hin realisiert wird. Es entsteht eine zyklonale Zirkulation östlich vom Modelläquivalent zu Neufundland, doch reicht diese nicht weit genug nach Süden, um den "Golfstrom" zu beeinflussen. Ein Vergleich von Abbildung 7.19 und 7.17 zeigt zudem, daß der zyklonale Vorticityeintrag nördlich des Kaps weder die Lösung bei schwachem Antrieb, noch die bei starkem Randstrom deutlich verändert.

Offensichtlich erzeugt in diesen Experimenten die No-Slip Bedingung also nicht mehr Ablösung südlich der $\nabla \times \vec{\tau}=0$ Linie, wie man dies nach Cessi's (1991) Theorie vielleicht erwarten würde. Vielmehr hat die Drehung des Windfelds zur Folge, daß auch der No-Slip Strom jetzt in den Bereich nördlich dieser Linie vordringen kann. Das wird anhand der in Kapitel 3.1 angestellten Betrachtungen plausibel, wonach eine Neigung von $\nabla \times \vec{\tau}=0$ nach Nordosten der zonalen Komponente des Sverdrup-Transports gestattet, diese Linie zu überqueren. Auch die lineare Lösung, der sich das System bei schwachem Antrieb nähert, würde also in das Gebiet nordöstlich von Kap Hatteras hineinreichen. Darüber hinaus machen die Abbildungen 7.17 und 7.19 deutlich, daß insbesondere bei geneigtem Windfeld weder der Ablösungspunkt noch der Verlauf des abgelösten Stroms mit der Lage der $\nabla \times \vec{\tau}=0$ Linie übereinstimmen.

Im Unterschied zu den Arbeiten mit glattem westlichen Rand (Harrison und Stalos, 1982; Verron und LeProvost, 1991) verschiebt sich durch die hier vorgegebene Küstenform der Ablösungspunkt bei wachsendem Antrieb nicht mehr kontinuierlich entlang der Küste, sondern der mittlere Zustand klappt bei Erreichen der kritischen Amplituden des Windfelds von dem einem Zustand in den anderen um.

7.5 Einfluß der Topographie

Eine ausführliche Untersuchung der Rolle der Bodentopographie im Ablösungsproblem ist im barotropen Modell nicht sinnvoll, da durch die starke Bindung der Stromlinien an die $\frac{f}{H}$ -Konturen topographische Effekte überbewertet werden (Holland, 1973). Hier soll deshalb nur an einem Beispiel der potentielle Einfluß einer Schelfkante veranschaulicht werden. In den baroklinen Versuchen (Kap. 8.4) wird dann genauer auf die Rolle des Schelfs bei Kap Hatteras eingegangen werden.

Abbildung 7.20a zeigt noch einmal den Verlauf der Stromlinien des in Abbildung 7.4a dargestellten Free-Slip Experiments bei flachem Boden ($H=1000$ m). Der Strom biegt an der Nordostecke des Kontinents nach Westen ab, trifft auf den Westrand und wendet sich dort nach Norden. In Abbildung 7.20b wurde in dem gestrichelt angedeuteten Bereich eine Stufe der Bodentopographie eingeführt. Die Tiefe des Beckens nimmt an dieser Stelle über 5 Gitterpunkte (140 km) von 1000 m im Süden auf 1300 m nördlich der Stufe zu. Diese im Vergleich zu realer Topographie flache Stufe (die Schelfkante bei Kap Hatteras ist fast 50 mal so steil) hat im barotropen Modell bereits enorme Auswirkungen auf den Verlauf und den Transport des Stroms: der Free-Slip Randstrom löst sich jetzt am Kap von der Küste und strömt über diese Schelfkante in den tieferen Teil des Beckens. Die so erhaltene Ablösung ist vergleichbar mit der in Abbildung 7.4d dargestellten, welche bei flachem Boden von der No-Slip Bedingung erzeugt wurde. Der Transport des Stroms hat sich gleichzeitig mehr als verdoppelt, da über der durchs ganze Becken verlaufenden Schelfkante eine intensive Rezirkulation entsteht.

Wie aber kommt die Ablösung zustande? Die Abbildungen 7.20 c,d zeigen die Verteilungen der relativen Vorticity für den Lauf mit flachem Boden und das Experiment mit der Schelfkante. Während bei flachem Boden im Randstrom nur negative Vorticity zu finden ist, entsteht beim Überströmen der Schelfkante positive Vorticity. Dies ist leicht einzusehen, da im Falle von Bodentopographie die Vorticitygleichung (6.1) noch den sogenannten Bottom-Torque Term enthält (vergl. Pedlosky, 1979). Dieser ist proportional zu $\vec{u} \cdot \nabla H$ und für die Situation in Abbildung 7.20b, wo $v > 0$ und $\nabla H > 0$ ist, muß folglich beim Überströmen der Schelfkante positive relative Vorticity erzeugt werden.

Ein am Kap in Stromrichtung abfallender Schelf kann also prinzipiell die in

Flacher Boden

Schelfkante

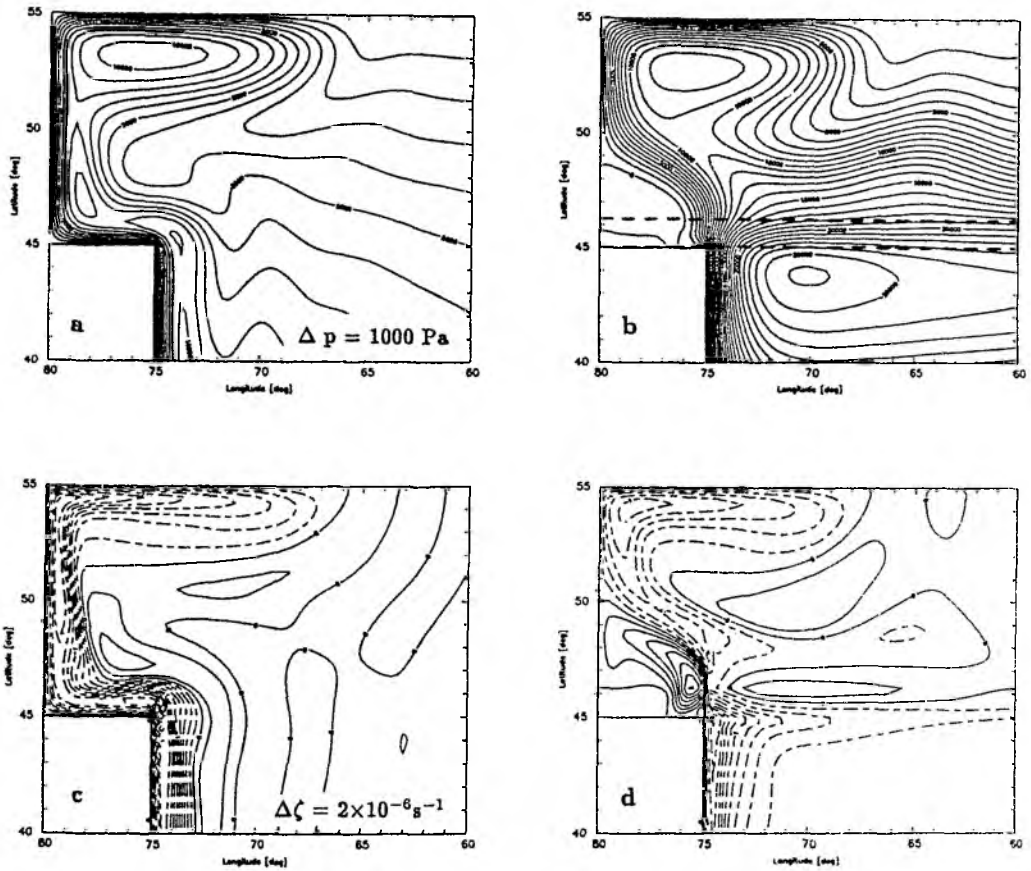


Abb. 7.20: Änderung im Verlauf des Free-Slip Stroms aus Abb. 7.4a bei Bodentopographie.

- a) Stromfunktion bei flachem Boden;
- b) Stromfunktion für eine "Schelfkante" mit einer linearen Abnahme nach Norden von $z=1000 \text{ m}$ auf $z=1300 \text{ m}$ im Bereich der gestrichelten Linien;
- c) Relative Vorticity ζ bei flachem Boden;
- d) Relative Vorticity für Bodentopographie.

Kapitel 7.1 geforderte Vorticityquelle darstellen, welche den Free-Slip Strom mit der zur Ablösung nötigen positiven Vorticity versorgt. Im No-Slip Vergleichsexperiment (ohne Bild) hat dieser Vorticitygewinn sogar zur Folge, daß sich der gesamte Strom unmittelbar am Kap nach Osten wendet und dem Verlauf der Schelfkante folgt. Wie stark dieser Effekt allerdings in der baroklinen Situation ist, wird sich in Kapitel 8.4 zeigen.

8. Ergebnisse des GFDL-Modells

Die Experimente mit dem homogenen QG-Modell offenbarten eine Reihe interessanter Effekte, zeigten aber auch Punkte, wo dieses Modell an seine Grenzen stößt.

Um mit dem wirklichen Golfstrom vergleichbare Geschwindigkeitsmaxima des Randstroms zu erreichen, ist trotz der reduzierten Wassertiefe wesentlich stärkerer Windantrieb nötig, als dies vermutlich in einem geschichteten Modell der Fall wäre, da stets die ganze Wassersäule auf die erwünschten Geschwindigkeiten beschleunigt werden muß. Dies hat dann zur Folge, daß die resultierenden Transporte viel zu groß sind, wenn man die Tiefe nicht auf unnatürlich kleine Werte reduzieren will. Umgekehrt läßt sich leicht abschätzen, daß für den wirklichen Transport des Golfstroms bei Kap Hatteras von etwa 50 Sv und einer Breite von 160 km die mittlere Geschwindigkeit bei einer Tiefe von 1000 m im barotropen Modell maximal 47 cm s^{-1} betragen kann, wenn das Geschwindigkeitsprofil quer zum Strom als quadratisch (parabolisch) angenommen wird. Für realistische Transporte ist bei homogener Dichte also nur ein geringer Grad der Nichtlinearität erreichbar. Das barokline Modell dagegen erlaubt oberflächenintensivierte Strömungen, wodurch die beobachteten Geschwindigkeitsmaxima bei schwächerem Antrieb als im barotropen Fall zu erreichen sein müßten.

Außerdem wird die Einbeziehung realistischer Bodentopographie erst im baroklinen Modell sinnvoll, da der Bottom-Torque Term die übrigen Anteile der Vorticity nicht mehr völlig dominiert.

In den barotropen QG-Experimenten mit stark vereinfachter Küstenform und idealisierten Windfeldern war es in den meisten Fällen möglich gewesen, den Randstrom durch Verstärkung des Antriebs und damit Erhöhung seiner Nichtlinearität zur Ablösung zu bringen. Zwar war in einigen Fällen die Bildung stationärer Antizyklonen, verbunden mit einer Entfernung des Ablösungspunktes vom Kap mit zunehmender Stärke des Antriebs ("vorzeitige Ablösung"), zu beobachten, doch lag dennoch die Schlußfolgerung nahe, daß ein hinreichend starker Strom sich am Kap von der Küste lösen kann.

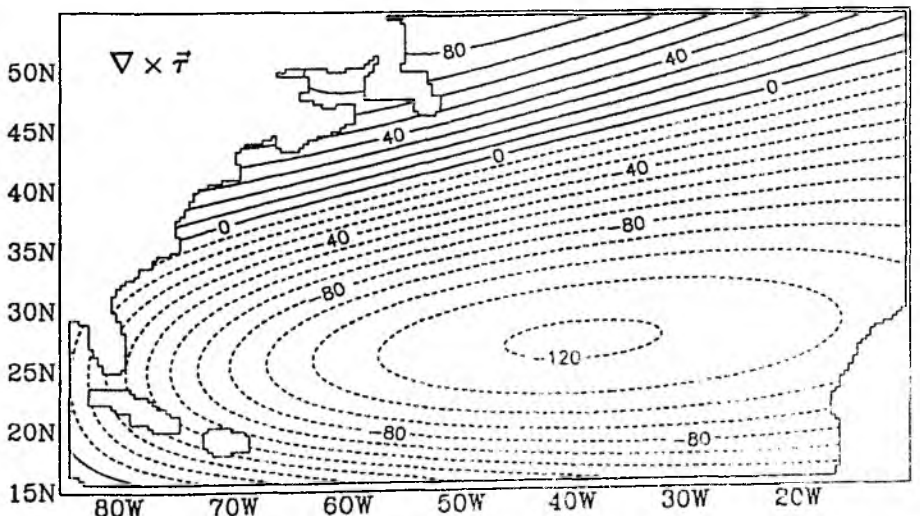
Im GFDL-Modell soll nun geprüft werden, ob ein Überschießen am Kap, wie in den Abbildungen 7.17–7.19 dargestellt, im baroklinen Fall auch unter weniger stark idealisierten Bedingungen und vor allem bei realistischen Größenordnungen

des Windantriebs möglich ist. So werden in der nächsten Reihe von Experimenten schrittweise erst der Küstenverlauf, dann die Dichteschichtung und schließlich das Windfeld und die Topographie verändert, und die Auswirkungen dieser Faktoren auf das Verhalten des westlichen Randstroms untersucht.

8.1 Realistischer Küstenverlauf, homogene Dichte

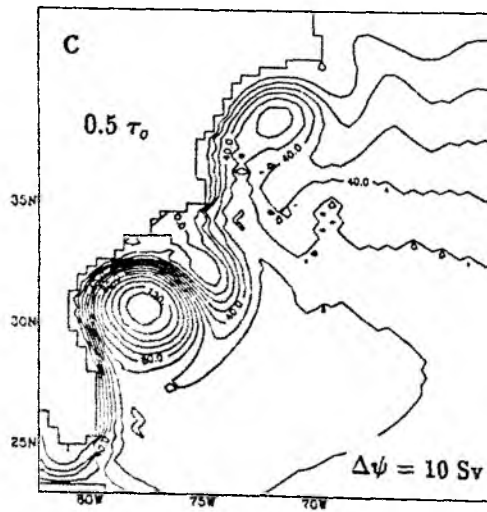
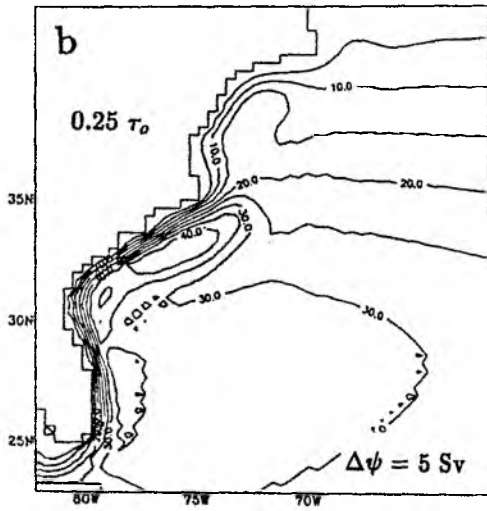
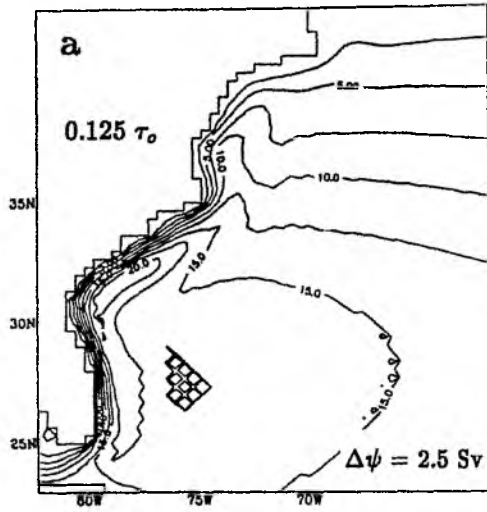
Die in dieser Version des GFDL-Modells benutzte Küstengeometrie ist dem $\frac{1}{3}^\circ$ CME-Lauf (Bryan und Holland, 1989; Böning et al., 1991) entnommen und gibt den Nordamerikanischen Kontinent mit der in dieser Auflösung erreichbaren Realitätsnähe wieder (Abb. 8.1). Das Becken hat jetzt eine etwas größere zonale Ausdehnung als in den QG-Experimenten; die meridionale Dimension ist gleich geblieben.

In den ersten Experimenten wird die Dichte vorerst noch konstant gehalten, um eine bessere Grundlage zum Vergleich mit den QG-Experimenten zu haben,



Konturintervall: $10 \times 10^{-10} \text{ dyn cm}^{-3}$

Abb. 8.1: Synthetisches Windfeld. Rotation der Windschubspannung über dem Modellgebiet des GFDL-Modells. Amplitude $0.25\tau_0$.



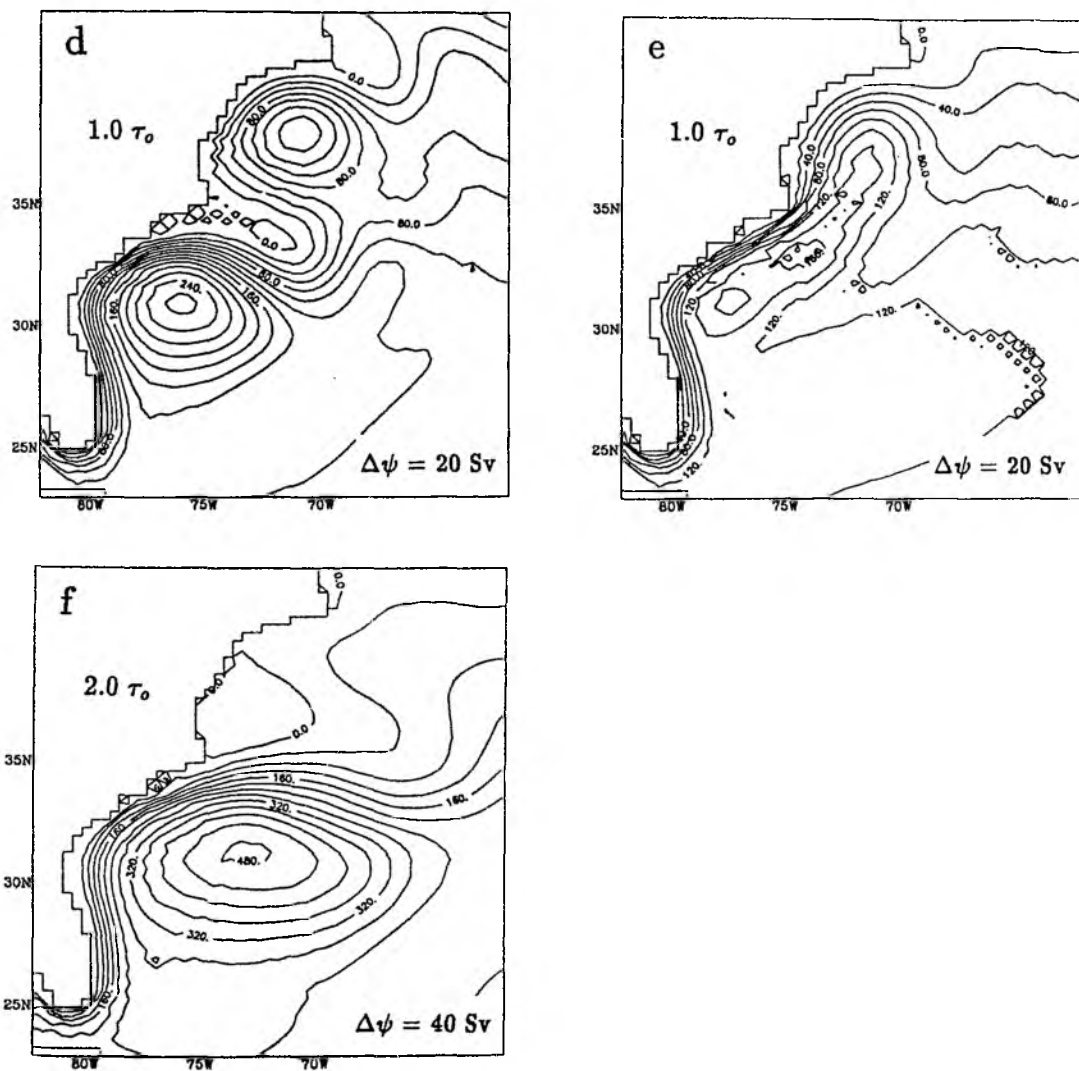
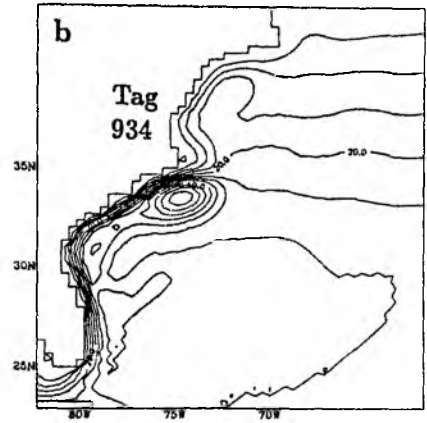
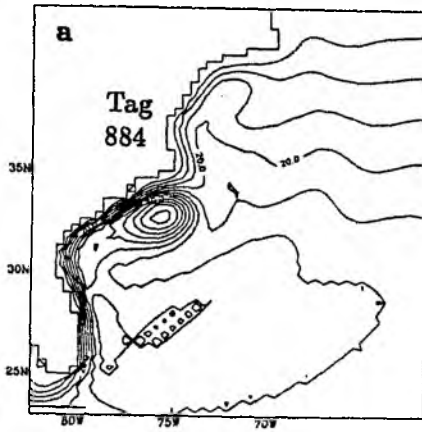


Abb. 8.2: Stromfunktion ψ bei unterschiedlich starkem Windantrieb für GFDL-Modell bei homogener Dichte. Die Amplitude des Windfelds ist jeweils oben links im Bild abgegeben.

und um zunächst das Verhalten des vertikal-integrierten Anteils in diesem Modell kenenzulernen. Ähnlich wie in den in Abschnitt 7.4 (Einfluß des Windfelds) beschriebenen Versuchen wird wieder ein analytisch vorgegebenes und deshalb glattes Windfeld mit zwei klar definierten beckenweiten Wirbeln benutzt (Abb. 8.1). Die $\nabla \times \vec{\tau} = 0$ Linie erstreckt sich von Kap Hatteras nach Nordosten und hat etwa die gleiche Neigung wie in Abbildung 7.19a. Der Kern des Subtropenwirbels liegt über dem östlichen Teil des Atlantiks. Das Maximum der antizyklonalen Windstress-Vorticity in Abbildung 8.1 beträgt $1.25 \times 10^{-8} \text{ dyn cm}^{-3}$ ($= 1.25 \times 10^{-7} \text{ Pa m}^{-1}$) bei einer Amplitude der Windschubspannung von 2.0 dyn cm^{-2} . Diese Werte stimmen gut mit denen von Isemer und Hasse (1987) überein. Die Vorticity entspricht $0.25\tau_0$, wenn sie auf den Referenzwert der QG-Experimente von $5 \times 10^{-7} \text{ Pa m}^{-1}$ bezogen wird. Die Stärke dieses Standardwindfelds wurde in verschiedenen Versuchen variiert, um wieder das nichtlineare Verhalten des Randstroms untersuchen zu können. Experimente wurden mit Amplituden der Windschubspannung von 1.0 bis 16.0 dyn cm^{-2} , bzw. der Vorticity von $0.125\tau_0$ bis $2.0\tau_0$ durchgeführt. Der Boden des Beckens ist flach und 1000 m tief (vergl. Abschnitt 6.2).

Bei vergleichsweise schwachem Antrieb ($0.125\tau_0$, Abb. 8.2a) betragen die maximalen Geschwindigkeiten im Floridastrom 25 cm s^{-1} ; die Reynoldszahl (nach Gl. 6.11) hat einen Wert von 9. Der Strom befindet sich somit noch in einem relativ linearen Zustand. Er löst sich nicht als geschlossenes Band von der Küste, sondern die einzelnen Stromlinien scheren nach und nach aus dem Randstrom aus und wenden sich ins Innere, wie dies auch in Abbildung 7.3 a,b schon zu sehen war.

Bei stärkerem Antrieb ($0.25\tau_0$, Abb. 8.2b) hat sich die geschlossene Kontur, welche in Abbildung 8.2a bei 32°N zu erkennen ist, stromabwärts verlagert und befindet sich jetzt südlich von Kap Hatteras. Durch die Mittelung über mehrere Einzelfelder erscheint die Zelle sehr langgestreckt, doch in Momentanaufnahmen (Abb. 8.3) ist sie als fast rundes Gebilde zu erkennen, welches zwischen einer Position südwestlich des Kaps (Abb. 8.3a) und einer anderen unmittelbar südlich davon (Abb. 8.3b) oszilliert. Im nordöstlichen Bereich der Zelle fächert sich der Strom in zwei Anteile auf: der nördliche Ast folgt dem Küstenverlauf bei Kap Hatteras und bildet weiter nordöstlich einen antizyklonalen Mäander, der südliche Teil rezirkuliert. Auch hier ist noch große Ähnlichkeit mit Abbildung 7.3c zu erkennen. Die Geschwindigkeiten in der Floridastraße betragen jetzt ca. 40 cm s^{-1} , die Reynoldszahl liegt bei 15. Offensichtlich sind die Geschwindigkeitsmaxima für



$$\Delta\psi = 5 \text{ Sv}$$

Abb. 8.3: Zwei Momentanaufnahmen der Stromfunktion des Experiments aus Abb. 8.2b.

diese Stärke des Windantriebs, welche mit $0.25\tau_0$ den Werten von Isemer und Hasse entspricht, noch deutlich zu klein.

Wenn die Stärke des Randstroms noch weiter erhöht wird ($0.5\tau_0$, $v_{max}(\text{Florida})=65 \text{ cm s}^{-1}$, $Re=28$), ist jetzt allerdings im Unterschied zu den QG-Versuchen nicht mehr das erwartete Überschießen am Kap zu finden (Abb. 8.2c). Vielmehr verlagert sich die Antizyklone zurück in die Südatlantische Bucht, was vorzeitige Ablösung zur Folge hat. Der gesamte Transport wird jetzt in einer intensiven Rezirkulationszelle nach Südosten von der Küste weggeführt. Erst weiter stromabwärts wendet er sich wieder nach Norden, trifft auf Kap Hatteras und bildet in der Mittelatlantischen Bucht eine zweite, schwächere Antizyklone.

Bei Erhöhung des Antriebs auf $1\tau_0$ ($v=110 \text{ cm s}^{-1}$, $Re=41$) ist ein "Umklappen" des Randstroms zu beobachten, wie es im QG-Fall (Kap. 7.4, Abb. 7.18) bereits beschrieben wurde. Beide Zellen sind jetzt so stark angewachsen (Abb. 8.2d), daß sie ihre jeweilige Bucht fast komplett ausfüllen. Diese Situation ist nicht mehr stabil, und das System springt nach ca. 1000 Tagen Modellzeit in einen neuen Zustand, in dem die beiden Antizyklonen miteinander verschmelzen und der Strom dem Küstenverlauf am Kap folgt (Abb. 8.2e). Das "Umklappen" wird durch Scherungsinstabilität im Kontaktgebiet der beiden Zellen verursacht (Abb. 8.4): Der zyklonale Wirbel zwischen den antizyklonalen Zellen wird abgeschnürt (Abb. 8.4, a-c), und der Strom verläuft von da an unmittelbar an der Küste entlang nach

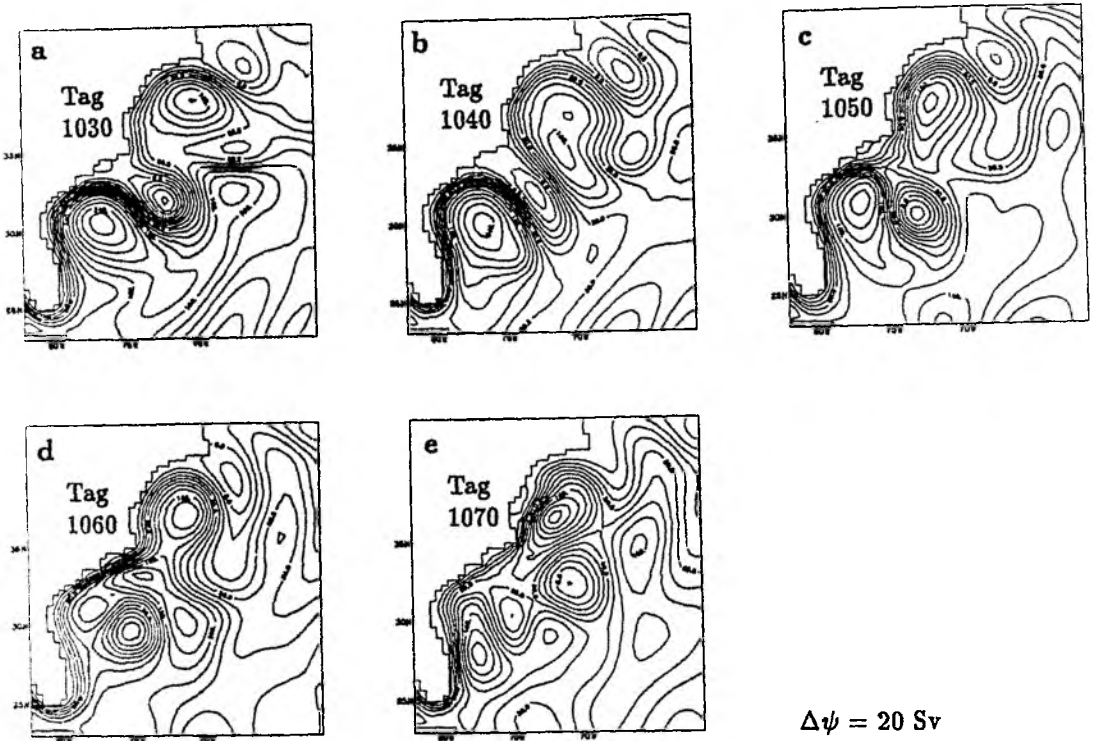


Abb. 8.4: Zeitreihe des Stromverlaufs beim "Umklappen" von dem Zustand vorzeitiger Ablösung (Abb. 8.2d) in den Mäanderzustand (Abb. 8.2e).

Norden (Abb. 8.4 d,e). Dieser neue, nicht-ablösende Zustand ist ebenso wie in den QG-Läufen mit geringerer mittlerer kinetischer Energie verbunden (Abb. 8.5), da die antizyklonale Zelle durch die starke Rezirkulation höhere Geschwindigkeiten verursacht.

Bemerkenswert ist, daß – anders als hier – das Umklappen im QG-Modell von dem nicht-ablösenden in den ablösenden Zustand erfolgte (Abb. 7.17, 7.18). Wenn allerdings die Stärke des Windantriebs im GFDL-Modell ein weiteres Mal verdoppelt wird, bleibt der Randstrom auch hier permanent im Zustand der Ablösung (Abb. 8.2f). (Es muß jedoch erwähnt werden, daß bei derart heftigem Antrieb nicht nur die Transporte enorm sind (480 Sv), sondern auch die maximalen Geschwindigkeiten mit 190 cm s^{-1} den physikalisch sinnvollen Bereich verlassen.)

Ein weiterer wichtiger Unterschied zu den QG-Experimenten mit idealisierter Küste besteht darin, daß hier der Mäanderzustand nordöstlich von Kap Hatteras die Ausnahme in einer ansonsten kontinuierlich verlaufenden Reihe von Modell-

Kinetische Energie / Vol. [10^{-1} Jm^{-3}]

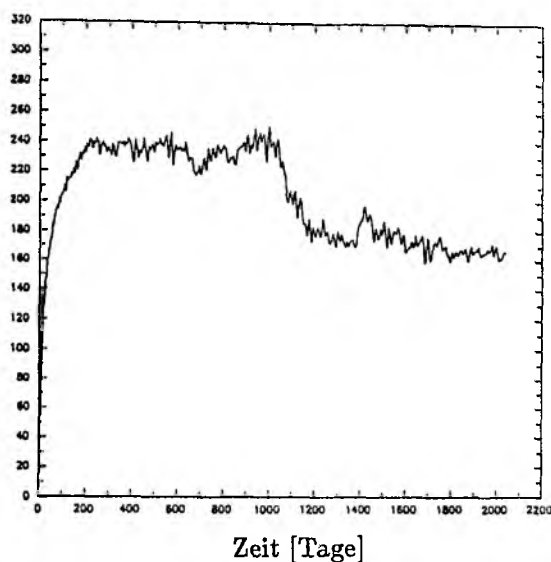


Abb. 8.5: Zeitreihe der kinetischen Energie pro Einheitsvolumen für das in Abbildung 8.4 gezeigte Experiment.

zuständen mit anwachsender Antizyklone ist (Abb. 8.2). Im QG-Modell dagegen (Abb. 7.17 bis 7.19) wurde bei schwachem Antrieb stets der Mäanderzustand nordöstlich des Kaps eingenommen. Während dort die Tendenz zur Bildung der Antizyklone durch das nach Nordosten geneigte Windfeld kompensiert werden konnte, scheint der Wind in den hier gezeigten Versuchen dazu nicht mehr in der Lage zu sein. Prinzipiell ist in der neuen Modellkonfiguration die Mäanderlösung zwar noch möglich, so daß das Modell bei günstigen Amplituden des Antriebs in diese zurückfallen kann (Abb. 8.2e), aber insgesamt bevorzugt das System anscheinend die Rezirkulationszelle auch bei schwachem Antrieb.

Vergleichsexperimente, bei denen im GFDL-Modell die glattere Küste aus Abbildung 7.19 benutzt wurde, zeigten die stärkere Tendenz dieses Modells zur Bildung der Antizyklone auch in dieser Konfiguration (ohne Bild). Infolgedessen kann ausgeschlossen werden, daß sie von der realistischeren Küste verursacht wird. Offen ist allerdings, welcher der Unterschiede zwischen den beiden Modellen für diese Differenzen verantwortlich ist.

8.2 Barokline Strömung, flacher Boden

Auf der Grundlage des eben gezeigten Verhaltens des barotropen Anteils soll jetzt untersucht werden, welche Veränderungen sich durch Baroklinität ergeben. Wie bereits in der Beschreibung der Modelle (Kap. 6.2) dargestellt, wird dazu ein 2500 m tiefes Becken zunächst in fünf gleich große Tiefenstufen unterteilt, und als Anfangsdichteschichtung eine aus Beobachtungen entnommene Temperaturverteilung vorgegeben. Dies soll dem Randstrom die Möglichkeit bieten, eine realistischere Vertikalstruktur mit einer Konzentration der hohen Geschwindigkeiten in den oberen 1000 m zu entwickeln. Die daran geknüpfte Erwartung ist, daß durch diese Oberflächenintensivierung bei gegebenem Transport größere Geschwindigkeitsmaxima und damit ein höherer Grad der Nichtlinearität entstehen können als im barotropen Modell.

Im Experiment zeigt sich jedoch, daß sich an der Entwicklung des Stromverlaufs bei einer Zunahme des Windantriebs in dieser neuen Konfiguration gegenüber dem barotropen Vergleichsfall (Abb. 8.2) nichts Wesentliches geändert hat (Abb. 8.6). Wieder führt stärkerer Antrieb zu einem Anwachsen der antizyklonalen Zelle statt zur Ablösung am Kap, und auch der Verlauf der Stromlinien nordöstlich von Kap Hatteras ist fast identisch. Bei gleich starkem Antrieb haben die maximalen Geschwindigkeiten in der obersten Schicht in diesem Experiment im Randstrom fast die gleichen Werte wie die Geschwindigkeitsmaxima im barotropen Experiment, und durch die vertikalen Scherungen der Geschwindigkeit ist das Strömungsbild linearer geworden: Die barokline Zelle hat trotz vergleichbarer Maximalgeschwindigkeiten erst bei $1.0\tau_0$ (Abb. 8.6d) den gleichen Durchmesser erreicht wie die barotrope bereits bei $0.5\tau_0$ (Abb. 8.2c), und um in den Bereich der Ablösung am Kap zu gelangen, reicht auch ein Wert von $2\tau_0$ (Abb. 8.6e) in diesen Experimenten noch nicht aus.

Abbildung 8.7 zeigt die meridionale Geschwindigkeitskomponente auf einem Zonalschnitt durch das Zentrum der Antizyklone von Abbildung 8.6d. Deutlich erkennbar sind die großen vertikalen Geschwindigkeitsscherungen im Randstrom, welche durch die Einführung der Dichteschichtung entstanden sind. Allerdings ist sowohl im nordwärtigen als auch im südwärtigen Teil der Antizyklone immer noch ein starker barotroper Anteil mit über 35 cm s^{-1} vorhanden. Im Vergleich zu Beobachtungen (Kap. 2) sind die vertikalen Scherungen somit zu gering.

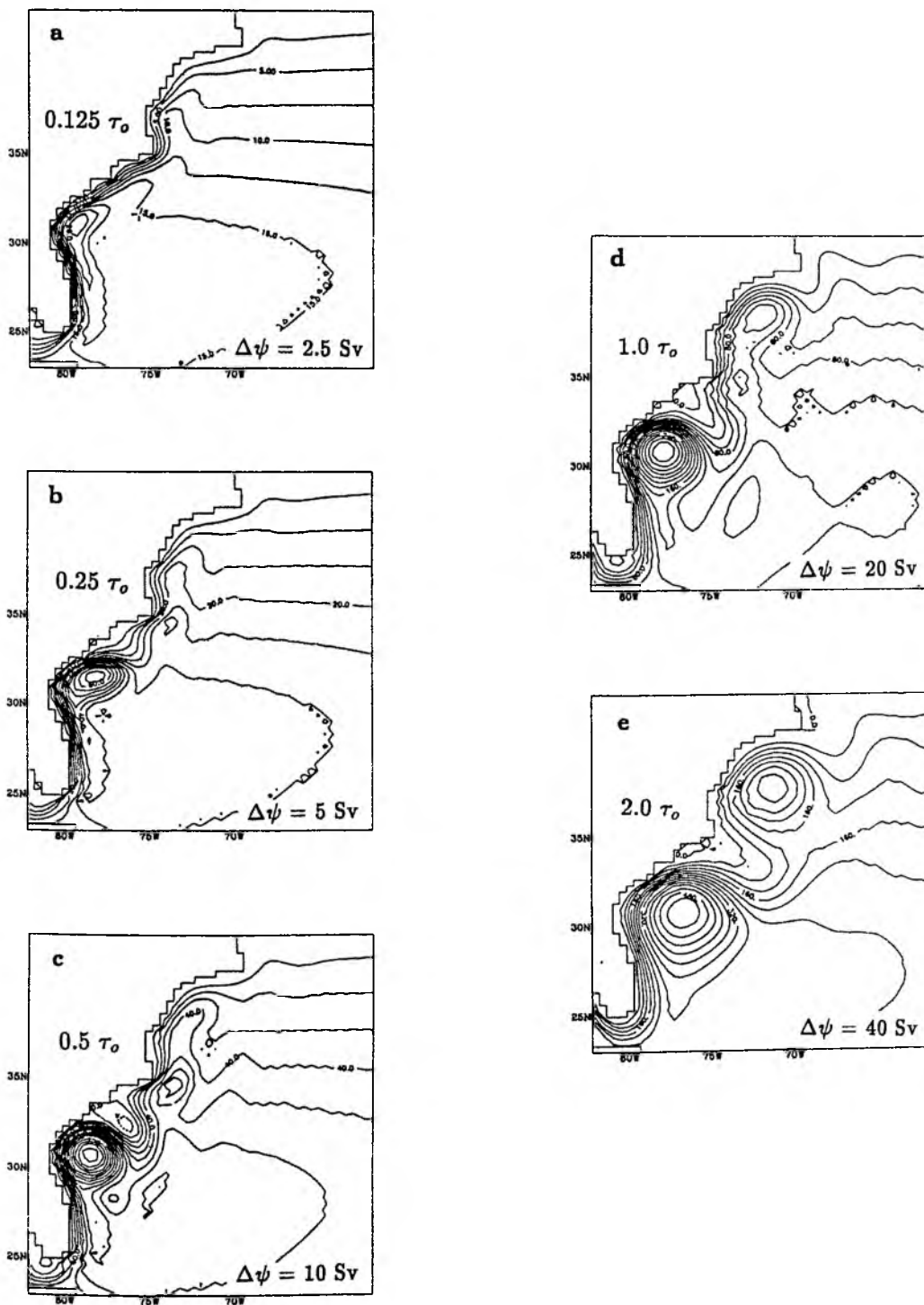


Abb. 8.6: Wie Abb. 8.2, aber für vertikal geschichteten Ozean.

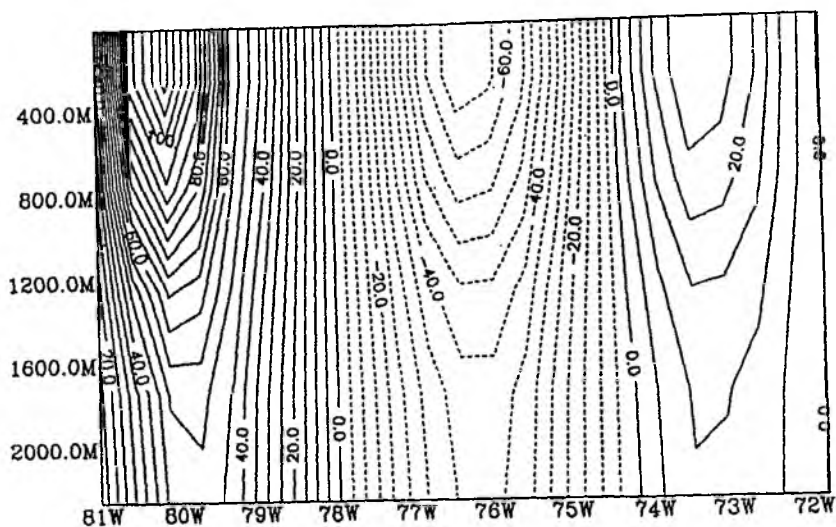


Abb. 8.7: Vertikalschnitt der meridionalen Geschwindigkeit v entlang 31°N (Zentrum der Antizyklone) im Experiment aus Abbildung 8.6d. Durchgezogene Linien zeigen nordwärtige Bewegung.

In einer Serie von zusätzlichen Experimenten wurden Lage und Anzahl der Tiefenstufen, horizontale und vertikale Austauschkoeffizienten oder auch die Anfangsdichteschichtung geändert. Es zeigte sich aber, daß sich bei einer Variation dieser Parameter Stromlinienverlauf und vertikales Geschwindigkeitsprofil nur geringfügig ändern. Eine Vergrößerung der Bodenreibung um eine Größenordnung führt zwar zu einer deutlichen Verstärkung der vertikalen Geschwindigkeitsscherungen, doch wird dem System gleichzeitig mehr Energie entzogen, so daß es in einen noch lineareren Zustand läuft.

Entgegen den Erwartungen hat die Einführung vertikaler Dichteschichtung also nicht automatisch einen höheren Grad der Nichtlinearität bei gegebenem Windantrieb zur Folge. Zwar entsteht im Randstrom ein vertikales Geschwindigkeitsprofil, dessen Kern auf etwa die oberen 1000 m konzentriert ist, doch sind die damit verbundenen Scherungen noch deutlich zu klein gegenüber Beobachtungen. Ähnlich wie auch im CME-Modell (Böning et al., 1991) bleibt der Randstrom zu barotrop und damit zu linear.

Von großer Bedeutung für die Ablösung des Randstroms ist, daß die stationäre Antizyklone offensichtlich eine sehr stabile Lösung des Systems darstellt und so

großen Einfluß auf die Lage des Ablösungspunktes im GFDL-Modell ausübt. Um die Existenz dieser Zelle auch in den CME-Rechnungen besser zu verstehen, soll ihre Entstehung deshalb im folgenden am Beispiel des in Abbildung 8.6d gezeigten Experiments etwas ausführlicher dokumentiert werden. Zur Verdeutlichung der Rolle der Nichtlinearität wird in Anlehnung an Cox (1979) die zeitliche Änderung der Stromfunktion des externen Modes (ψ_t) aufgespalten in die Tendenz der linearen Beiträge (ψ_t^l) und des nichtlinearen Anteils (ψ_t^{nl}).

In der Anlaufphase aus dem Ruhezustand (Spin-Up) lassen sich mehrere Phasen unterscheiden, die nur bei dem hier benutzten starken Antrieb auch alle durchlaufen werden. Abbildung 8.8 verdeutlicht diesen Prozeß:

Nach Entstehung der antizyklonalen Zelle (ψ , Tag 30) beginnt die Verlagerung stromabwärts nach Nordosten (ψ , Tag 60). Die Tendenzterme (ψ_t^l , ψ_t^{nl} , ψ_t) lassen erkennen, daß dies ein Effekt der Nichtlinearität ist: Während der lineare Anteil im wesentlichen noch eine Ost-West Tendenz aufweist, bewirkt der nichtlineare eine Abnahme im Südwesten und ein Anwachsen der Stromfunktion im Nordosten, welches den linearen Beitrag in der Summe (ψ_t , Tag 30) völlig dominiert. (Beachte: halbiertes Isolinienabstand bei ψ_t !)

Nach einiger Zeit kommt es zur Stagnation der Antizyklone (ψ , Tag 70), ausgelöst durch einen Trog der Stromfunktion stromabwärts der Zelle, also eine Zunge zyklonaler Vorticity, welche sich von der Küste her ins Innere ausgebreitet hat. Die Bildung dieses blockierenden Keils erfolgt unter dem Einfluß der nichtlinearen Terme (ψ_t^{nl} , Tag 60), wie bereits von Cox (1979) beschrieben. Die anfängliche Tendenz der Stromfunktion nach Nordosten (ψ_t , Tag 30) hat sich erheblich abgeschwächt (ψ_t , Tag 60), da der lineare Anteil sich so verlagert hat, daß er die nichtlinearen Terme größtenteils kompensiert.

Die nächste Phase des Einschwingvorgangs könnte man als Bildung eines zyklonalen Wirbels beschreiben (Tag 90): der blockierende Keil verstärkt sich weiter (bzw. die Stromfunktion wird negativer), so daß eine eigenständige Zirkulation mit geschlossenen Stromlinien entsteht. Dies geschieht über den in Kapitel 7.1 beschriebenen Mechanismus, bei dem vom Randstrom Vorticity über die Austauschsterme an den zyklonalen Wirbel abgegeben wird. Er ist hier im linearen Anteil (ψ_t^l , Tag 80) verborgen, da dieser Term in der hier vorgenommenen Aufspaltung den turbulenten Impulsaustausch enthält.

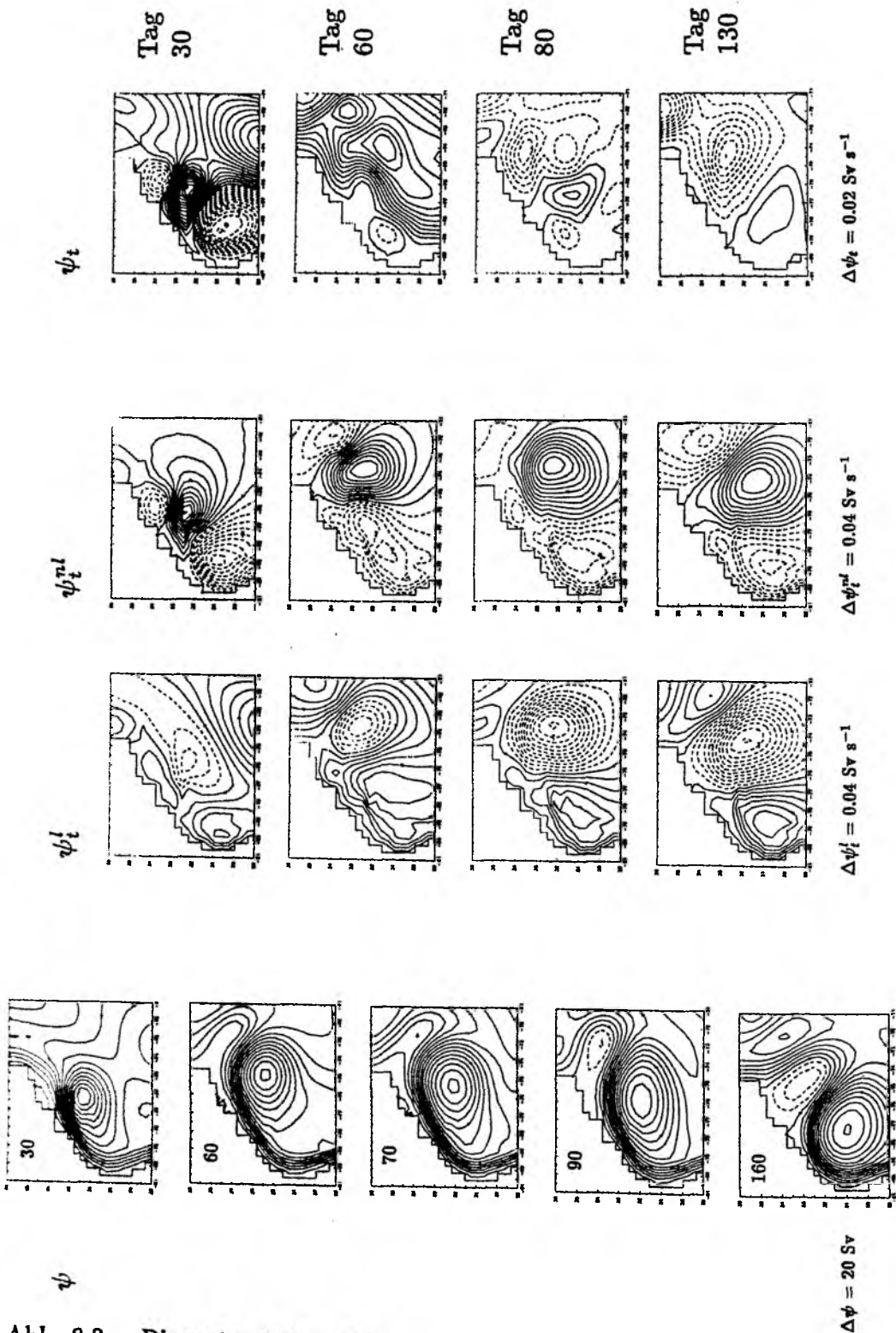


Abb. 8.8: Die ersten 160 Tage in der Einschwingphase des Experiments aus Abb. 8.6d. Dargestellt sind die Stromfunktion ψ und die zeitlichen Änderungen der Stromfunktion ψ_t , sowie der lineare und nichtlineare Anteil davon, ψ_t^l und ψ_t^{nl} . (Die Tendenzterme sind zum Teil zeitversetzt gewählt, um die relevanten Effekte besser hervorzuheben.)

Schließlich beginnt die Regression der Antizyklone nach Südwesten (ψ , Tag 160). Während für die Bewegung nach Nordosten die Nichtlinearität verantwortlich war, dominiert bei dieser Regression jetzt der lineare Anteil. ψ_t^l und ψ_t^{nl} sind nach wie vor gerade einander entgegengesetzt ausgerichtet und zeigen beide zonale Tendenz. Die Summe aus beiden (ψ_t , Tag 130) bewirkt dagegen eine Zunahme von ψ von Nordost nach Südwest. Die Antizyklone bewegt sich an der Küste entlang bis in die Südatlantische Bucht, wo sie schließlich stationär liegen bleibt.

Bei schwächerem Antrieb endet die hier beschriebene Entwicklung in der Einschwingphase bereits in einem der Zwischenstadien, wie ein Vergleich mit den stationären Endzuständen bei verschieden starkem Antrieb (Abb. 8.6) verdeutlicht.

Die Tendenzterme ψ_t^l und ψ_t^{nl} (Abb. 8.8, Tag 130) weisen darauf hin, daß die Regression der Zelle nach Südwesten im wesentlichen die Ausbreitung einer Rossbywelle nach Westen ist, welche durch die Küstenneigung modifiziert wird. An der meridional verlaufenden Küste von Florida ist dann eine weitere Bewegung nach Westen nicht mehr möglich, und die Verlagerung der Antizyklone kommt zum Stillstand.

Cox (1979) stellte bereits einen weiteren Zusammenhang zwischen der Orientierung der Küste und der Entwicklung der Rezirkulationszelle fest: während an einem meridional ausgerichteten Rand antizyklonale Wirbel im Spin-Up ungehindert nach Norden wandern, kommt es, wie in Abbildung 8.8, auch in seinem Modell bei Küstenneigungen nach Nordosten zur Stagnation dieser Wirbel. Ähnlich wie hier (Abb. 8.8, Tag 90), ist diese Stagnation mit Advektion positiver Vorticity vom No-Slip Rand verbunden, welche sich der weiteren Ausbreitung nach Nordosten als blockierender Keil in den Weg legt. (Der gleiche Mechanismus ist auch im Fall einer rein zonalen Küste zu beobachten, wie Abbildung 7.11 und auch z.B. das Modell von Holland und Lin (1975) demonstrieren.) Je stärker die Küste bei gegebenem Antrieb relativ zur meridionalen Ausrichtung nach Osten geneigt ist, desto früher (weiter stromaufwärts) kommt es zur Stagnation, bei rein zonalen Rändern schon unmittelbar am Westrand.

Weiter zeigt Cox, daß eine Erhöhung des vertikalen Impulsaustauschs oder eine Verringerung des Windantriebs in seinen Experimenten zu einer späteren (weiter nördlichen) Stagnation führen, was er als Beweis für den Einfluß der Nichtlinearität wertet. Zusätzlich spielt in Cox's Argumentation die Vertikalgeschwindigkeit bzw. das Vortexstretching eine große Rolle. In den hier gezeigten Experimenten entstehen

die Zellen aber auch unter homogenen Bedingungen (Abb. 8.2), wo bei flachem Boden und starrer Oberfläche keine Vertikalgeschwindigkeiten existieren.

Wie bereits beschrieben, war im barotropen QG-Modell die Skala der Antizyklone von der Trägheitslängenskala δ_I festgelegt. Im baroklinen Ozean besteht jedoch die Möglichkeit, daß die Größe der Zelle vom ersten baroklinen Rossbyradius R_i

$$R_i = \frac{NH}{f} \tag{8.1}$$

($N = \text{Väisälä-Frequenz}$) vorgegeben wird, und die Antizyklone dadurch kleiner und intensiver werden kann. Nach Pedlosky (1979) ist der Rossbyradius gerade die Längenskala, auf welcher die Auslenkung der Isopyknen einen gleich großen Beitrag zur potentiellen Vorticity liefern kann wie die relative Vorticity. $2\pi \times R_i$ entspricht dann der Wellenlänge einer Rossbywelle des ersten baroklinen Modes. Wenn die Dichteschichtung für die Dimension der Zelle also eine wichtige Rolle spielen würde, müßte der Radius der Antizyklone dann $\frac{1}{4}$ dieser Wellenlänge sein, also

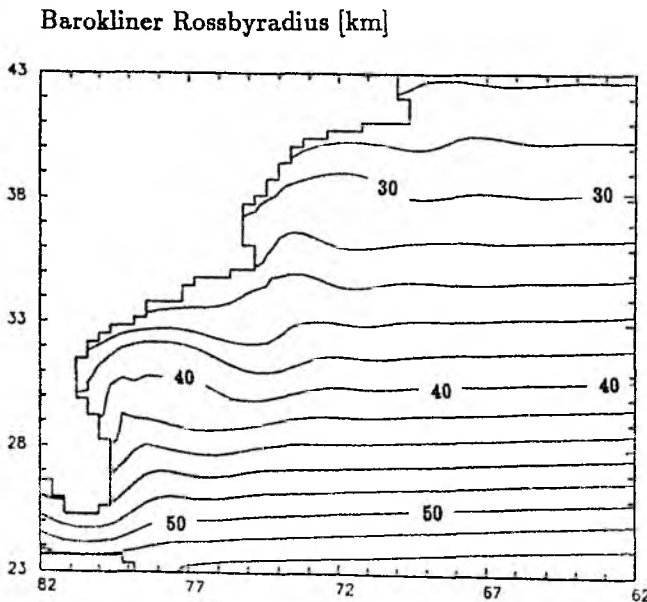


Abb. 8.9: Verteilung des ersten baroklinen Rossbyradius R_i (Gl. 8.1) für das in Abb. 8.6d gezeigte Experiment.

$$r = \frac{\pi R_i}{2}, \quad (8.2)$$

und außerdem nicht von der Strömungsgeschwindigkeit abhängen.

Der erste interne Rossbyradius R_i beträgt im Bereich der antizyklonalen Zelle in den hier gezeigten Experimenten typischerweise etwa 40 km (Abb. 8.9) und variiert durch die dynamisch erzeugte Auslenkung der Dichteflächen auch bei starkem Randstrom nur um etwa 5%. Der entsprechende Zellradius würde nach (8.2) bei 63 km liegen. In den baroklinen Experimenten (Abb. 8.6) variieren die Zellradien jedoch zwischen 150 und 250 km und nehmen mit der Geschwindigkeit des Randstroms zu. (Bei genauerer Betrachtung ist eine schwache Tendenz zur Verringerung des Zellradius mit der Tiefe auszumachen, welche aber vor allem durch die Schrägstellung der Randstromachse verursacht wird.)

Wenn in den hier gezeigten Experimenten (Abb. 8.2, 8.6) dagegen wieder die Trägheitsskala δ_I (Gl. 7.2) mit dem Zellradius verglichen wird, ergibt sich sowohl in den barotropen als auch in den baroklinen Fällen gute Übereinstimmung zwischen beiden. Der Einfluß der Dichteschichtung auf die Skala der Zelle ist also gering.

Die enge Verbindung der Trägheitsskala mit dem Zellradius dagegen zeigt, daß die stationäre Antizyklone als freie Trägheitsrezirkulation des Jets zu interpretieren ist, wie das auch schon in den Versuchen von Böning (1985) beim rechteckigen Becken der Fall war. Die Bedeutung der antizyklonalen Zelle liegt somit vor allem darin, starke Vorticityverluste über die Austauschterme zu ermöglichen (vergl. Blandford, 1971; Holland und Lin, 1975), damit der Randstrom vor der Rückkehr ins Sverdrup-Regime seine überschüssige (negative) Vorticity verlieren kann. Offensichtlich erfolgt in den hier vorgestellten Modellen die Ablösung also nach dem in Kapitel 3.3 vorgestellten Mechanismus der "Vorticitykrise".

8.3 Realistisches Windfeld

Die Ergebnisse der letzten beiden Kapitel zeigen, daß das nichtlineare "Überschießen" am Kap zwar auch im GFDL-Modell prinzipiell möglich ist, aber zumindest in der Modellkonfiguration mit flachem Boden nicht bei realistischen Größenordnungen des Windantriebs erreicht werden kann. Die nächsten Experimente sollen deshalb klären, ob dies in der CME-Konfiguration mit Bodentopographie und beobachteten Windfeldern leichter zu verwirklichen ist.

Um vorab sicherzustellen, daß ein realistisches Windfeld gegenüber den bisher benutzten synthetischen keine qualitativen Veränderungen der Zirkulation verursacht, soll zunächst ein Vergleichsexperiment mit dem Jahresmittel der Windschubspannungen von Isemer und Hasse (1987) durchgeführt werden. Diese Winddaten unterscheiden sich vom bisherigen Antriebsfeld hauptsächlich durch den meridionalen Gradienten der Rotation der Windschubspannung: Während im synthetischen Feld (Abb. 8.10a) $\nabla \times \tau$ glatt nach Norden zunimmt, existiert bei Isemer-Hasse im Subtropenwirbel ein "Plateau" mit relativ scharfen Übergängen auf positive Werte an seinen Rändern. Die $\nabla \times \tau = 0$ Linie trifft nicht genau bei Kap Hatteras auf den Kontinent, sondern wendet sich östlich davon nach Südwesten. Unmittelbar bei Kap Hatteras und auch in der Mittelatlantischen Bucht ist ein Bereich starker positiver Windstress-Vorticity, welche bei Neufundland durch einen Keil antizyklonaler Vorticity vom nördlichen Wirbel abgegrenzt ist.

Abbildung 8.11 zeigt die aus diesen Windfeldern resultierenden mittleren Felder der Stromfunktion. Das großräumige Strömungsfeld des Experiments in Abbildung 8.6b verschiebt sich durch das neue Windfeld etwas in seiner Lage. Die Achse des Subtropenwirbels ist jetzt nach Nordosten geneigt, und er reicht über Neufundland hinaus nach Norden. In der Mittelatlantischen Bucht ist ein Bereich zyklonaler Vorticity zu finden, welche vielleicht in der Lage wäre, eine Schelfzirkulation zu verstärken, sofern diese überhaupt existieren würde.

Obwohl der Antrieb des Isemer-Hasse Feldes im Norden stärker ist als bei den künstlichen Winddaten, hat er durch den geschlossenen nördlichen Rand und den daraus resultierenden kleineren Wirkungsbereich einen schwächeren "subpolaren" Wirbel zur Folge. Der von Norden kommende Randstrom ist jetzt noch weniger als vorher in der Lage, über Neufundland hinaus nach Süden vorzudringen.

Im Südosten erfaßt das Modellgebiet noch eine kleine Region zyklonalen

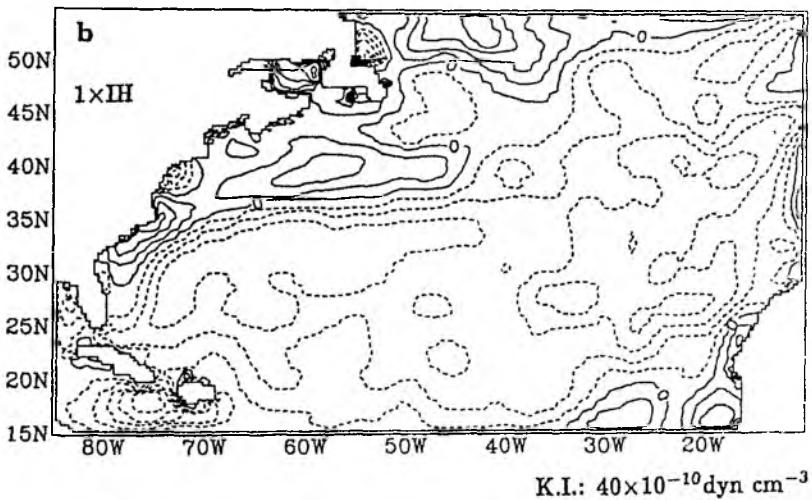
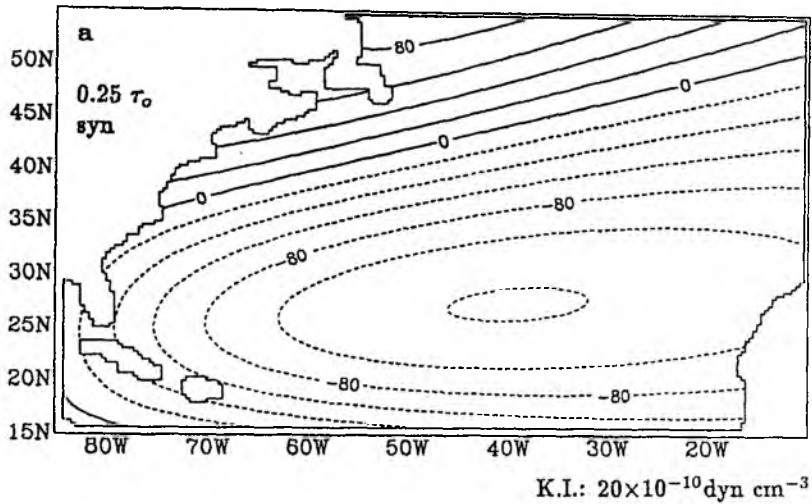
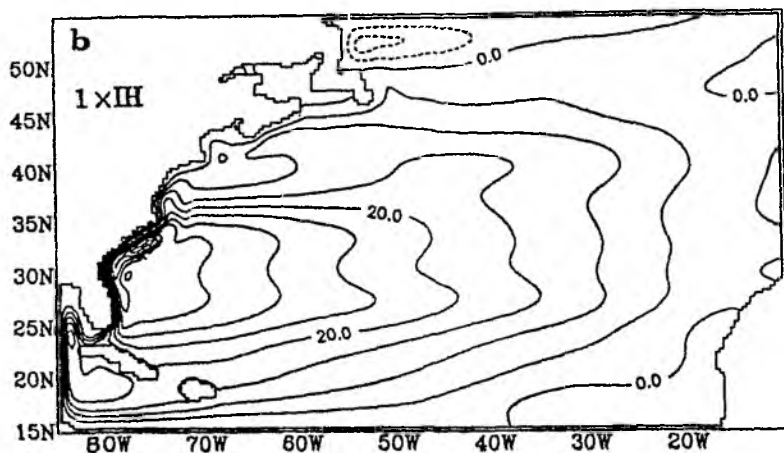
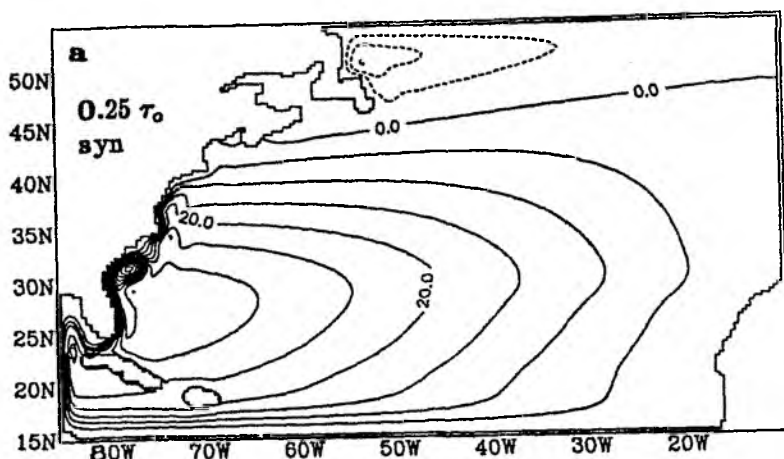


Abb. 8.10: Vergleich der benutzten Windfelder.
 a) Synthetisches Windfeld: Rotation der Windschubspannung;
 b) Rotation der Windschubspannung von Isemer und Hasse (1987).

Antriebs im Isemer-Hasse Feld, welche ihre Signatur auch in der Stromfunktion hinterläßt (Abb. 8.11b). Der von dem synthetischen Windfeld in diesem Gebiet erzeugte starke Auftrieb (vergl. Abschnitt 6.2) wird dadurch abgeschwächt, und die mit der baroklinen Instabilität verbundenen Störungen sind bei Isemer-Hasse Antrieb somit weniger ausgeprägt.

Auf den ersten Blick scheint sich durch das neue Windfeld der Verlauf des westlichen Randstroms verändert zu haben, doch sind die Differenzen in der Lage



$$\Delta\psi = 5 \text{ Sv}$$

der Antizyklone südwestlich von Kap Hatteras nur durch unterschiedlich starken Transport bedingt. (Bei synthetischem Windantrieb betrug der Sverdruptransport 30 Sv, bei Isemer-Hasse Antrieb 35 Sv.) Dieser stärkere Randstrom ist geringfügig nichtlinearer, wodurch sich die Lage der Antizyklone nach Nordosten verschiebt (vergl. Abb. 8.2 a,b).

Ein zweiter Vergleich der beiden Windfelder bei verdoppelter Amplitude (Abb. 8.11 c,d) demonstriert, daß jetzt in beiden Fällen das aus Abschnitt 8.2 schon bekannte nichtlineare Verhalten gezeigt wird. Ein grundsätzlich neues Erscheinungsbild des Randstroms wird durch das Isemer-Hasse Windfeld also nicht erzeugt. Insbesondere hat die erhöhte zyklonale Vorticity in der Nähe von Kap Hatteras keinen Einfluß auf die immer noch nicht vorhandene Ablösung.

In den folgenden Versuchen wird ausschließlich das Jahresmittel der Isemer-Hasse Winde als Antriebsfunktion benutzt werden. Aufgrund der eben gezeigten geringen Unterschiede im Ablösungsverhalten bleiben aber die Ergebnisse mit denen aus früheren Abschnitten vergleichbar.

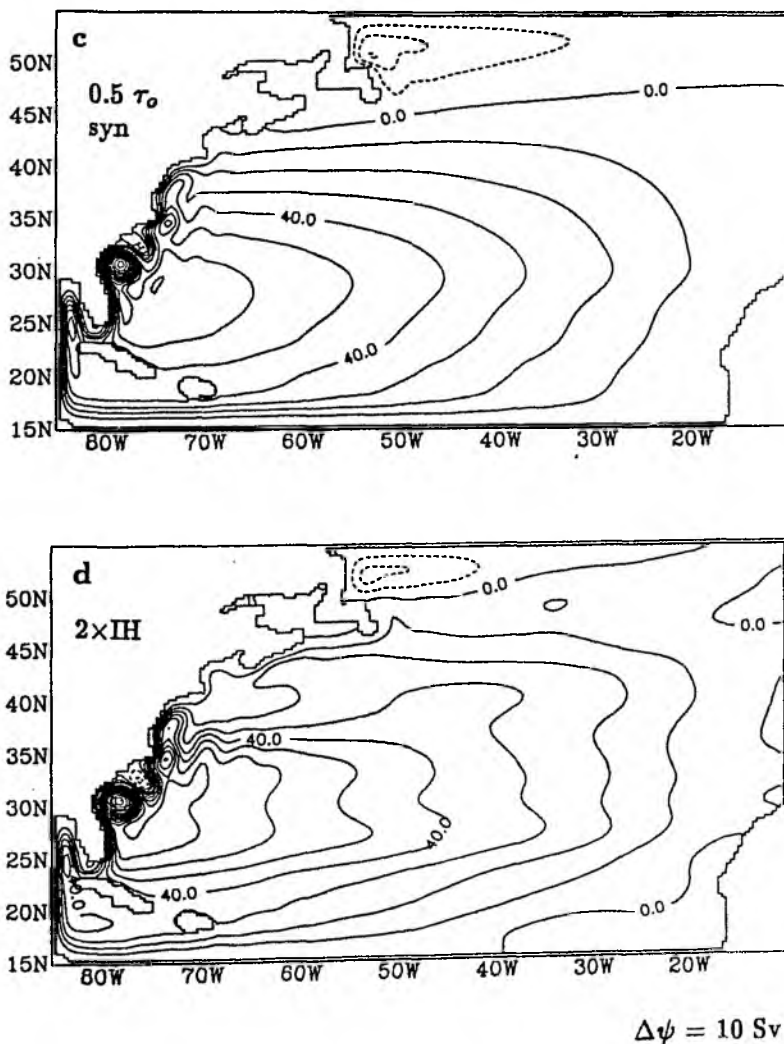
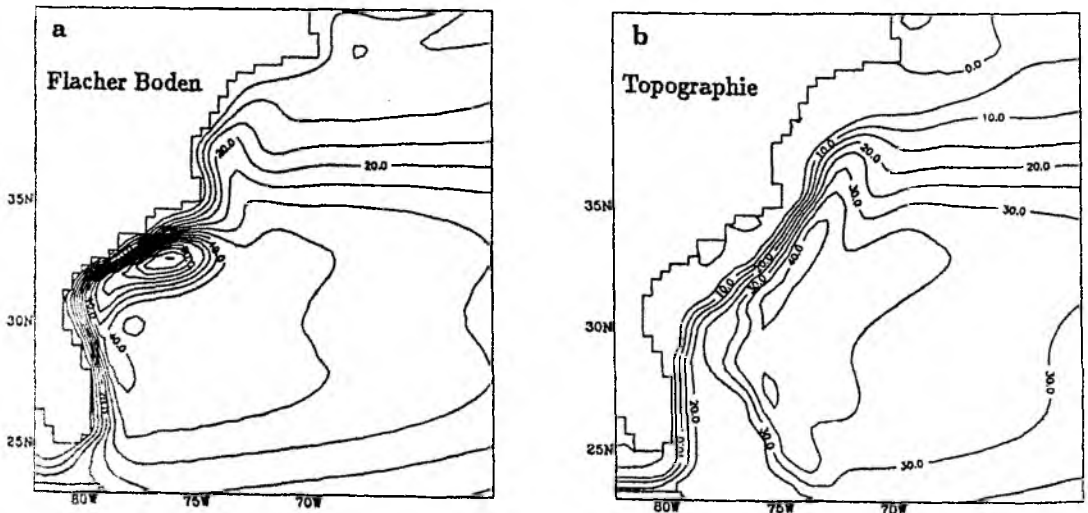


Abb. 8.11: Aus den verschiedenen Windfeldern resultierende mittlere Strömungsfelder. (Baroklin, 5 Schichten, vergl. Abb. 8.6.)
 a) Synthetischer Wind, Amplitude $0.25\tau_0$;
 b) Einfacher Isemer-Hasse Wind: $1 \times IH$;
 c) Synthetischer Wind, $0.5\tau_0$;
 d) Doppelter Isemer-Hasse Wind: $2 \times IH$.

8.4 Bodentopographie

Im barotropen QG-Experiment (Kap. 7.5) war bereits dargestellt worden, daß die Schelfkante einen potentiell starken Einfluß auf den Stromverlauf bei Kap Hatteras haben kann. Allerdings blieb offen, wie ausgeprägt ihr Effekt im baroklinen Ozean sein würde. In diesem Abschnitt soll deshalb anhand des geschichteten Modells untersucht werden, ob realistische Bodentopographie die Ablösung des modellierten Golfstroms verbessert.

Zu diesem Zweck wurde die Topographie des CME-Modells für einen 5000 m tiefen Ozean mit 10 vertikalen Tiefenstufen (vergl. Kap. 6.2, Tab. 2) angepaßt. CME-Tiefen, die zwischen zwei Tiefenstufen des hier benutzten Gitters fielen, wurden jeweils auf die größere der beiden Tiefen gesetzt. Diese Methode erzeugt zwar größere Wassertiefen und Gradienten als eine aufwendigere zweidimensionale Interpolation, ist im Rahmen der sonstigen für diese Prinzipstudien vorgenommenen Näherungen jedoch ausreichend.



$$\Delta\psi = 5 \text{ Sv}$$

Abb. 8.12: Veränderungen im Stromverlauf durch Bodentopographie.

Isemer-Hasse Wind, $1 \times IH$; 10 vertikale Schichten.

a) Flacher Boden ($H_0 = 5000 \text{ m}$);

b) Bodentopographie.

Abbildung 8.12 vergleicht den mittleren Stromverlauf im Modell mit flachem Boden ($H = 5000$ m, Abb. 8.12a) und im Experiment mit Topographie (Abb. 8.12b). Drei Unterschiede fallen sofort auf: die Bodentopographie verändert den Transport des westlichen Randstroms, seine Lage relativ zur Küste und die stationäre Antizyklone.

Die Stärke des Floridastroms verringert sich von 35 Sv bei flachem Boden auf 20 Sv im Fall mit Topographie. Gleichzeitig entsteht entlang der Schelfkante ein zweites Stromband, das die übrigen 15 Sv des windgetriebenen Transports nach Norden bringt. (In Anlehnung an Böning et al. (1991) soll es der Einfachheit halber im Folgenden als "Antillenstrom" bezeichnet werden.) Ohne Bodentopographie folgt der westliche Randstrom genau dem Küstenverlauf, mit Topographie wird dies von den geringen Wassertiefen an der Küste verhindert. Dies stimmt gut mit den in Kapitel 2 zitierten Beobachtungen überein, denen zufolge der mittlere Strom entlang der 300 m Tiefenlinie verläuft. Die Antizyklone, welche bei flachem Boden südwestlich des Kaps liegt und den Transport lokal auf über 75 Sv verstärkt, ist im Experiment mit Topographie verschwunden. Statt dessen ist eine schwache Rezirkulation südöstlich des Kaps entstanden.

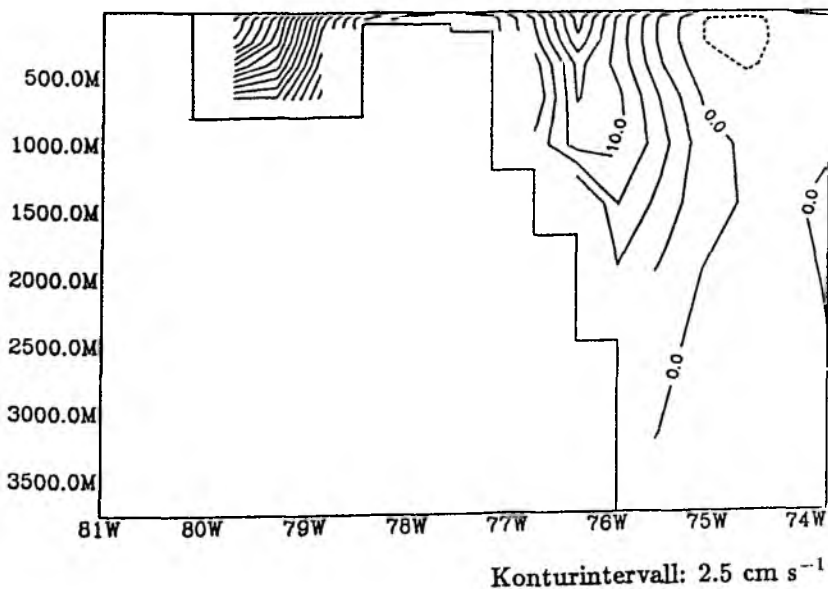


Abb. 8.13: Meridionale Geschwindigkeit v auf einem Zonalschnitt bei 27°N aus dem in Abb. 8.12b gezeigten Experiment.

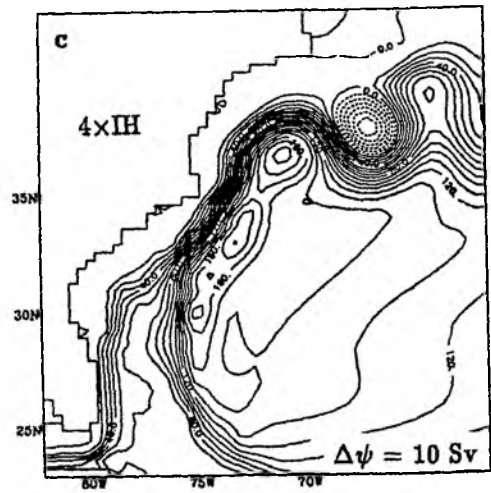
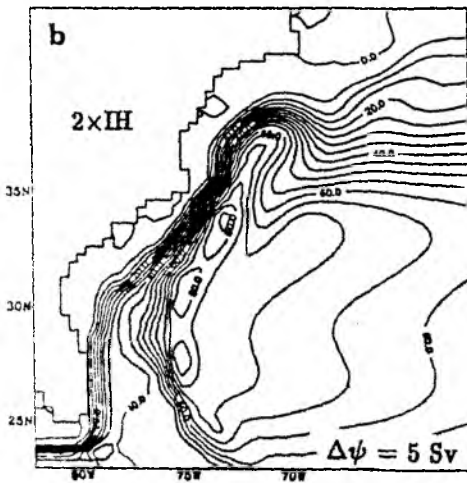
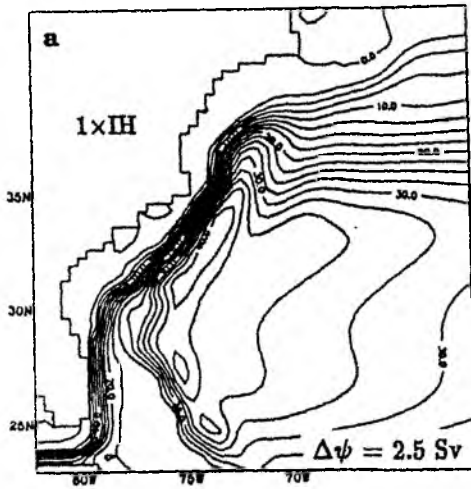


Abb. 8.14: Einfluß der Stromstärke auf die Lösung mit Bodentopographie

- a) Stromfunktion aus Abb. 8.12b, einfacher Isemer-Hasse Antrieb,
 $v_{max}(27^{\circ}N)=47.5 \text{ cm s}^{-1}$;
- b) Doppelter Isemer-Hasse Antrieb,
 $v_{max}(27^{\circ}N)=60.0 \text{ cm s}^{-1}$;
- c) Vierfacher Isemer-Hasse Antrieb,
 $v_{max}(27^{\circ}N)=90.0 \text{ cm s}^{-1}$.

Durch die Einbeziehung der Bodentopographie beginnt auch ein genauerer Vergleich der Modellergebnisse mit dem wirklichen Golfstrom sinnvoll zu werden: Während im Experiment mit flachem Boden der Transport des Floridastroms geringfügig zu groß ist (vergl. Kap. 2), beträgt er jetzt mit etwa 20 Sv nur $\frac{2}{3}$ des beobachteten Transports. Vor Erreichen von Kap Hatteras mündet dann der Antillenstrom in den Floridastrom ein, so daß am Kap der Transport etwa 35 Sv beträgt. Auch dies ist für diese Gegend jedoch um 20 Sv zuwenig.

Gleichzeitig sind die Geschwindigkeiten und die vertikalen Scherungen immer noch zu gering (Abb. 8.13). Mit knappen 48 cm s^{-1} an der Oberfläche ist der Floridastrom noch um einiges von den beobachteten 180 cm s^{-1} (Leaman et al., 1989) entfernt, und während der wirkliche Floridastrom von seinem Maximalwert an der Oberfläche fast auf Null am Boden abnimmt, sind hier in der untersten Schicht 20 cm s^{-1} zu finden.

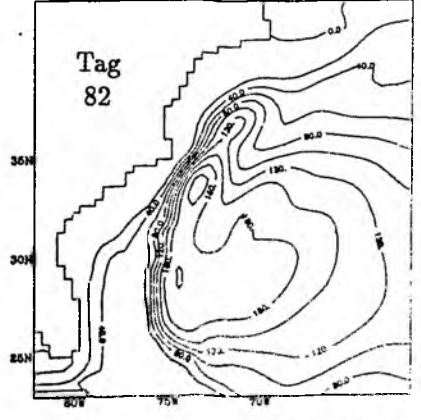
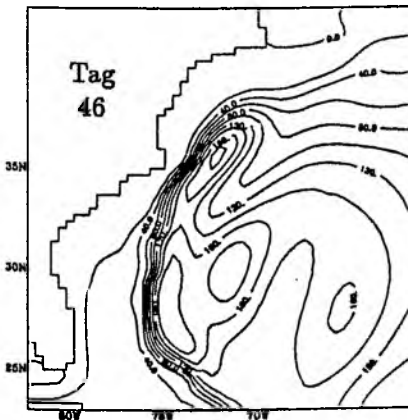
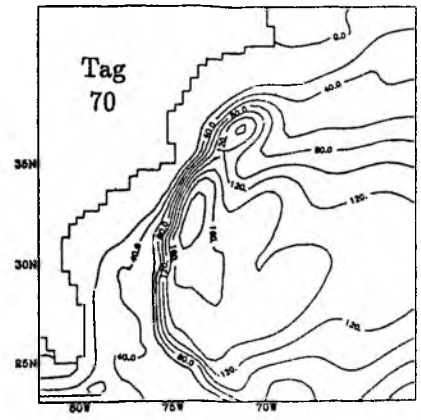
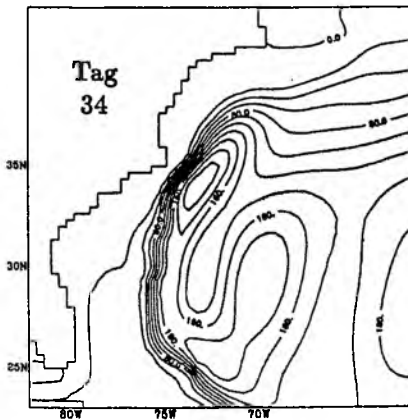
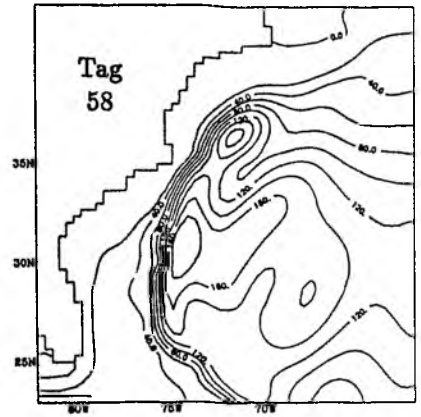
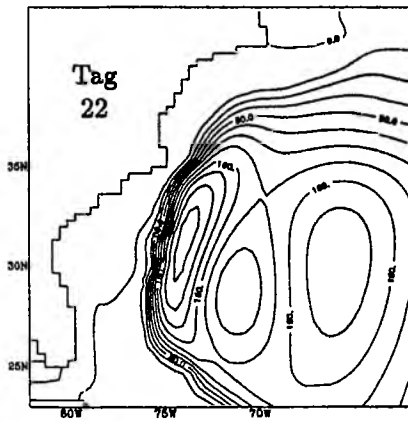
Eine Erhöhung des Windantriebs (ähnlich wie bei den Experimenten in Abb. 8.6) bewirkt keine wesentliche Veränderung des in Abbildung 8.12b gezeigten Stromverlaufs bei Kap Hatteras (Abb. 8.14). Trotz höherer Transporte und Geschwindigkeiten bleibt die Aufteilung in etwa gleich starke Florida- und Antillenströme bestehen. Der in Abbildung 8.14a in der Mittelatlantischen Bucht vorhandene Mäander verstärkt sich bei stärkerem Antrieb und zeigt erste geschlossene Kontouren. An der Schelfkante etablieren sich zwei schwache Zellen (30°N und 33°N), die, wie ein Vergleichslauf mit veränderten Bodenkonturen bestätigte, topographisch bedingt sind. Südlich der Georges Bank (67°W , 43°N) entsteht eine sehr intensive Zyklone, welche ebenso wie der antizyklonale Mäander westlich davon einen starken barotropen Anteil hat.

Vor allem aber ist trotz des Vorhandenseins von Topographie und einer Verstärkung des Randstroms keine Ablösung bei Kap Hatteras entstanden. In allen drei Experimenten folgt die Strömung hinter Kap Hatteras im wesentlichen dem Verlauf der Topographie. Während die barotropen QG-Experimente (Kap. 7.5) die Hoffnung aufkommen ließen, daß das Überströmen der Schelfkante (in Verbindung mit der Nichtlinearität) Ablösung herbeiführen würde, sieht man sich hier enttäuscht. Statt dessen ist wieder die aus den PE-Experimenten mit flachem Boden schon bekannte Tendenz zur Bildung stationärer Antizyklonen zu erkennen. Allerdings bewirkt die Topographie, daß diese Rezirkulationszelle nicht mehr in der Süd- sondern jetzt in der Mittelatlantischen Bucht entsteht. Was ist der Grund?

Die Erklärung hierfür liegt im Spin-Up Verhalten, welches durch die Bodentopographie völlig anders aussieht als im flachen Vergleichsfall (Abb. 8.8). Da barotrope Ströme stark an die $\frac{f}{H}$ -Konturen gebunden sind, baut sich ein barotroper westlicher Randstrom nicht an der Küste, sondern schon weiter östlich an der Schelfkante auf (Abb. 8.15, Tag 22). Von diesem Prototyp des Antillenstroms "schälen" sich dann einzelne Stromlinien unter dem Einfluß barokliner Rossbywellen ab und verlagern sich zum westlichen Rand (Tag 22 u. 70). Erst nach ca. 6 Monaten hat der Golfstrom etwa die gleiche Stärke erreicht wie der schwächer werdende Antillenstrom, und nach 400 Tagen ist schließlich das statistische Gleichgewicht in diesem Experiment erreicht.

Während bei flachem Boden die Antizyklone in der Südatlantischen Bucht entsteht (Abb. 8.8), sich nach Nordosten zum Kap bewegt und bei schwachen Randströmen in dieser Phase zum Stillstand kommt (Abb. 8.2b), existiert im Fall mit Topographie im Spin-Up zuerst der Antillenstrom. Der Golfstrom ist noch nicht stark genug, um eine nichtlineare Rezirkulationszelle zu entwickeln, der Antillenstrom aber durchaus. Schon nach 34 Tagen ist vor Kap Hatteras im barotropen Strom an der Schelfkante eine Antizyklone zu erkennen (Abb. 8.15). Diese wandert dann nach Nordosten (Tag 46), wo sie, vermutlich durch den zonalen weiteren Verlauf des Schelfs, zum Stillstand kommt (Tag 58). Weiter südlich entsteht gleichzeitig eine neue Antizyklone (Tag 46, 27°N), die sich entlang des Schelfs nach Norden bewegt (Tag 82) und später den Mäander nordöstlich von Kap Hatteras verstärkt. Während die stationäre Antizyklone vor Kap Hatteras also bereits innerhalb der ersten 100 Tage aufgebaut wird, ist der Golfstrom durch den oben beschriebenen baroklinen Prozeß gerade erst im Entstehen und noch viel zu linear, um selbst Rezirkulationen auszubilden. Wie realistisch ist aber dieses Szenario?

Auf den ersten Blick mag besonders die Aufteilung des windgetriebenen Transports in einen Florida- und einen Antillenstromanteil ungewöhnlich erscheinen, zumal die Beobachtungen zeigen, daß diese beiden Ströme keineswegs gleich stark sind. Dennoch handelt es sich hier nicht um eine Unzulänglichkeit des Modells, sondern um eine Folge der Vernachlässigung der thermohalinen Zirkulation, wie eine genauere Betrachtung des Referenzexperiments mit einfachem Isemer-Hasse Antrieb (Abb. 8.12b) und der Vergleich mit Beobachtungen verdeutlicht: Abbildung 8.16 zeigt den Strömungsverlauf im Südwesten des Modellgebiets

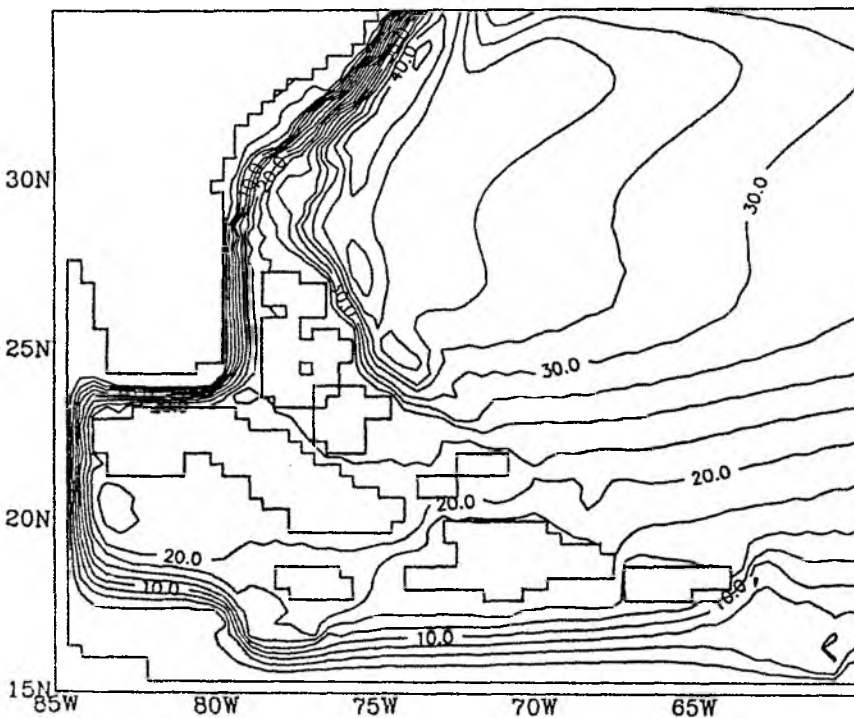


$\Delta\psi = 20 \text{ Sv}$

Abb. 8.15: Stromfunktion in der Einschwingphase bei Bodentopographie und vierfachem Isemer-Hasse Antrieb (vergl. Abb. 8.14c).

zusammen mit der Topographie in 80 m Tiefe. Der windgetriebene Transport aus dem östlichen Teil des Beckens trifft mit einem Volumen von 12.5 Sv auf die Region, welche im Modell der Windward Passage entspricht (15–18°N, 63°W), und strömt dort ungehindert in die Karibik. Weitere 10 Sv sind in der Lage, sich einen Weg durch die Passagen zwischen den Inseln zu suchen, und treffen noch in der Karibik oder spätestens bei Florida auf diesen südlichen Anteil, so daß ein Floridastrom von 22.5 Sv resultiert. Was jedoch nördlich von etwa 22°N von Osten kommend auf den Antillenbogen trifft, findet hier im Modell keine Passagen mehr, die einen Weg zur Floridastraße öffnen. Die große Bahamabank blockiert diesen Anteil vollständig, so daß ganze 12.5 Sv gezwungen sind, der Schelfkante nach Norden zu folgen.

Zwar sind die hier gemachten Transportangaben aufgrund der groben hori-



$$\Delta\psi = 2.5 \text{ Sv}$$

Abb. 8.16: Stromverlauf im südwestlichen Teil des Modellgebietes des in Abb. 8.12b gezeigten Experiments. Einfaches Isemer-Hasse Windfeld. Die Stromlinien sind über der Topographie der Tiefe $z=80\text{m}$ geplottet.

zontalen und vertikalen Auflösung der Antillenpassagen im Modell sicherlich nicht vollkommen realistisch, doch scheinen zumindest die Größenordnungen zu stimmen: Beobachtungen (vergl. Kap. 2) bestätigen, daß der wirkliche Floridastrom nur aus ca. 17 Sv windgetriebenem Anteil besteht (hier im Modell 22.5 Sv), während die übrigen 13 Sv aus dem Südatlantik stammen. Wenn diese 13 Sv des fehlenden thermohalinen Transports bei Kap Hatteras zu den im Modell vorhandenen 35 Sv addiert würden, käme der Modellstrom mit 48 Sv auch dort sehr viel näher an seine beobachtete Stärke. Für den Antillenstrom werden Transporte von bis zu 10 Sv angegeben, im Modell sind es 12.5 Sv. Das vom Modell erzeugte Transportverhältnis zwischen Florida- und Antillenstrom ist also, von geringen Korrekturen abgesehen, durchaus plausibel, da in diesem Modell aufgrund der vernachlässigten thermohalinen Flüsse ja nur der rein windgetriebene Transport berücksichtigt wird.

In der Einschwingphase ist aber genau dieser windgetriebene Transport entscheidend, da thermohaline Anpassungszeitskalen länger sind als die hier gezeigten, für den Aufbau der stationären Antizyklone relevanten Prozesse: Die in Döscher et al. (1993) präsentierten Experimente lassen erwarten, daß sich der thermohaline Transport, welcher den Floridastrom gegenüber dem Antillenstrom verstärkt, frühestens nach etwa einem Jahr etabliert. Folglich kann angenommen werden, daß das hier gezeigte Spin-Up Verhalten auch im thermohalinen Fall ähnliche Formen annimmt. Welche Bedeutung diese Ergebnisse für das CME-Modell haben, wird später noch diskutiert werden.

An dieser Stelle erscheint es sinnvoll, erste Vergleiche mit Resultaten des CME-Modells anzustellen. Abbildung 8.17 zeigt das mittlere Strömungsfeld in Schicht 2 (55 m) des topographischen Referenzlaufs aus Abbildung 8.12b und das 5-Jahres-Mittel aus dem CME-Experiment KIEL-2 (vergl. Böning et al., 1991). In beiden Bildern reicht der Golfstrom in der Südatlantischen Bucht nicht bis an die Küste, sondern wird anscheinend auf seinem Weg nach Kap Hatteras von der Topographie geführt. In dem hier gerechneten Lauf betragen die maximalen Geschwindigkeiten im Floridastrom 48 cm s^{-1} , im CME-Modell dagegen 110 cm s^{-1} .

Östlich der Bermudabank strömt der Antillenstrom in beiden Experimenten nach Norden und geht noch in der Südatlantischen Bucht in den Golfstrom über. Allerdings ist er im CME-Modell wesentlich schwächer als der Floridastrom, während im hier modellierten Fall beide ähnlich stark sind. Dies liegt vermutlich

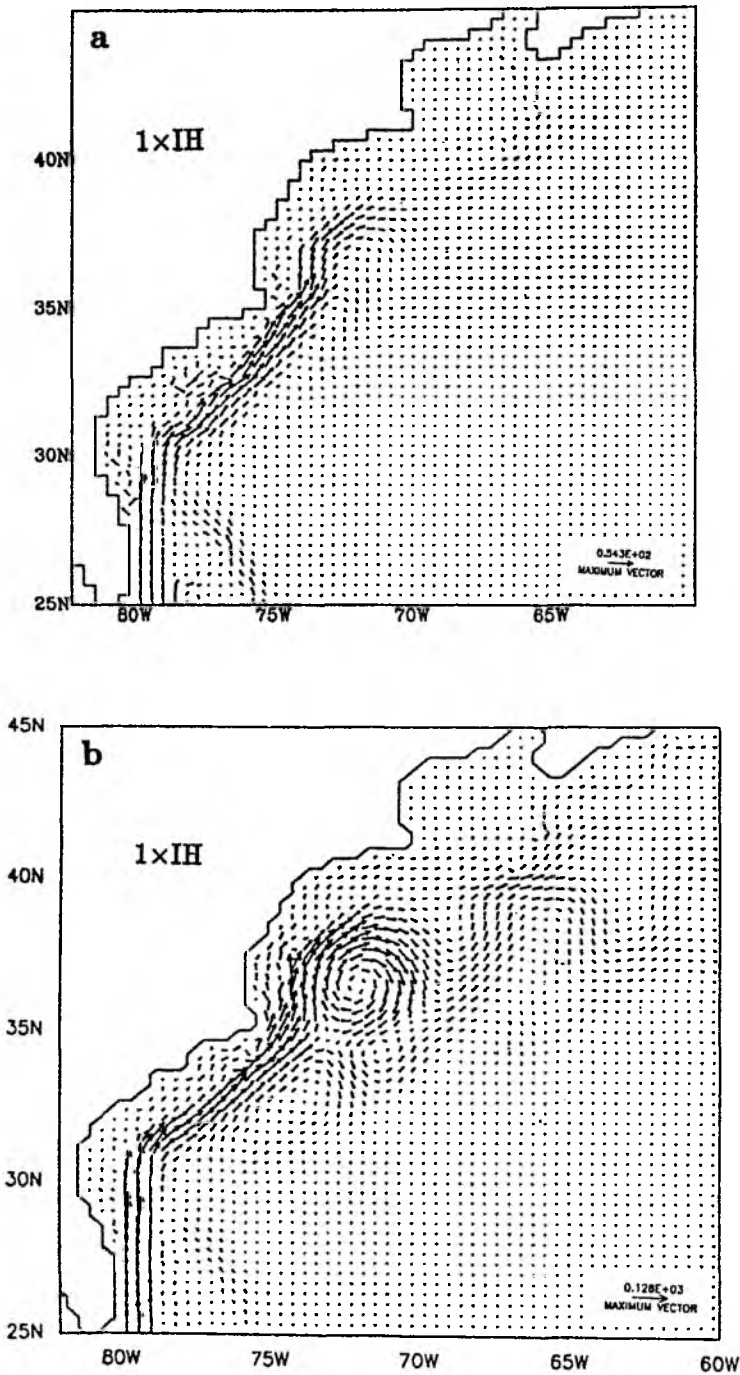


Abb. 8.17: Vergleich eines Geschwindigkeitsfeldes mit dem CME-Modell.

- a) Referenzlauf aus Abb. 8.12b, $z=55.00$ m;
 - b) CME/KIEL-2, 5-Jahres Mittel, $z=53.43$ m.
- Beachte: verschiedene Skalierung der Vektoren.

an der südlichen Randzone des CME-Modells, in der kaltes, südwärts strömendes Nordatlantisches Tiefenwasser in wärmeres, nach Norden fließendes Wasser der oberen Schichten umgewandelt wird. Dieser thermohaline Beitrag verstärkt dann im CME-Lauf den Florida-Strom mit ca. 7 Sv (Böning et al., 1991).

In beiden in Abbildung 8.9 gezeigten Modellversuchen umrundet der Golfstrom das Kap und schmiegt sich an die Topographie der Mittelatlantischen Bucht. Nördlich von Hatteras bildet sich im hier benutzten Modell nur ein Mäander aus, während in CME/KIEL-2 eine klare antizyklonale Zelle entsteht. In der stärker angetriebenen Version des hier benutzten Modells (Abb. 8.14c) haben die Strukturen nordöstlich von Kap Hatteras noch größere Ähnlichkeit mit dem CME-Lauf. Zwar entsteht trotz stärkerer Geschwindigkeiten in diesem Modell noch keine geschlossene Antizyklone (Abb. 8.18; beachte: verschiedene Skalierung der Vektoren in 8.17 und 8.18!), doch ist in beiden mittleren Feldern die gleiche Abfolge von Mäandern in dieser Region zu erkennen.

Da die hier erhaltene annähernde Gleichverteilung des Transports zwischen

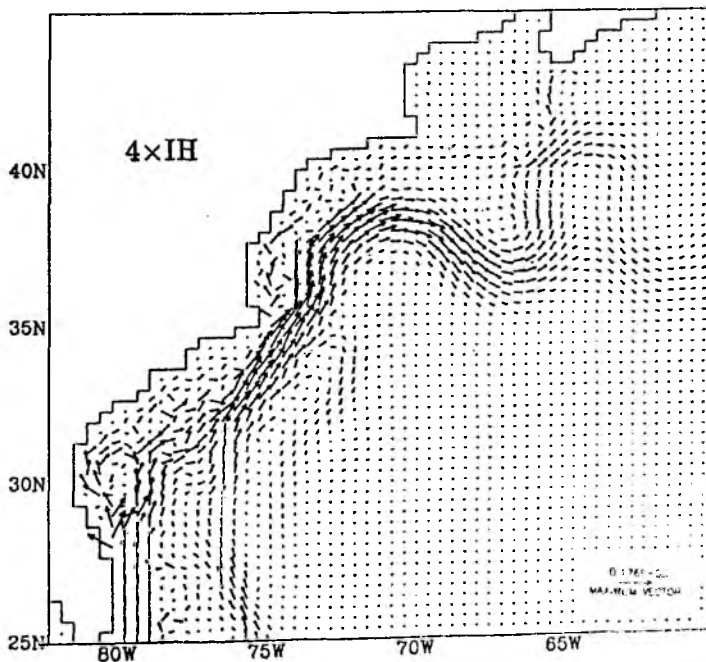


Abb. 8.18: Wie Abb. 8.17a für das Experiment mit vierfachem Isemer-Hasse Antrieb (Abb. 8.14c).

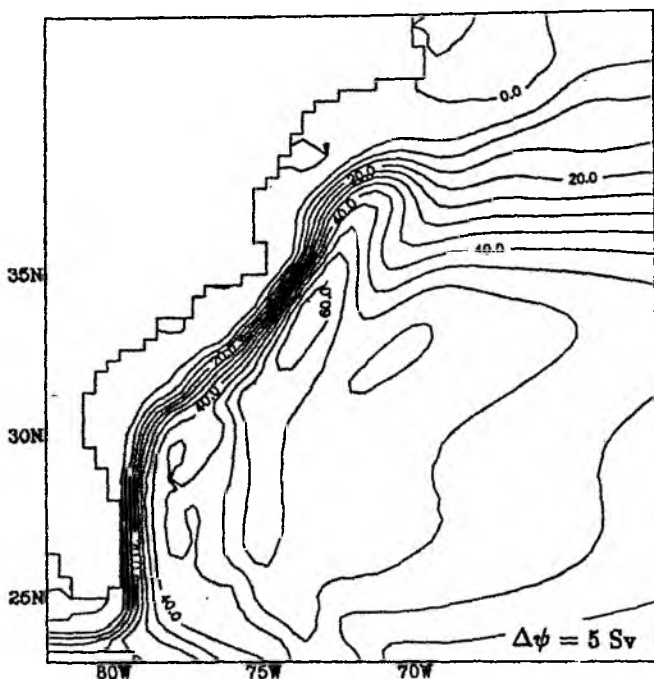


Abb. 8.19: Künstlich verstärkter Randstrom, Details siehe Text.

Florida- und Antillenstrom nicht den tatsächlichen Verhältnissen entspricht und deshalb Interpretationen erschwert, wird nun der Versuch unternommen, den Antillenstrom künstlich abzuschwächen. Die Große Bahamabank war bereits als Haupthindernis identifiziert worden, welches die Verlagerung des Transports von der Schelfkante zum Kontinent unterbindet (Abb. 8.16), und wird deshalb im nächsten Experiment beseitigt. Die Wassertiefen in dieser Region werden also auf Werte zwischen 800 m und 1200 m gesetzt. Außerdem wird die Sprungschicht im Anfangsdichteprofil durch Vorgabe einer anderen Temperaturverteilung von ca. 800 m auf etwa 350 m angehoben, um sicherzustellen, daß sie deutlich oberhalb der Schelfkante liegt. Um darüber hinaus trotz des fehlenden südatlantischen Anteils realistische Transporte bei Kap Hatteras zu erreichen, wird das Isemer-Hasse Windfeld um den Faktor 1.5 verstärkt.

Das Resultat (Abb. 8.19) zeigt, daß der Verlauf des Golfstroms in den Experimenten mit Topographie (Abb. 8.14) nur unwesentlich von der relativen Stärke des Antillenstroms und dem Transport bei Kap Hatteras abhängt. Zwar ist der Antillenstromanteil aufgrund der vorgenommenen Eingriffe jetzt deutlich schwächer geworden, doch das Strömungsbild bei Kap Hatteras ist gegenüber

Abbildung 8.14 a,b unverändert. Insbesondere der im Spin-Up nordöstlich von Kap Hatteras erzeugte Mäander ist nach wie vor vorhanden. Der Florida-Strom erreicht jetzt maximale Geschwindigkeiten von 95 cm s^{-1} (gegenüber 60 cm s^{-1} in Abb. 8.14b), ist aber nach wie vor zu barotrop.

Zwar bringt die Schelftopographie also starke Modifikationen ins Strömungsbild, doch ist ihr Einfluß nicht groß genug, um den Strom (in Verbindung mit der Impulsadvektion) zur Ablösung zu bringen. Andererseits verhindert die Schelfkante jedoch das Entstehen einer stationären Antizyklone in der Südatlantischen Bucht.

Die in Kapitel 4 zitierte Vermutung von Treguier (1992), wonach die Ablösung des Stroms durch seine geringe Nichtlinearität verhindert wird, scheint sich in diesen Experimenten nicht zu bestätigen. Nichtlinearität ist zwar ein wesentlicher Faktor in den meisten der hier beschriebenen Ergebnisse, doch zeigen Abbildung 8.14 und 8.19, daß eine Erhöhung der Geschwindigkeiten im Randstrom nicht ausreicht, um ein "Überschießen" am Kap zu gewährleisten.

8.5 Vergleich mit Parsons Modell

In Kapitel 3.2 wurden die Grundlagen von Parsons Modell (1969) vorgestellt und einige Kritikpunkte an dem Modell und seiner Verifizierung durch Gangopadhyay et al. (1992) angeführt. In diesem Abschnitt soll nun ergänzend untersucht werden, ob die wesentlichen Aspekte von Parsons Theorie auch in den hier präsentierten Modellrechnungen wiederzufinden sind. Ein quantitativer Vergleich ist zwar aufgrund der im Modell gemachten Vernachlässigungen nicht sinnvoll, doch sollten zumindest qualitative Übereinstimmungen festzustellen sein. Als Vergleichsfall wird das in Abbildung 8.12b dargestellte Experiment benutzt, welches mit dem Isemer-Hasse Wind angetrieben wurde.

Betrachtet wird ein zonaler Dichte- (bzw. Temperatur-) Schnitt durch die mittleren Felder des GFDL-Modells auf der geographischen Breite von Kap Hatteras (Abb. 8.20). Dichteflächen, die bei 20°W in der von Gangopadhyay et al. (1992) gewählten Tiefe von ca. 270 m liegen, gelangen auch in diesem Modell am westlichen Rand an die Oberfläche (so z.B. die 19.5° Isotherme). Wollte man

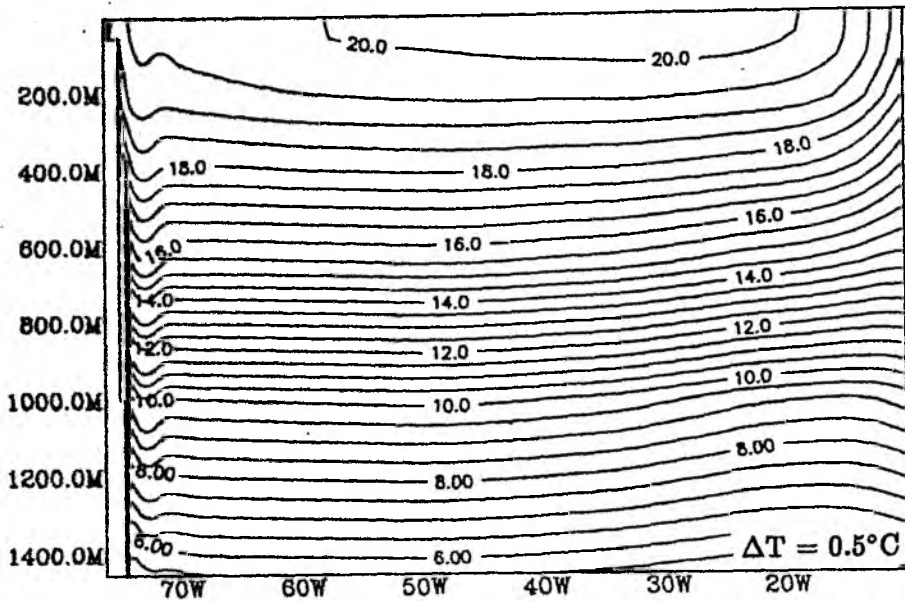
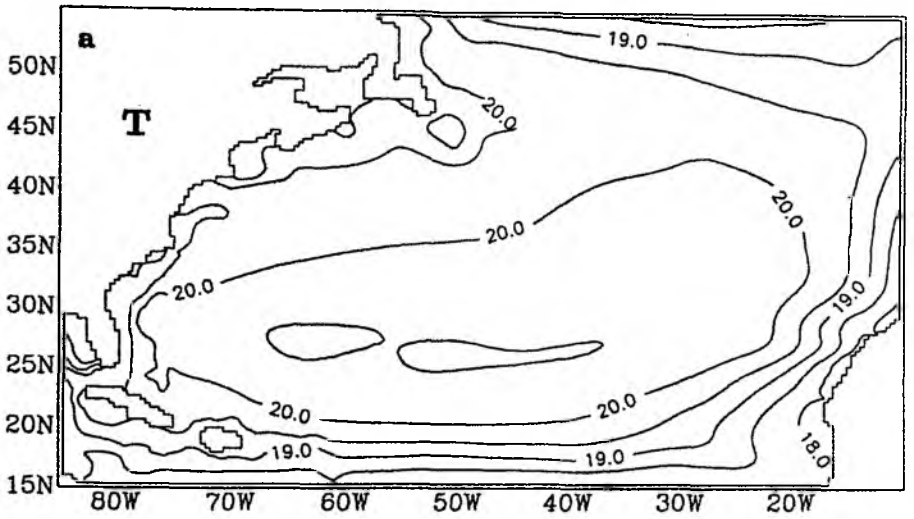


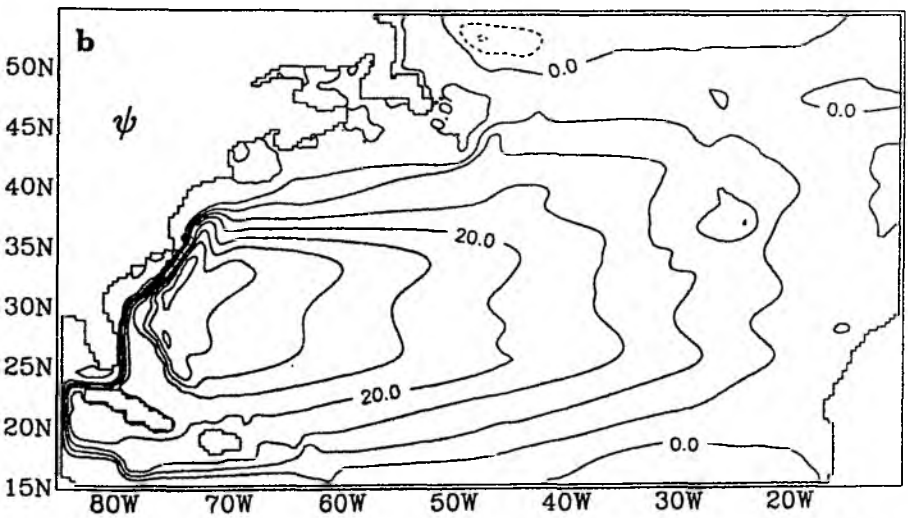
Abb. 8.20: Temperaturverteilung auf einem zonalen Schnitt bei 35°N über die oberen 1400 m des topographischen Referenzlaufs aus Abb. 8.12b. (Einfaches Isemer-Hasse Windfeld.)

nun hieraus aber den Schluß ziehen, daß dadurch eine klar definierte Ablösung ermöglicht wird, wie Parsons Modell annimmt, so sieht man sich enttäuscht. Die horizontale Verteilung der Oberflächentemperatur (Abb. 8.21a) im nordwestlichen Teil des Beckens zeigt zwar ein Auftriebsgebiet mit Temperaturen dieser tieferen Schicht, wie Parsons Modell es fordert (vergl. Abb. 3.2). Der Strom löst sich jedoch nicht als klar definierter Jet vom westlichen Rand (Abb. 8.21b), sondern spaltet sich in individuelle Strombänder auf, die jedes für sich den Schelf verlassen. Ein swingender Zusammenhang zwischen abgelöstem Jet und Auftauchen der Dichteflächen ist also zumindest in dieser Modellformulierung und -Konfiguration nicht gegeben. (Darüber hinaus gibt es die in Kapitel 4 erwähnten Hinweise, daß Parsons Vorstellung auch in isopyknischen Modellen nicht reproduziert wird.)

Interessant ist außerdem, daß in Abbildung 8.20 im Gegensatz zu den Annahmen des Parsons-Modells ein deutliches Aufsteigen der Dichteflächen am Ostrand zu beobachten ist, das zum Teil sogar stärker ist als im Westen. So erreicht im Osten zum Beispiel auch die 18.5° Isotherme noch die Oberfläche, am Westrand dagegen nicht. Der Grund ist, daß die von Parsons (1969) vernachlässigte meridionale Komponente des Windschubs einen zonalen Ekmantransport von der



$\Delta T = 0.5^\circ\text{C}$



$\Delta\psi = 5 \text{ Sv}$

Abb. 8.21: a) Mittlere Temperaturverteilung an der Oberfläche im topographischen Referenzlauf aus Abb. 8.12b;
b) Dazugehörige Stromfunktion.

östlichen Berandung weg erzeugt, welcher lokal eine Divergenz des Strömungsfeldes und damit Auftrieb am Rand zur Folge hat.

Wenn in dieser Situation, wo die Dichteflächen zum Ostrand hin ansteigen, die von Gangopadhyay et al. (1992) vorgenommene Vernachlässigung des Gebietes östlich von 20°W gemacht würde, wären aber gravierende Fehler in der Berechnung der Grenzschichttiefe am Westrand zu erwarten. Erstens wird nämlich auf diese Weise ein Teil des Ekmantransports bei der Integration von (3.8) nicht berücksichtigt, und zweitens wird h_e als zu tief angenommen. Bei einem gegebenen zonal-integrierten Ekmantransport T_E wird dann nach (3.10) die Grenzschichttiefe am Westrand entsprechend überschätzt. Ein "Auftauchen" der Grenzschicht an die Oberfläche ist somit erst bei größerem Ekmantransport und damit weiter im Norden möglich.

Gangopadhyay et al. (1992) geben an, daß eine Unsicherheit in h_e von 25 m in ihrer Arbeit zu Fehlern der Ablösungsbreite von 40 km führt. In Abbildung 8.20 war zu sehen, daß hier im Modell Dichteflächen, welche bei 20°W in ca. 300 m Tiefe liegen, am Ostrand noch an die Oberfläche kommen. Dies hätte also Unsicherheiten in der Ablösungsbreite von 480 km zur Folge. Wie groß der Fehler in der Abschätzung von h_e aus den Daten von Gangopadhyay et al. (1992) ist, bleibt jedoch offen.

9. Zusammenfassung

Ausgangspunkt dieser Arbeit waren verbreitete Theorien der Golfstromablösung, welche die beobachtete Ablösung bei Kap Hatteras als Konsequenz einer rein windgetriebenen ozeanischen Zirkulation betrachten. Thermohaline Flüsse an der Oberfläche und horizontale Dichtegradienten aufgrund von unterschiedlichen Wassermassen werden sowohl in Parsons (1969) Modellvorstellung als auch in den unter dem Oberbegriff "Vorticitykrise" zusammengefaßten Theorien vernachlässigt.

Anhand zweier physikalisch und numerisch sehr unterschiedlicher Modelle sollte in der vorliegenden Arbeit untersucht werden, welche Formen die Ablösung des westlichen Randstroms annehmen kann, wenn als Antrieb tatsächlich nur der Windschub an der Oberfläche benutzt wird. Darüber hinaus war von Interesse, wie verschiedene Einzelbeiträge das Ablösungsverhalten des modellierten Randstroms beeinflussen, so zum Beispiel die Küstenform, Randbedingungen, Nichtlinearität oder auch Bodentopographie.

Ziel dieser Studien war es, durch die Darstellung vereinfachter, aber dennoch fundamentaler Prozesse eine Grundlage für ein besseres Verständnis der Dynamik komplexerer Ozeanmodelle und auch der Realität zu schaffen.

Mit Hilfe eines barotropen quasi-geostrophischen Modells wurde zunächst der Hypothese nachgegangen, daß die Ablösung des Golfstroms durch seine Massenträgheit verursacht wird, genauso wie in der Hydrodynamik auf kleineren Skalen das Überschießen von Flüssigkeiten an scharfen Kanten. Es zeigte sich, daß dieser Mechanismus im Modell bei hohen Reynoldszahlen prinzipiell möglich ist. Allerdings kommt dabei der dynamischen Randbedingung an der Küste große Bedeutung zu, da sie in den hier betrachteten vereinfachten Situationen die für die Ablösung nötige Vorticity liefern muß. Während die No-Slip Bedingung dazu in der Lage ist, folgt der Randstrom bei Benutzung der Free-Slip Bedingung auch bei sehr hohen Reynoldszahlen dem Küstenverlauf. Es konnte gezeigt werden, daß dieser unterschiedliche Effekt der beiden Randbedingungen nicht von der speziellen Wahl des Modells abhängt, sondern analytisch begründbar ist. Eine wichtige Rolle spielt in diesem Zusammenhang der horizontale Impulsaustausch, da dieser Term die von der No-Slip Bedingung erzeugte Vorticity vom Rand in den Strom überführt. Eine

Veränderung der Bodenreibung dagegen hat zwar einen Einfluß auf die Größe der Rezirkulationszellen, kontrolliert aber nicht die Ablösung selbst.

Die Vorgabe verschiedener Küstengeometrien machte deutlich, daß ein "trägheitsbedingtes Überschießen" am Kap nur in bestimmten Modellkonfigurationen möglich ist. Die geographische Orientierung der Küste, bzw. die Länge des Weges, den der Randstrom an der Küste bis zum Kap zurückzulegen hat, bestimmt, ob sich der Strom geradlinig ablöst, oder ob es zu "vorzeitiger Ablösung" in Form von stationären, antizyklonalen Rezirkulationszellen kommt. Durch geeignete Wahl des großräumigen Windfelds ließ sich in diesen idealisierten Experimenten die Tendenz zur Bildung stationärer Antizyklonen jedoch kompensieren.

Die Frage des direkten Einflusses des lokalen Windfelds bei Kap Hatteras auf die Ablösung des Randstroms wurde in einigen idealisierten Konfigurationen untersucht, in denen die $\nabla \times \vec{\tau} = 0$ Linie zwar stets mit dem Kap zusammenfiel, der Ort der Ablösung aber davon offensichtlich nicht festgelegt war. Wieder zeigte sich, daß die Free-Slip Bedingung den Strom an der Küste hält (Ablösung nördlich von $\nabla \times \vec{\tau} = 0$), während No-Slip zu vorzeitiger Ablösung führen kann (südlich von $\nabla \times \vec{\tau} = 0$). Eine Neigung der Linie verschwindender Rotation der Windschubspannung von Südwesten nach Nordosten führt zu zwei unterschiedlichen Modellzuständen; bei schwachem Antrieb entsteht ein antizyklonaler Mäander nordöstlich von Kap Hatteras, bei stärkerem Antrieb fällt das Modell in einen Zustand, bei dem sich südöstlich des Kaps eine ausgedehnte antizyklonale Rezirkulationszelle aufbaut, welche mit Ablösung am Kap verbunden ist.

Beim Übergang auf das GFDL-Modell und den aus dem CME-Modell entnommenen realistischen Küstenverlauf wurde im Fall homogener Dichte ein ähnliches Lösungsverhalten gefunden wie im QG-Modell mit idealisierter Geometrie. Allerdings verstärkt sich in diesem Modell die Neigung zur Bildung der stationären Antizyklone, welche hier auch bei schwachem Antrieb südwestlich von Kap Hatteras zu beobachten ist. Welcher der zahlreichen Unterschiede zwischen dem quasi-geostrophischen und dem GFDL-Modell dafür verantwortlich ist, wurde in dieser Arbeit nicht untersucht.

Stattdessen sollte im GFDL-Modell die Frage im Mittelpunkt stehen, wie die Zirkulation bei realistischen Größenordnungen von Windantrieb, Randstromgeschwindigkeiten und Transporten aussieht. Unter diesem Gesichtspunkt muß festgestellt werden, daß bei homogener Dichte realistisch aussehende Ablösung

erst für Amplituden des Windantriebs entsteht, die etwa eine Größenordnung zu groß sind.

Der Übergang auf barokline Verhältnisse sollte prüfen, ob durch die Möglichkeit der Oberflächenintensivierung stark nichtlineare Stromverläufe (und insbesondere das Überschießen am Kap) bereits bei schwächerem Antrieb entstehen. Dies ist jedoch in den hier benutzten Modellkonfigurationen nicht der Fall. Vielmehr zeichnet sich auch im baroklinen Modell wieder die Tendenz zur Bildung stationärer Antizyklonen ab. Eine Vergrößerung der Nichtlinearität des Randstroms führt infolgedessen nicht zum Überschießen am Kap, sondern zur Intensivierung dieser stationären Zellen.

Die Einführung von Bodentopographie allerdings verändert das Strömungsbild drastisch. Der windgetriebene Transport im westlichen subtropischen Atlantik spaltet sich auf in einen Floridaström westlich und einen Antillenström östlich der Bahamabank. In der Anlaufphase des Modells aus dem Ruhezustand etabliert sich zuerst ein barotroper Strom entlang der Schelfkante. Dieser wird nichtlinear und bildet eine stationäre Antizyklone nordöstlich von Kap Hatteras, ehe der Floridaström genügend angewachsen ist, um Einfluß auf das Strömungsfeld in dieser Region zu nehmen. Das resultierende Strömungsbild bei Kap Hatteras gleicht den Ergebnissen des CME-Modells.

Ein abschließender Vergleich der Modellresultate mit Parsons Theorie (1969) zeigt, daß zwar das von Parsons geforderte Aufsteigen der Dichteflächen als dynamische Konsequenz des Randstroms vom Modell wiedergegeben wird, daß aber im Unterschied zu Parsons Forderung dieses Aufsteigen nicht mit einer klaren Ablösung des Randstroms verbunden ist.

10. Diskussion

10.1 Konsequenzen für die Wahl der Randbedingungen

Die deutlichen Unterschiede in den Auswirkungen der Free- und No-Slip Randbedingungen in Kapitel 7.1 werfen die Frage auf, welche Formulierung der Randbedingung sinnvoller ist.

Lehrbücher der Hydrodynamik (so z.B. Batchelor, 1967) weisen darauf hin, daß an jeder festen Berandung eine Reibungsgrenzschicht entsteht, in der die (laminare) Geschwindigkeit der Flüssigkeit durch die Rauigkeit der Oberfläche und die molekulare Viskosität auf Null reduziert wird. Für turbulente Medien führen ähnliche Ansätze auf die Prandtlsche Grenzschicht, die beispielsweise in der Meteorologie bei bodennahen Luftströmungen eine Rolle spielt (Tietjens, 1970; Holton, 1979).

Obwohl dieses Argument an sich für die Benutzung der No-Slip Bedingung sprechen würde, muß doch darauf hingewiesen werden, daß der Ozean strenggenommen keine vertikalen Flächen als horizontale Berandungen hat, an denen solche Reibungsgrenzschichten entstehen könnten. Stattdessen wird die Wassertiefe zur Küste hin immer geringer, und genau wie im atmosphärischen Fall erzeugt auch hier der Boden eine Reibungsgrenzschicht in der Vertikalen. Im tiefen Ozean ist diese vernachlässigbar gegenüber der Tiefe der Wassersäule, doch in flachen Küstenzonen kann sie einen beträchtlichen Anteil der Gesamttiefe ausmachen und das ganze vertikale Strömungsprofil beeinflussen. Signell und Geyer (1991) demonstrierten im numerischen Modell, daß bei genügend hoher horizontaler Auflösung dieser zunehmende Effekt der Bodenreibung zur Küste hin größer sein kann als der Einfluß horizontaler Grenzschichten, welche an den Randpunkten von der No-Slip Bedingung verursacht werden.

In großräumigen Ozeanmodellen ist es nicht möglich, diese flachen Küstenzonen hinreichend gut aufzulösen. Zudem machen die in den Modellen benutzten Ansätze für den horizontalen Impulsaustausch dynamische Randbedingungen an den Randpunkten erforderlich. Die Wahl dieser Randbedingung könnte gemäß der eben dargelegten Argumentation von der Absicht motiviert sein, den Effekt der Flachwasserzonen zu parametrisieren, doch ist sie meist eher von numerischer Bequemlichkeit diktiert. QG-Modelle und PE-Modelle auf dem C-

Gitter bevorzugen Free-Slip, während PE-Modelle auf dem B-Gitter meist mit No-Slip arbeiten, weil dies im jeweiligen Modell stets am leichtesten numerisch zu realisieren ist.

Oftmals liegt dieser numerisch beeinflussten Wahl der Randbedingung die implizite Annahme zugrunde, daß die Entscheidung für die eine oder andere Bedingung zwar Konsequenzen für den Stromverlauf in der Reibungsgrenzschicht am Rand hat, nicht aber für die großräumige Strömungsverteilung, so daß für beckenweite Experimente die Art der Randbedingung keine Rolle spielt. Gerade in Bezug auf die Ablösung eines Randstroms ist dies jedoch nicht der Fall. Schon der Vergleich zwischen den nördlichen Randströmen von Blandford (1971) und Veronis (1966) machte deutlich, daß No-Slip und Free-Slip sehr unterschiedliche großräumige Lösungen erzeugen. Dasselbe gilt an glatten westlichen Rändern (Cessi, 1991), wo die Randbedingung zu bestimmen scheint, ob der Randstrom in die schwächer angetriebene Hälfte eines Doppelgyres vordringen kann oder nicht.

In der vorliegenden Arbeit wurde gezeigt, daß auch an Küstenvorsprüngen die beiden Randbedingungen nicht das gleiche Modellverhalten erzeugen. Darüber hinaus läßt die Free-Slip Bedingung sogar Strömungen zu, bei denen trotz hoher Reynoldszahlen keine Ablösung an scharfen Kanten stattfindet. Beispiele, wo dies auch in der Natur beobachtet wurde, sind aber nicht bekannt.

In Modellen mit realistischer Bodentopographie und extrem hoher horizontaler Auflösung wäre vermutlich kein so deutlicher Unterschied zwischen Free-Slip und No-Slip Bedingung festzustellen, da beide durch den oben geschilderten Effekt der flachen Küstenzonen wenig Einfluß auf die Lösung hätten. Für Prinzipstudien mit vereinfachten Beckenkonfigurationen und auch beckenweite Integrationen mit niedriger Auflösung erscheint dagegen die Benutzung von Free-Slip unvorteilhafter. Als Kriterium für die Güte der Auflösung und die Wahl der Randbedingung geben Signell und Geyer (1991) an, daß die No-Slip Bedingung zur Parametrisierung von Flachwasserzonen stets dann zu benutzen sei, wenn die Stärke des modellierten Stroms einen Gitterpunkt vom Rand entfernt bereits einen signifikanten Teil (30%) der Stromstärke am Rand der Grenzschicht ausmacht. In den meisten Modellen der großräumigen Zirkulation ist dies jedoch der Fall.

10.2 Rolle des lokalen Windfelds

Die verschiedenen in dieser Arbeit gezeigten Experimente demonstrieren, daß nicht nur ein symmetrischer Doppelgyre-Windantrieb, sondern auch ein zonaler Verlauf von $\nabla \times \vec{\tau}=0$ Spezialfälle darstellen, die zu einer Überbewertung der Rolle des Windfelds im Ablösungsproblem führen können. Für realistischere Windverteilungen besteht selbst hier, im rein windgetriebenen Modell, kein unmittelbarer Zusammenhang zwischen der $\nabla \times \vec{\tau}=0$ Linie und dem Ablösungspunkt oder dem Verlauf des abgelösten Stroms.

Vielleicht ist es ozeanographische Voreingenommenheit, welche zu der Annahme führt, die Lage des Golfstroms bei Kap Hatteras sei von der Linie verschwindender Rotation der Windschubspannung bestimmt. Aus meteorologischer Sicht ist es nämlich genauso denkbar, daß das Windfeld in dieser Region vom Golfstrom beeinflusst wird, anstatt umgekehrt. Hinweise darauf existieren durchaus. So haben Warner et al. (1990) in einer Modellstudie gezeigt, daß der horizontale Gradient der ozeanischen Oberflächentemperatur (SST) über den Golfstrom hinweg das atmosphärische Windfeld regional stark verändert:

In ihrer Arbeit betrachten die Autoren ein hochauflösendes Atmosphärenmodell, welchem als thermische Randbedingung an der Meeresoberfläche die SST-Verteilung des Golfstroms im Bereich von Kap Hatteras vorgegeben wird. Bereits nach 12 Stunden Modellzeit hat sich entlang der Golfstromachse durch Aufsteigen erwärmter Luft ein Bereich intensiver positiver Vorticity des Windfeldes gebildet, welche sowohl zum Kontinent als auch zur Sargassosee hin stark abnimmt. Die resultierende Verteilung der relativen Vorticity bei Kap Hatteras hat große Ähnlichkeit mit dem in Abbildung 8.10b dargestellten mittleren Feld der Rotation der Windschubspannung von Isemer und Hasse (1987).

Dies legt die Vermutung nahe, daß die Bereiche starker positiver Windstress-Vorticity vor Kap Hatteras und in der Mittelatlantischen Bucht, auf welche bereits in Kapitel 8.3 hingewiesen wurde, eine Folge der Advektion warmen Oberflächenwassers durch den Golfstrom sein könnten. Die durch die verstärkte Zyklonogenese entlang der Stromachse erzeugte atmosphärische Vorticity überlagert sich lokal den großräumigen Feldern der Rotation der Windschubspannung und dehnt so den subpolaren Bereich positiver Vorticity über den Golfstrom hinaus nach Süden aus.

Zwei weitere Indizien stützen diesen – derzeit noch äußerst spekulativen – Erklärungsversuch der engen Nachbarschaft zwischen Stromachse und $\nabla \times \vec{\tau}=0$. Erstens zeigt nämlich ein genauerer Vergleich der Lage des Golfstroms und der Linie verschwindender Rotation der Windschubspannung, daß diese nicht exakt übereinander liegen. Vielmehr befindet sich $\nabla \times \vec{\tau}=0$ im Mittel tatsächlich südlich des Stroms (Abb. 2.1), wie es die Erzeugung positiver Vorticity entlang der Stromachse auch erwarten ließe. Zweitens würde Vorticityproduktion über dem Golfstrom, welche sich einer großräumigen sinusoidalen Verteilung in der Nähe des Nulldurchgangs überlagert, einen lokalen negativen meridionalen Gradienten von $\nabla \times \vec{\tau}$ nördlich des Stroms und verstärkte positive Gradienten südlich davon zur Folge haben. Auch das ist in Abbildung 8.10b zu erkennen.

Ob allerdings das Zusammentreffen von Golfstrom und der $\nabla \times \vec{\tau}=0$ Linie wirklich auf diesem Weg zu erklären ist, müssen genauere Untersuchungen ergeben.

10.3 Die stationäre Antizyklone

In Bezug auf die stationäre Antizyklone, welche in Ozeanmodellen so verbreitet ist, zeichnet sich aus den hier vorgestellten Experimenten folgendes Bild ab:

1. Die Existenz stationärer Antizyklonen im Randstrom ist nicht auf Primitive-Gleichungs Modelle beschränkt.

Während Bryan und Holland (1989) und auch Treguier (1992) noch annahmen, stationäre antizyklonale Zellen seien ein typisches Problem von PE-Modellen, zeigt sich in dieser Arbeit, daß sie durchaus auch im homogenen QG-Modell auftreten und "vorzeitige" Ablösung verursachen können. Allerdings scheint die Tendenz zur Bildung dieser Zellen sowohl im barotropen als auch im baroklinen PE-Modell größer zu sein.

Dieser Umstand könnte mit den von Cushman-Roisin und Tang (1989) veröffentlichten Resultaten in Verbindung stehen, wonach die im quasi-geostrophischen System herrschende Symmetrie bei der Bildung von Zyklonen und Antizyklonen in weniger stark vereinfachten Gleichungssystemen zugunsten

der Antizyklonen gebrochen wird. Der genaue Mechanismus dieser Bevorzugung antizyklonaler Wirbel ist aber noch nicht geklärt. Zu diesem Zeitpunkt muß deshalb die Frage nach den Ursachen der größeren Tendenz zur Bildung stationärer Antizyklonen im PE-Modell noch zurückgestellt werden.

2. Stationäre Antizyklonen sind das Resultat der Wechselwirkung eines nicht-linearen Randstroms mit einer No-Slip Küste.

Die No-Slip Bedingung stellt eine grundlegende Voraussetzung für die Entstehung der Antizyklonen dar. In Free-Slip Modellen ist die Bildung dieser Zellen nicht zu beobachten. Entscheidend für die Bildung der Zelle scheint die Produktion von Vorticity an der No-Slip Küste zu sein, welche den Kontakt des Stroms mit dem Rand durch einen "blockierenden Keil" an der Küste gebildeter Vorticity unterbricht (vergl. Kap. 8.2).

Die Dynamik der stationären Zelle ist bestimmt von der Balance zwischen Vorticityadvektion (nichtlineare Terme) und der Produktion planetarischer Vorticity (Betaterm). Dies konnte durch den Vergleich der Zellenskala mit der Trägheitslängenskala (Gl. 7.2) bei verschiedenen Geschwindigkeiten des Randstroms gezeigt werden. Die stationäre Antizyklone stellt somit eine Erscheinung dar, durch die sich das Ablösungsverhalten der Ströme auf planetarischer Skala von dem in der Hydrodynamik untersuchten Problem unterscheidet.

3. Die Größe der Zelle wird nicht durch den internen Rossbyradius festgelegt.

Wie in Kapitel 8.2 dargestellt, stimmen der Rossby-Deformationsradius und der Radius der Antizyklone in den hier gezeigten Experimenten nicht überein. Darüber hinaus spricht die Abhängigkeit des Zellradius von den Randstromgeschwindigkeiten dagegen, daß der Rossbyradius bedeutenden Einfluß auf die Dynamik der Zelle hat. Allerdings nimmt R_i zur Mitte der Antizyklone zu, und zwar umso stärker, je intensiver die Zelle ist. Diese Abhängigkeit des lokalen Rossbyradius von der Randstromgeschwindigkeit entsteht aber durch die dynamische Anpassung des Dichtefeldes an die vorgegebenen Geschwindigkeiten in der Antizyklone und ist somit eine Folge der Zelle und nicht eine ihrer Ursachen.

4. Die wesentliche Funktion der Zelle besteht in der Beseitigung überschüssiger Vorticity des Randstroms.

Aufgrund ihrer Dynamik entspricht die Zelle den von Cessi (1991) beschriebenen Trägheits-Rezirkulationen, wo die eigentliche Trägheits-Balance nur im Inneren der Zelle streng erfüllt ist. Entlang der offenen Stromlinien an den Rändern beginnt Austausch wichtig zu werden, welcher es dem Randstrom ermöglicht, sich vor der Rückkehr ins Sverdrup-Regime seiner Vorticity zu entledigen. Aufgrund dieser Funktion der Zelle als Vorticitysenke läßt sich die mit der Antizyklone verbundene Randstromablösung konzeptuell in die Kategorie "Vorticitykrise" einordnen.

5. Die vom Modell produzierten Antizyklonen müssen nicht unbedingt unphysikalisch sein.

Im Rahmen der hier benutzten Modelle stellt die antizyklonale Rezirkulationszelle eine ausgesprochen stabile Lösung dar, wenn sie auch im Fall des Golfstroms als unrealistisch angesehen werden muß, da sie in der Natur nicht beobachtet wird. Das heißt jedoch nicht, daß sie unphysikalisch ist und beispielsweise nur als Folge unzulänglicher Approximationen in der Modellformulierung aufrechterhalten wird. Vielmehr gibt es Hinweise darauf, daß diese Bewegungsform auch im wirklichen Ozean existieren kann. Der "Loop Current" im Golf von Mexiko (Hurlburt und Thompson, 1980), der sogenannte "Great Whirl" des Somalstroms (Anderson et al., 1991) und vielleicht auch die Retrofektion des Agulhas Stroms (DeRuijter und Boudra, 1985) stellen antizyklonale Wirbel starker Ströme dar, die in ihrem Erscheinungsbild große Ähnlichkeit mit den hier beschriebenen Antizyklonen haben. Möglicherweise ist das der Grund, weshalb gängige Modelle mit ihrer Tendenz zur Bildung genau solcher Zellen diese Erscheinungen relativ erfolgreich beschreiben.

Die Entstehung der Antizyklone im Golfstrom wäre demnach also als Hinweis darauf zu verstehen, daß hier ein physikalischer Prozeß vernachlässigt wurde, welcher den realen Golfstrom daran hindert, diese an sich mögliche Bewegungsform einzunehmen.

10.4 Relevanz für das CME-Modell

Das hier benutzte Modell ist zwar in vieler Hinsicht immer noch stark idealisiert, aber in Bezug auf die Golfstromablösung dem CME-Modell dennoch dynamisch ähnlich. Beide Modelle produzieren statt der erwarteten Ablösung stationäre Antizyklonen nordöstlich von Kap Hatteras.

Obwohl dies hier nicht untersucht wurde, läßt sich zudem vermuten, daß sich auch der Einschwingvorgang im CME-Modell ähnlich abspielt wie in Abbildung 8.15 gezeigt. Es bildet sich ein barotroper Strom an der Schelfkante, von dem sich dann einzelne Stromlinien abschälen und den westlichen Randstrom aufbauen. Bis dieser allerdings fertig ausgebildet ist, hat sich am Kap schon die Antizyklone etabliert. Erst zu einem noch späteren Zeitpunkt (etwa am Ende des ersten Jahres, vergl. Döscher et al., 1993) kommen im CME-Modell die thermohalinen Einflüsse der Schwammschichten in Form von Randwellen in dieser Region an. Dort finden sie dann ein von der Antizyklone bereits stark deformiertes Dichtefeld vor.

Dieses Szenario könnte theoretisch von der Levitus-Ausgangsschichtung (Levitus, 1982) des CME-Modells modifiziert werden, die ja einen der Hauptunterschiede zwischen den beiden Modellen darstellt. Da die Modellprodukte sich aber gleichen, ist zu vermuten, daß der Einfluß des Dichtefeldes auf Spin-Up und stationären Endzustand in der Umgebung von Kap Hatteras auch im CME-Modell gering ist.

Die unrealistische Form der Golfstromablösung, wie sie in beiden Modellen zu finden ist, hängt möglicherweise gerade mit diesem geringen Einfluß lokaler Dichteunterschiede zusammen: Die scharfe Dichtefront zwischen Golfstrom und Schelfwasser (vergl. Kap. 2) könnte die entscheidende Komponente sein, welche in der Anlaufphase die Ausbreitung der Antizyklonen entlang des Schelfs bis nordöstlich von Kap Hatteras verhindert. Die Levitus-Daten (1982) sind jedoch sehr stark geglättet (Treguier, 1992), wodurch dieser Dichtekontrast über einen weiten Bereich verschmiert wird und damit seine dynamische Wirkung verliert.

10.5 Dynamik der Golfstromablösung

Eines der Ziele dieser Arbeit war es, durch die Überprüfung verschiedener Ablösungshypothesen im numerischen Modell die Anzahl der in der Literatur verbreiteten potentiellen Ablösungsursachen einzuschränken. Grundlage hierfür war die Annahme, Ablösung sei im rein windgetriebenen Ozean unter Vernachlässigung thermohaliner Komponenten zu erreichen.

Es scheint sich als Resultat der hier vorgestellten Untersuchungen aber abzuzeichnen, daß diese Annahme falsch ist. In keiner der hier benutzten Modellkonfigurationen wurde bei realistischen Größenordnungen der Parameter die Ablösung so reproduziert, wie sie beim Golfstrom zu beobachten ist.

Die drei in der Literatur am meisten verbreiteten Ablösungstheorien, welche alle den rein windgetriebenen Ozean als Ausgangspunkt wählen, konnten mit nur vom Wind angetriebenen Modellen somit nicht verifiziert werden: Ein direkter Einfluß des Windfelds auf die Ablösung, wie er manchmal postuliert wird, kann aufgrund der hier gezeigten Experimente ausgeschlossen werden. Ablösung als Reaktion des Randstroms auf eine "Vorticitykrise" ist zwar möglich, führt jedoch zu Rezirkulationen in Form stationärer Antizyklonen und ist damit nicht mit dem realen Golfstrom vereinbar. Das Aufsteigen von Dichteflächen, welches in Parsons Theorie die hinreichende Voraussetzung für Ablösung darstellt, ist im Modell zwar zu beobachten, hat aber nicht unmittelbar Ablösung zur Folge.

Natürlich besteht immer ein gewisser Grad der Unsicherheit, ob nicht doch durch eine andere Kombination der freien Parameter oder durch andere Numerik Golfstromablösung möglich geworden wäre. Andererseits deuten einige Umstände darauf hin, daß die hier vernachlässigten thermohalinen Beiträge für die Ablösung relevant sind: Der Vergleich mit ozeanischen Regionen, in denen tatsächlich ausgedehnte und intensive Antizyklonen beobachtet werden (Golf von Mexiko, Somalstrom), zeigt, daß in diesen Gegenden keine starken horizontalen Dichtegradienten zwischen verschiedenen Wassermassen vorhanden sind. Auch in den hier untersuchten Modellen sind die Dichtekontraste zu gering, da sie alleine durch die dynamische Auslenkung der Isopyknen nicht in der beobachteten Stärke zu produzieren sind. Folglich breiten sich in der Anlaufphase aus dem Ruhezustand die am Schelf entstandenen Antizyklonen in ein Gebiet aus, in dem eigentlich das Schelfwasser ein weiteres Vordringen nach Norden verhindern müßte.

Bildet das Schelfwasser also wirklich einen "Keil" zwischen Golfstrom und nördlichem Rand, welcher die Ablösung erst ermöglicht? Die Modellstudie von Mellor und Ezer (1992) und das in Kapitel 8.4 gezeigte Spin-Up Verhalten des GFDL-Modells deuten darauf hin, doch sind weitere Versuche nötig, um diese These zweifelsfrei zu bestätigen oder zu widerlegen.

Anhang: Übersicht über die Modellexperimente

Tabelle 3: Experimente im QG-Modell

Abb. Nr.	wie in Abb.	Wind [τ_0]	A_H [$m^2 s^{-1}$]	r [$10^{-7} s^{-1}$]	Rand-Bedingung	Küste	Wind-Amplitude
7.1		1.0	1500	2.5	F	Rechteck NW	SG
7.2		0.1 - 2.0	"	"	"	"	"
7.3		0.2 - 4.0	"	"	N	"	"
7.4 a,d		1.0	1500	2.5	F, N	Rechteck SW	SG
b,e		2.0	5000	10.0	"	Rechteck SW, NW	"
c,f		1.5	800	1.0	"	Rechteck S, zentral	"
7.7 a		1.0	1500	2.5	N	Rechteck SW	SG
7.7 b-d		"	"	"	F	"	"
7.8	7.3c	1.0	1500	2.5	N	Rechteck NW	SG
7.9	7.3c	"	"	"	"	"	"
7.10 a	7.3c	"	"	"	"	"	"
b		"	"	1.0	"	"	"
7.11	7.3c	1.0	1500	2.5	N	Rechteck NW	SG
7.12	7.3c	1.0 - 5.0	"	"	"	"	"
7.13	7.12	"	"	"	"	Keil NW	"
7.14	7.13	"	"	"	"	Keil 5° weiter in S	"
7.15		2.0	1500	2.5	N	Keil bei 37.5°N	SG, $\nabla \times \vec{\tau} = 0$ in N
7.16		1.6	800	5.0	F, N	"Nordamerika"	DG
7.17		1.0, 2.0	1000	1.0	N	"	SG, geneigt, $\nabla \times \vec{\tau} = 0$ in N
7.18	7.17	1.8	"	"	"	"	"
7.19	7.17	1.0, 2.0	"	"	"	"	DG, geneigt
7.20	7.4a	1.0	1500	2.5	F	Rechteck SW	SG

τ_0 = Referenzwert d. Rotation der Windschubspannung = $5 \times 10^{-7} Pa m^{-1}$

F = Free-Slip, N = No-Slip

NW = Nordwest, SW = Südwest

SG = Single-Gyre, DG = Doppel-Gyre

Tabelle 4: Experimente im PE-Modell

$$A_H = 1000 \text{ m}^2\text{s}^{-1},$$

$$A_V = 7 \times 10^{-4} \text{ m}^2\text{s}^{-1},$$

$$r = 8 \times 10^{-5}.$$

Abb. Nr.	wie in Abb.	Wind-Amplitude	H [m]	Anzahl Level	ρ
6.1		$1.0\tau_o$	2500	9	$\rho(z)$
6.3	8.6d	"	"	5	"
6.5a	8.14a	$1 \times \text{IH}$	TOPO	10	"
c	8.14c	$4 \times \text{IH}$	"	"	"
8.2		$0.125\tau_o - 2.0\tau_o$	1000	baro-	const.
8.3	8.2b	$0.25\tau_o$	"	trop	"
8.4	8.2d	$1.0\tau_o$	"	"	"
8.6	8.2	$0.125\tau_o - 2.0\tau_o$	2500	5	$\rho(z)$
8.8	8.6d	$1.0\tau_o$	"	"	"
8.11 a,c	8.6 b,c	$0.25\tau_o, 0.5\tau_o$	"	"	"
b,d		$1 \times \text{IH}, 2 \times \text{IH}$	"	"	"
8.12a		$1 \times \text{IH}$	5000	10	$\rho(z)$
b		"	TOPO	"	"
8.14	8.12b	$1 \times \text{IH} - 4 \times \text{IH}$	"	"	"
8.15	8.14c	$4 \times \text{IH}$	"	"	"
8.16	8.12b	$1 \times \text{IH}$	"	"	"
8.17a	8.12b	"	"	"	"
8.18	8.14c	$4 \times \text{IH}$	"	"	"
8.19		$1.5 \times \text{IH}$	TOPO*	10	$\rho^*(z)$
8.20	8.12b	$1 \times \text{IH}$	TOPO	10	$\rho(z)$
8.21	8.12b	"	"	"	"

$\tau_o = 5 \times 10^{-7} \text{ Pa m}^{-1}$,
 IH = Isemer-Hasse (1978) Windfeld,
 TOPO = vom CME-Modell angepasste Bodentopographie,
 TOPO* = ohne Bahamabank,
 $\rho(z)$ = Dichteschichtung nach Abb. 6.2,
 $\rho^*(z)$ = modifizierte Dichteschichtung (vergl. Text).

Literatur

- Anderson, D. L. T., D. J. Carrington, R. Corry und C. Gordon, 1991: Modeling the variability of the Somali Current. *J. Mar. Res.*, **49**, 659–696.
- Atkinson, L. P., T. N. Lee, J. O. Blanton und W. S. Chandler, 1983: Climatology of the southeastern United States continental shelf waters. *J. Geophys. Res.*, **88**, 4705–4718.
- Auer, S. J., 1987: Five-year climatological survey of the Gulf Stream System and its associated rings. *J. Geophys. Res.*, **92**, 11709–11726.
- Bane, J. M. Jr. und W. K. Dewar, 1988: Gulf Stream bimodality and variability downstream of the Charleston Bump. *J. Geophys. Res.*, **93**, 6695–6710.
- Batchelor, G. K., 1967: An Introduction to Fluid Dynamics. *Cambridge University Press*, Cambridge.
- Beckmann, A., C. W. Böning, C. Köberle und J. Willebrand, 1993: Effects of increased horizontal resolution in a simulation of the North Atlantic. *eingereicht*.
- Bengtsson, L. und C. Temperton, 1979: Difference approximations to quasi-geostrophic models. *Numerical Methods used in Atmospheric Models*, Vol. II, GARP Publ. Ser., **17**, 340–380.
- Blandford, R. R., 1971: Boundary conditions in homogeneous ocean models. *Deep-Sea Res.*, **18**, 739–751.
- Böning, C., 1985: Eine Untersuchung der Dynamik der windgetriebenen ozeanischen Zirkulation mit einem wirbelauflösenden barotropen Modell. *Ber. Inst. f. Meeresk., Kiel*, **137**.
- Böning, C. W., 1986: On the influence of frictional parameterization in wind-driven ocean circulation models. *Dyn. Atmos. Oceans*, **10**, 63–92.
- Böning, C. W., R. Döscher und R. G. Budich, 1991: Seasonal transport variation in the western subtropical North Atlantic: experiments with an eddy-resolving model. *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 1271–1289.
- Boudra, D. B. und E. P. Chassignet, 1988: Dynamics of Agulhas retroflexion and ring formation in a numerical model, Part I: The vorticity balance. *J. Phys. Oceanogr.*, **18**, 280–303.
- Boudra, D. B., K. A. Maillet und E. P. Chassignet, 1989: Numerical modeling of Agulhas retroflexion and ring formation with isopycnal outcropping.

- Mesoscale/synoptic coherent structures in geophysical turbulence*, J. C. J. Nihoul und B. M. Jamart, (Hrsg.), Elsevier Oceanogr. Ser., **50**, 315–335.
- Bryan, F. O. und W. R. Holland, 1989: A high resolution simulation of the wind- and thermohaline-driven circulation in the North Atlantic Ocean. *Parameterization of Small-Scale Processes*, Proc. 'Aha Huliko'a, Hawaiian Winter Workshop, P. Müller und D. Henderson, (Hrsg.), Hawaii Inst. Geophys. Spec. Publ., 99–115.
- Bryan, K., 1963: A numerical investigation of a nonlinear model of a wind-driven ocean. *J. Atmos. Sci.*, **20**, 594–606.
- Bryan, K., 1969: A numerical method for the study of the circulation of the world ocean. *J. Comput. Phys.*, **3**, 347–376.
- Cessi, P., R. V. Condie und W. R. Young, 1990: Dissipative dynamics of western boundary currents. *J. Mar. Res.*, **48**, 677–700.
- Cessi, P., 1991: Laminar separation of colliding western boundary currents. *J. Mar. Res.*, **49**, 697–717.
- Cherniawski, J. und P. H. LeBlond, 1986: Rotating flows along indented coastlines. *J. Fluid Mech.*, **169**, 379–407.
- Cox, M. D., 1979: A numerical study of Somali Current eddies. *J. Phys. Oceanogr.*, **9**, 311–326.
- Cox, M. D., 1984: A primitive equation, 3-dimensional model of the ocean. *GFDL Ocean Group Technical Report*, No. 1, Princeton University.
- Cox, M. D., 1985: An eddy resolving numerical model of the ventilated thermocline. *J. Phys. Oceanogr.*, **15**, 1312–1324.
- Csanady, G. T. und P. Hamilton, 1988: Circulation of slopewater. *Continent. Shelf Res.*, **8**, 565–624.
- Cummins, P. F. und L. A. Mysak, 1988: A quasi-geostrophic circulation model of the Northeast Pacific. Part I: A preliminary numerical experiment. *J. Phys. Oceanogr.*, **18**, 1261–1286.
- Cushman-Roisin, B. und Benyang Tang, 1989: Geostrophic regimes and geostrophic turbulence beyond the radius of deformation. *Mesoscale/synoptic coherent structures in geophysical turbulence*, Nihoul, J. C. J. und B. M. Jamart, (Hrsg.), Elsevier Oceanogr. Ser., **50**, 51–74
- Dengg, J., 1993: The problem of Gulf Stream separation – a barotropic approach. *J. Phys. Oceanogr.*, im Druck
- De Ruijter, W. P. M. und D. B. Boudra, 1985: The wind-driven circulation in the

- South Atlantic – Indian Ocean – I. Numerical experiments in a one-layer model. *Deep-Sea Res.*, **32**, 557–574.
- Dietrich, G., K. Kalle, W. Krauß und G. Siedler, 1975: Allgemeine Meereskunde. *Gebr. Bornträger*, Berlin.
- Döscher, R., C. W. Böning und P. Herrmann, 1993: Response of meridional overturning and heat transport in the North Atlantic to changes in thermohaline forcing in northern latitudes: a model study. *eingereicht*.
- Emery, W. J., W. G. Lee und L. Magaard, 1984: Geographic and seasonal distributions of Brunt-Väisälä frequency and Rossby radii in the North Pacific and North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.*, **14**, 294–317.
- Ezer, T. und G. L. Mellor, 1992: A numerical study of the variability and the separation of the Gulf Stream, induced by surface atmospheric forcing and lateral boundary flows. *J. Phys. Oceanogr.*, **22**, 660–682.
- Fofonoff, N. P., 1981: The Gulf Stream System. *Evolution of Physical Oceanography*, B. A. Warren und C. Wunsch, (Hrsg.), MIT Press, Cambridge, 112–139.
- Foreman, M. G. G. und A. F. Bennett, 1988: On no-slip boundary conditions for the incompressible Navier-Stokes equations. *Dyn. Atmos. Oceans*, **12**, 47–70.
- Gangopadhyay, A., P. Cornillon und D. R. Watts, 1992: A test of the Parsons-Veronis hypothesis on the separation of the Gulf Stream. *J. Phys. Oceanogr.*, **22**, 1286–1301.
- Gerdes, R., 1988: Die Rolle der Dichtediffusion in numerischen Modellen der Nordatlantischen Zirkulation. *Ber. Inst. f. Meeresk., Kiel*, 179.
- Gill, P. E., W. Murray und M. H. Wright, 1981: Practical Optimization. *Academic Press*, London.
- Gordon, A. L., 1986: Interocean exchange of thermocline water. *J. Geophys. Res.*, **91**, 5037–5046.
- Greenspan, H. P., 1963: A note concerning topography and inertial currents. *J. Mar. Res.*, **21**, 147–154.
- Haidvogel, D. B., J. C. McWilliams und P. R. Gent, 1992: Boundary current separation in a quasigeostrophic, eddy-resolving ocean circulation model. *J. Phys. Oceanogr.*, **22**, 882–902.
- Hall, M. M. und N. P. Fofonoff, 1993: Downstream development of the Gulf Stream from 68° to 55°W. *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 225–249.
- Harrison, D. E. und S. Stalos, 1982: On the wind-driven ocean circulation. *J. Mar.*

- Res.*, **40**, 773–791.
- Herrmann, P. und W. Krauß, 1989: Generation and propagation of annual Rossby waves in the North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.*, **19**, 727–744.
- Hogg, N. G., R. S. Pickart, R. M. Hendry und W. J. Smethie Jr., 1986: The northern recirculation gyre of the Gulf Stream. *Deep-Sea Res.*, **33**, 1139–1165.
- Holland, W. R., 1967: On the wind-driven circulation in an ocean with bottom topography. *Tellus*, **19**, 582–600.
- Holland, W. R., 1973: Baroclinic and topographic influences on the transport in western boundary currents. *Geophys. Fluid Dyn.*, **4**, 187–210.
- Holland, W. R. und L. B. Lin, 1975: On the generation of mesoscale eddies and their contribution to the oceanic general circulation. II. A parameter study. *J. Phys. Oceanogr.*, **5**, 658–669.
- Holland, W. R., 1978: The role of mesoscale eddies in the general circulation of the ocean – Numerical experiments using a wind-driven quasi-geostrophic model. *J. Phys. Oceanogr.*, **8**, 363–392.
- Holland, W. R., 1987: A limited area model for the Gulf Stream region. *Three-dimensional models of marine and estuarine dynamics*, J. C. J. Nihoul und B. M. Jamart, (Hrsg.), Elsevier.
- Holton, J. R., 1979: An introduction to dynamic meteorology. Academic Press, New York.
- Huang, R. X. und G. R. Flierl, 1987: Two-layer models for the thermocline and current structure in subtropical/subpolar gyres. *J. Phys. Oceanogr.*, **17**, 872–884.
- Hurlburt, H. E. und J. D. Thompson, 1980: A numerical study of loop current intrusions and eddy shedding. *J. Phys. Oceanogr.*, **10**, 1611–1651.
- Isemer, H.-J. und L. Hasse, 1987: The Bunker Climate Atlas of the North Atlantic Ocean. Vol. 2: Air-Sea Interactions. Springer, .
- Krauß, W., 1973: Methods and Results of Theoretical Oceanography. Vol. I. Dynamics of the Homogeneous and Quasihomogeneous Ocean. Gebr. Bornträger, Berlin.
- Krauß, W., 1986: The North Atlantic Current. *J. Geophys. Res.*, **91**, 5061–5074.
- Leaman, K. D., E. Johns und T. Rossby, 1989: The average distribution of volume transport and potential vorticity with temperature at three sections across the Gulf Stream. *J. Phys. Oceanogr.*, **19**, 36–51.

- Leetmaa, A. und A. F. Bunker, 1978: Updated charts of the mean annual wind stress, convergences in the Ekman Layers and Sverdrup transports in the North Atlantic. *J. Mar. Res.*, **36**, 311–322.
- Levitus, S., 1982: Climatological Atlas of the World Ocean. *NOAA Tech. Paper*, **3**, 173 S.
- Luyten, J. R. und A. R. Robinson, 1974: Transient Gulf Stream meandering. Part II: Analysis via a quasi-geostrophic time-dependent model. *J. Phys. Oceanogr.*, **4**, 256–269.
- MacVeigh, J. P., B. Barnier und C. LeProvost, 1987: Spectral and empirical orthogonal function analysis of four years of European Center for Medium Range Weather Forecast wind stress curl over the North Atlantic Ocean. *J. Geophys. Res.*, **92**, 13141–13152.
- Marshall, J. C., 1984: Eddy-mean-flow interaction in a barotropic ocean model. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **110**, 573–590.
- Mesinger, F. und A. Arakawa, 1976: Numerical Methods used in Atmospheric Models, Vol. I. *GARP Publ. Ser.*, **17**.
- Moro, B., 1988: On the nonlinear Munk model, I. Steady flows. *Dyn. Atmos. Oceans*, **12**, 259–287.
- Nurser, A. J. G. und R. G. Williams, 1990: Cooling Parsons' Model of the separated Gulf Stream. *J. Phys. Oceanogr.*, **20**, 1974–1979.
- O'Brien, J. J., 1986: Advanced Physical Oceanographic Numerical Modelling, *D. Reidel Publ. Co.*
- Olson, D. B., O. B. Brown und S. R. Emmerson, 1983: Gulf Stream frontal statistics from Florida Straits to Cape Hatteras derived from satellite and historical data. *J. Geophys. Res.*, **88**, 4569–4577.
- Parsons, A. T., 1969: A two-layer model of Gulf Stream separation. *J. Fluid Mech.*, **39**, 511–528.
- Pedlosky, J., 1979: Geophysical Fluid Dynamics. *Springer*, New York.
- Pedlosky, J., 1987: On Parsons' model of the ocean circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **17**, 1571–1582.
- Rhines, P. B. und R. Schopp, 1991: The wind-driven circulation: quasi-geostrophic simulations and theory for nonsymmetric winds. *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 1438–1469.
- Richardson, P. L., 1977: On the crossover between the Gulf Stream and the Western

- Boundary Undercurrent. *Deep-Sea Res.*, **24**, 139–159.
- Richardson, P. L., 1985: Average velocity and transport of the Gulf Stream near 55W. *J. Mar. Res.*, **43**, 83–111.
- Richardson, P. L. und J. A. Knauss, 1971: Gulf Stream and Western Boundary Undercurrent observations at Cape Hatteras. *Deep-Sea Res.*, **18**, 1089–1109.
- Roache, P. J., 1976: Computational Fluid Dynamics. *Hermosa Publ.*, Albuquerque.
- Robinson, A. R. und P. P. Niiler, 1967: The theory of free inertial currents. I. Path and structure. *Tellus*, **19**, 269–291.
- Schmitz, W. J. Jr. und M. S. McCartney, 1993: On the North Atlantic circulation. *Rev. Geophys.*, **31**, 29–49.
- Schott, F. A., T. N. Lee und R. Zantopp, 1988: Variability of structure and transport of the Florida Current in the period range of days to seasonal. *J. Phys. Oceanogr.*, **18**, 1209–1230.
- Schott, F. A. und C. W. Böning, 1991: The WOCE Model in the Western Equatorial Atlantic: Upper layer circulation. *J. Geophys. Res.*, **96**, 6993–7004
- Semtner, A. J. Jr. und Y. Mintz, 1977: Numerical simulation of the Gulf Stream and mid-ocean eddies. *J. Phys. Oceanogr.*, **7**, 208–230.
- Semtner, A. J. Jr. und R. M. Chervin, 1988: A simulation of the global ocean circulation with resolved eddies. *J. Geophys. Res.*, **93**, 15502–15522.
- Semtner, A. J. Jr. und R. M. Chervin, 1992: Ocean general circulation from a global eddy-resolving model. *J. Geophys. Res.*, **97**, 5493–5550
- Signell, R. P. und W. R. Geyer, 1991: Transient eddy formation around headlands. *J. Geophys. Res.*, **96**, 2561–2575.
- Smith, L. T., D. B. Boudra und R. Bleck, 1990: A wind-driven isopycnic coordinate model of the north and equatorial Atlantic ocean – 2. The Atlantic basin experiments. *J. Geophys. Res.*, **95**, 13105–13128.
- Stewart, R. W., 1964: The influence of friction on inertial models of oceanic circulation. *Studies on Oceanography*, Hidaka Anniversary Vol., University of Washington, Seattle, pp. 3–9.
- Stommel, H., 1965: The Gulf Stream. *Univ. of California Press*, Berkeley.
- Stommel, H. und K. Yoshida, (Hrsg.), 1972: Kuroshio. Physical Aspects of the Japan Current. *Univ. of Washington Press*, Seattle.
- Thompson, J. D. und W. J. Schmitz, Jr. , 1989: A limited-area model of the Gulf-Stream: Design, initial experiments, and model-data intercomparison. *J. Phys.*

- Oceanogr.*, **19**, 791–814.
- Tietjens, O., 1970: Strömungslehre, Bd. 2, Bewegungen der Flüssigkeiten und Gase. Springer, Berlin.
- Treguier, A. M., 1992: Kinetic energy analysis of an eddy resolving, primitive equation model of the North Atlantic. *J. Geophys. Res.*, **97**, 687–701.
- Veronis, G., 1966: Wind-driven ocean circulation – Part 2. Numerical solutions of the non-linear problem. *Deep-Sea Res.*, **13**, 31–55.
- Veronis, G., 1973: Model of world ocean circulation: I. Wind-driven, two-layer. *J. Mar. Res.*, **31**, 228–288.
- Veronis, G., 1981: Dynamics of large-scale ocean circulation. *Evolution of Physical Oceanography*, B. A. Warren und C. Wunsch, (Hrsg.), MIT Press, Cambridge, 140–183.
- Verron, J. und C. LeProvost, 1991: Response of eddy-resolved general circulation numerical models to asymmetrical wind forcing. *Dyn. Atmos. Oceans*, **15**, 505–533.
- Warner, T. T., M. N. Lakhtakia und J. D. Doyle, 1990: Marine atmospheric boundary layer circulations forced by Gulf Stream sea surface temperature gradients. *Monthly Weather Rev.*, **118**, 309–323.
- Warren, B. A., 1963: Topographic influences on the path of the Gulf Stream. *Tellus*, **15**, 168–183.
- Werner, F. E., A. Cantos-Figuerola und G. Parrilla, 1988: A sensitivity study of reduced-gravity channel flows with application to the Alboran Sea. *J. Phys. Oceanogr.*, **18**, 373–383.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Mitarbeitern der Abteilung Theoretische Ozeanographie bedanken, die stets mit Anregungen, Unterstützung und nicht zuletzt Diskussionsbereitschaft zur Stelle waren.