

B E R I C H T E
aus dem
I N S T I T U T F Ü R M E E R E S K U N D E
an der
Christian-Albrechts-Universität, Kiel
Nr. 156

NUMERISCHE SIMULATION DER ERZEUGUNG UND INSTABILITÄT
MESOSKALIGER FRONTEN

NUMERICAL SIMULATION OF THE GENERATION AND INSTABILITY
OF MESOSCALE FRONTS

DOI 10.3289/IFM_BER_156

von
Reiner Onken

Kopien dieser Arbeit können bezogen werden:
Institut für Meereskunde an der Universität Kiel
Abt. Regionale Ozeanographie
Düsterbrooker Weg 20, D-2300 Kiel

ISSN 0341-8561
1986

Diese Arbeit wurde im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 133 an der Universität Kiel angefertigt.

Für die Vergabe des Themas und die vorbildliche Betreuung bin ich meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. Dr. h.c. J.D. Woods zu großem Dank verpflichtet.

Ein besonderer Dank gebührt Herrn Prof. Dr. R. Bleck (Universität Miami, USA), der mir wesentliche Teile des verwendeten Programmcodes zur Verfügung stellte und durch fachliche Beratung und Verbesserungsvorschläge zum Gelingen dieser Arbeit beitrug.

Allen Mitgliedern der Abteilung "Regionale Ozeanographie" des Instituts für Meereskunde in Kiel, insbesondere den Herren J. Fischer und Dr. H. Leach, sei für konstruktive Kritik und Anregungen gedankt.

Dank und Anerkennung gebührt auch Herrn A. Eisele und seinen Mitarbeiterinnen für die Erstellung einer Vielzahl von Graphiken sowie Frau R. Hermann und Frau C. Schuster für die Anfertigung des Manuskripts.

Inhalt

	Seite
Zusammenfassung	V
1 EINFÜHRUNG	1
1.1 Turbulenz im Ozean	1
1.1.1 Was ist "Turbulenz"?	1
1.1.2 Skalen turbulenter Bewegungsvorgänge	2
1.1.3 Zweidimensionale Turbulenz	6
1.1.4 Quasi-geostrophische Turbulenz	7
1.1.5 Mesoskalige Turbulenz	11
1.2 Mesoskalige Fronten und Jets	12
1.2.1 Frontogenese	13
1.2.2 Mäander	15
1.2.3 Beobachtungen an Fronten	18
1.2.4 Die Bedeutung mesoskaliger Fronten	32
1.3 Modellierung mesoskaliger Fronten	35
1.3.1 Notwendigkeit von Modellen	35
1.3.2 Modelle ozeanischer Fronten	37
1.3.3 Frontogenesemodelle der Atmosphäre	46
1.3.4 Anforderungen an ein numerisches Modell	48
1.4 Ziele der Arbeit	49
2 DAS FRONTOGENESEMODELL	51
2.1 Formulierung des Modells	51
2.1.1 Wahl der Vertikalkoordinate	51
2.1.2 Modellgleichungen in Hybridkoordinaten	52
2.1.3 Das Deformationsfeld	53
2.1.4 Transformation der Horizontalkoordinaten	55
2.1.5 Individuelle Erhaltung potentieller Vorticity	60
2.1.6 Modellgleichungen in endlichen Differenzen	61
2.1.7 Randbedingungen	64
2.1.8 Technische Details	65
2.1.9 Anfangsbedingungen	68
2.2 Ergebnisse	73
2.2.1 Räumliche und zeitliche Struktur der Front	73
2.2.2 Lokale Dynamik	83
2.2.3 Diskussion der Ergebnisse	88
2.3 Variationen der IPV-Anfangsbedingung	90
2.3.1 Formulierung der Anfangsbedingungen	91
2.3.2 Ergebnisse	94
2.3.3 Diskussion der Ergebnisse	99
2.4 Variationen des Anfangstemperaturfelds	102
2.4.1 Formulierung der Anfangstemperaturfelder	103
2.4.2 Ergebnisse	103
2.4.3 Diskussion der Ergebnisse	108
2.5 Schlußfolgerungen	109

3 DAS MÄANDERMODELL	112
3.1 Hydrodynamische Instabilität	112
3.2 Formulierung des Modells	113
3.2.1 Modellgleichungen in Hybridkoordinaten	113
3.2.2 Modellgleichungen in endlichen Differenzen	115
3.2.3 Randbedingungen	116
3.2.4 Technische Details	116
3.2.5 Anfangsbedingungen	117
3.2.6 Das Störungsfeld	120
3.3 Ergebnisse	121
3.3.1 Das horizontale Geschwindigkeitsfeld	121
3.3.2 Vertikalgeschwindigkeiten	125
3.3.3 Strukturen des Dichtefelds	125
3.3.4 Relative Vorticity	131
3.3.5 Modulation des Isopyknenabstands	133
3.3.6 Potentielle Vorticity	133
3.3.7 Advektion passiver Skalare	138
3.3.8 Trajektorien	145
3.3.9 Energetik	148
3.3.10 Diskussion der Ergebnisse	151
3.4 Initialisierung des Modells durch ein weißes Spektrum	158
3.4.1 Ergebnisse	158
3.4.2 Diskussion der Ergebnisse	163
3.5 Variation der IPV-Anfangsbedingung	166
3.5.1 Ergebnisse	167
3.5.2 Diskussion der Ergebnisse	174
3.6 Schlußfolgerungen	176
Literatur	181

Contents

	Page
Summary	IX
1 INTRODUCTION	1
1.1 Turbulence in the ocean	1
1.1.1 What is "turbulence"?	1
1.1.2 The scales of turbulent motion	2
1.1.3 Two-dimensional turbulence	6
1.1.4 Quasi-geostrophic turbulence	7
1.1.5 Mesoscale turbulence	11
1.2 Mesoscale fronts and jets	12
1.2.1 Frontogenesis	13
1.2.2 Meanders	15
1.2.3 Observations of fronts	18
1.2.4 The role of mesoscale fronts	32
1.3 Modelling of mesoscale fronts	35
1.3.1 Necessity of models	35
1.3.2 Models of oceanic fronts	37
1.3.3 Models of atmospheric frontogenesis	46
1.3.4 Specification of a numerical model	48
1.4 Aims of the Thesis	49
2 THE FRONTOGENESIS MODEL	51
2.1 Formulation of the model	51
2.1.1 Choosing the vertical coordinate	51
2.1.2 The model equations in hybrid coordinates	52
2.1.3 The deformation field	53
2.1.4 Transformation of horizontal coordinates	55
2.1.5 Conservation of potential vorticity	60
2.1.6 The model equations in finite differences	61
2.1.7 Boundary conditions	64
2.1.8 Technical details	65
2.1.9 Initial conditions	68
2.2 Results	73
2.2.1 Spatial and temporal structure of the front	73
2.2.2 Local dynamics	83
2.2.3 Discussion	88
2.3 Variations of the initial IPV condition	90
2.3.1 Formulation of the initial conditions	91
2.3.2 Results	94
2.3.3 Discussion	99
2.4 Variations of the initial temperature field	102
2.4.1 Formulation of the initial temperature fields	103
2.4.2 Results	103
2.4.3 Discussion	108
2.5 Conclusions	109

3 THE MEANDER MODEL	112
3.1 Hydrodynamic instability	112
3.2 Formulation of the model	113
3.2.1 The model equations in hybrid coordinates	113
3.2.2 The model equations in finite differences	115
3.2.3 Boundary conditions	116
3.2.4 Technical details	116
3.2.5 Initial conditions	117
3.2.6 The perturbation field	120
3.3 Results	121
3.3.1 The horizontal velocity field	121
3.3.2 Vertical velocities	125
3.3.3 Structures of the density field	125
3.3.4 Relative vorticity	131
3.3.5 Modulation of isopycnal spacing	133
3.3.6 Potential vorticity	133
3.3.7 The advection of passive scalars	138
3.3.8 Trajectories	145
3.3.9 Energetics	148
3.3.10 Discussion	151
3.4 Initialization of the model using a white spectrum	158
3.4.1 Results	158
3.4.2 Discussion	163
3.5 Variation of the initial IPV condition	166
3.5.1 Results	167
3.5.2 Discussion	174
3.6 Conclusions	176
References	181

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden zwei numerische Modelle vorgestellt, mit denen die Erzeugung und die hydrodynamische Instabilität mesoskaliger Fronten der potentiellen Vorticity (MPV-Fronten) im Ozean simuliert wird.

Im Abschnitt 1 wird die Forderung nach einer Existenz von MPV-Fronten aus der Theorie quasi-geostrophischer Turbulenz abgeleitet. Demnach entstehen MPV-Fronten im Deformationsfeld synoptischskaliger Wirbel durch Verstärkung des gyreskaligen Gradienten der isopyknischen potentiellen Vorticity IPV. Sie können als Produkt der zu höheren Wellenzahlen gerichteten Kaskade potentieller Enstrophie im Spektrum turbulenter kinetischer Energie des Ozeans aufgefaßt werden. Aufgrund von Beobachtungsstudien kann man darauf schließen, daß MPV-Fronten durch beträchtliche Gradienten von Temperatur, Salzgehalt und Dichte gekennzeichnet sind. Häufig werden Temperatur- und Salzgehaltsinversionen sowie Regionen unterschiedlicher statischer Stabilität beobachtet. Mäandrierende Strahlströme (Jets), Gebiete intensiver Vertikalzirkulation und Werte der relativen Vorticity, die größenordnungsmäßig mit der planetarischen Vorticity vergleichbar sind, charakterisieren die unmittelbare Umgebung von MPV-Fronten. Mit Ausnahme des Modells von MACVEAN und WOODS (1980) existieren bisher keine Modelle, die tiefere Einblicke in den Genese- und Instabilitätsvorgang von MPV-Fronten vermitteln. Artverwandte Prozeßstudien wurden lediglich mit atmosphärischen Modellen betrieben.

Im Abschnitt 2 werden Formulierung und Ergebnisse des Modells beschrieben, mit dem die Genese mesoskaliger Fronten im Deformationsfeld synoptischskaliger Wirbel simuliert wird. Das Modell ist voll-nichtlinear, prognostisch und adiabatisch. Die Benutzung einer hybriden (d.h. quasi-isopyknischen) Vertikalkoordinate ermöglicht weitgehend die individuelle Erhaltung potentieller Vorticity. In der Horizontalen wird eine quasi-lagrangesche Koordinate benutzt, die mit dem Deformationsgeschwindigkeitsfeld advektiert wird, das den Frontogeneseprozeß antreibt. Das Modell wird über drei Tage integriert und erzeugt eine MPV-Front, deren Jet Stromgeschwindigkeiten von über 0.4 m/s erreicht. Quer zum Jet gerichtete Strömungen sind eine Größenordnung kleiner. Erhaltung potentieller Vorticity führt zu einer Modulation des Isopyknenabstands (d.h. Strecken und Stauchen von Vortexelementen) wodurch das durch die Beschleunigung des Jets verursachte Anwachsen der

zyklonalen und antizyklonalen Scherungsvorticity kompensiert wird. Strecken und Stauchen von Vortexelementen regen eine beträchtliche Vertikalzirkulation an. Durch die Beschleunigung erhält der Jet eine signifikante geostrophische Komponente. Sobald sich die Rossby-Zahl 1 nähert, wird die Jetbreite durch Modulation des Isopyknenabstands limitiert und der Jet wird flacher. Das Modell beschreibt auch die Advektion eines dynamisch passiven Temperaturfelds. Es wird gezeigt, daß der Respons des Temperaturfelds auf die frontenerzeugende Deformation in erster Näherung kinematisch ist, d.h., fortgesetzte Deformation bewirkt ein stetiges Anwachsen des entlang von Isopyknen berechneten Temperaturgradienten (Thermoklinität). Das Thermoklinitätsmaximum ist schmaler als das Baroklinitätsmaximum. Senkrecht zum Jet gerichtete Massenflüsse und Vertikalzirkulation bewirken eine Verbiegung der Isothermen, lokal werden sogar Temperaturinversionen erzeugt. Durch Vorgabe verschiedener IPV-Anfangsbedingungen werden die dynamischen Strukturen der Front signifikant modifiziert. Auf diese Weise kann die Verlagerung des Jetmaximums in die Tiefe und die Erzeugung eines gegenläufigen Jets unterhalb der jahreszeitlichen Sprungschicht simuliert werden. Herausragendes Resultat dieser Sensitivitätsstudie ist, daß sowohl im oberflächennahen Bereich als auch in den darunterliegenden Schichten eine zeitliche Vorzeichenumkehr der Baroklinität erzwungen werden kann. Durch Variation des anfänglichen Temperaturfelds wird nachgewiesen, daß in Fronten das Thermoklinitätsmaximum nicht notwendigerweise mit dem Baroklinitätsmaximum deckungsgleich sein muß. Die Region stärkster Baroklinität kann sogar von mehreren Extrema der Thermoklinität begleitet sein.

Die hydrodynamische Instabilität der durch das Frontogenesemodell erzeugten Fronten wird in Abschnitt 3 simuliert. Dazu dient ein hybrides dreidimensionales Kanalmodell mit periodischen Randbedingungen, das ebenfalls voll-nichtlinear, prognostisch und adiabatisch ist und Erhaltung potentieller Vorticity garantiert. Zur Initialisierung dieses Modells wird das vom Frontogenesemodell produzierte Massenfeld auf die dritte Dimension abgebildet und das dazugehörige geostrophisch balancierte Geschwindigkeitsfeld bestimmt. Dem geostrophischen Jet wird dann ein Störungsfeld mit kleiner Amplitude überlagert. Im ersten Teil der Untersuchungen besteht dieses Störungsfeld lediglich aus einer Fourierkomponente, der Kanalwellenzahl 3 mit einer Wellenlänge von ≈ 53 km. Nach 50 Tagen Integrationszeit entstehen Mäander mit einer Amplitude von ≈ 30 km und geschlossene Wirbel mit zyklonalem und antizyklonalem Rotationssinn. Die Phasengeschwindigkeit des Mäanders beträgt

ca. 3 km/d. An der Peripherie der Wirbel wird beträchtliche Vertikalzirkulation mit Geschwindigkeiten von mehreren Metern pro Tag diagnostiziert. Das Massenfeld ist durch starke Baroklinität im unmittelbaren Bereich des mäandrierenden Jets, Aufwölben der Isopyknen in den zyklonalen und tiefliegenden Isopyknen in den antizyklonalen Wirbeln gekennzeichnet. Die relative Vorticity erreicht im Bereich stärkster Stromlinienkrümmung Werte, die mit der planetarischen Vorticity vergleichbar sind. Hier finden auch signifikante Modulationen des Isopyknenabstands statt. Eine Analyse der zeitlichen Entwicklung des IPV-Felds zeigt ein Aufspulen der IPV-Isoplethen in den Wirbeln und erhebliche Verstärkung des IPV-Gradienten in der Nähe des Jetmaximums. Identisch verhalten sich die Isothermen eines passiv advektierten Temperaturfelds. Durch den Aufspulprozeß in den Wirbeln entstehen Bänderstrukturen im Temperaturfeld. Außerdem werden Regionen mit extremen Temperaturgradienten generiert. Charakteristisch für die Vertikalstruktur des Temperaturfelds sind Bereiche mit extrem starken als auch extrem schwachen vertikalen Temperaturgradienten. Inversionen mit Horizontalskalen von mehreren Kilometern treten häufig auf. Die Trajektorien individueller Wasserpartikel (Drifter) werden berechnet. Je nach Startposition der Drifter ähnelt ihre Bahn der Form einer Zyklode mit zyklonalem bzw. antizyklonalem Rotationssinn. Driftbahnen und Stromlinien sind nicht miteinander deckungsgleich. Eine Analyse der Energetik des Modells zeigt, daß die Instabilität des Jets sowohl baroklin als auch barotrop ist (gemischte Instabilität). Eine Erklärung für die vom Modell produzierten Strukturen läßt sich mit Hilfe der individuellen Erhaltung potentieller Vorticity finden. Danach ist die Vertikalzirkulation auf Strecken und Stauchen von Vortexelementen zurückzuführen, die mit dem Jet advektiert werden und in Regionen unterschiedlicher relativer Vorticity durchlaufen müssen. In Bereichen starker Krümmung der Stromlinien dominiert der Krümmungsterm der relativen Vorticity über den Scherungsterm. Zeitliche Änderungen des Krümmungsterms, verursacht durch Anwachsen der Mäanderamplitude, bewirken einen ageostrophischen Massenfluß senkrecht zu den Stromlinien. Damit lassen sich das Aufspulen der IPV in Zyklonen und Antizyklonen sowie die Erzeugung von Bänderstrukturen der Temperatur erklären. Im zweiten Teil des Abschnitts 3 wird ein Störungsfeld zur Initialisierung der hydrodynamischen Instabilität des Jets verwendet, dessen Spektrum weiß ist. Spektren der Amplituden und Wachstumsraten ergeben in den ersten Tagen der Modellintegration positives Wachstum für Wellenlängen > 25 km. Maximales Wachstum findet bei Wellenlängen

um 40 km mit etwa 40 % pro Tag statt. Der Respons des Modells auf eine IPV-Anfangsstruktur, die durch eine Vorzeichenumkehr des IPV-Gradienten mit der Tiefe gekennzeichnet ist, wird im dritten Teil des Abschnitts 3 untersucht. Ergebnis dieser Studie ist eine Verschiebung des Maximums der Wachstumsrate zu kürzeren Wellenlängen. Stärkstes Wachstum tritt bei Wellenlängen zwischen 25 km und 30 km auf.

Die Ergebnisse beider Modelle stehen im Einklang mit Beobachtungen und Theorie. Das Frontogenesemodell bestätigt beobachtete Strukturen der relativen Vorticity und der Modulation des Isopyknenabstands. Die starke Vertikalzirkulation erklärt das Zustandekommen anomal kalter und warmer Oberflächentemperaturen in Frontalzonen. Die an Fronten und in Wirbeln häufig registrierte Baroklinitätsumkehr kann mit diesem Modell simuliert werden. Das kinematische Verhalten der Thermoklinität läßt gemessene Thermoklinitätsstrukturen plausibel erscheinen. Das Mäandermodell bestätigt das Vorkommen mäandrierender Strukturen mit Wellenlängen und Amplituden im Skalenbereich zwischen ~ 20 km und ~ 50 km und Verdoppelungsraten der Amplituden, die einige Tage betragen. Wellenlängen und Wachstumsraten stimmen mit theoretischen Vorhersagen überein. Die regional begrenzten Auf- und Abtriebsgebiete bieten eine Erklärung für die häufig dokumentierte horizontale "patchiness" in Chlorophyllstrukturen. Das Aufspulen von Isothermen in Wirbeln erkennt man auf Satellitenaufnahmen der Meeresoberflächentemperatur. Durch isopyknische Vermischung erzeugte Inversionen im Temperaturprofil erlauben den Schluß, daß solche Inversionen nicht zwangsläufig ein Produkt doppeldiffusiver Vorgänge sind. Sowohl das Frontogenese- als auch das Mäandermodell unterstreichen den Einfluß mesoskaliger Fronten auf Struktur und Dynamik der Deckschicht. Unterschiedliche Vertikalzirkulation und Modulation der statischen Stabilität ändern Entrainment-/Detrainmentraten. Durch zeitliche Änderung des IPV-Gradienten wird die IPV-Struktur in der jahreszeitlichen Sprungschicht modifiziert. Beide Modelle betonen die Rolle mesoskaliger Turbulenz im Ozean. MPV-Fronten unterstützen einerseits die Kaskade potentieller Enstrophie zu höheren Wellenzahlen. Andererseits tragen sie dazu bei, daß turbulente kinetische Energie und potentielle Enstrophie durch diabatische Prozesse wie Deckschichtvertiefung, Scherungsinstabilität und Doppeldiffusion das Regime quasi-geostrophischer Turbulenz verlassen können und in die Kaskade dreidimensionaler Turbulenz eintreten.

Summary

In this paper two numerical models are presented simulating the generation and hydrodynamic instability of mesoscale potential vorticity fronts (MPV-fronts) in the ocean.

In Chapter 1 the necessary existence of MPV-fronts is derived from quasi-geostrophic turbulence theory. Accordingly MPV-fronts are formed in the deformation field of synoptic-scale eddies which strengthen the gyre-scale isopycnic potential vorticity gradient (IPV-gradient). They can be interpreted as a product of the potential enstrophy cascade directed to higher wavenumbers in the turbulent kinetic energy spectrum of the ocean. Observational studies suggest that MPV-fronts are accompanied by strong temperature, salinity, and density gradients. Frequently temperature and salinity inversions as well as regions with different static stability are observed. Meandering jets, intense vertical circulation and relative vorticity values comparable in magnitude with the planetary vorticity are characteristic for the nearest surroundings of MPV-fronts. Only one model, that of MACVEAN and WOODS (1980), exists which gives a deeper insight into the genesis and instability process of MPV-fronts. Process studies of this type have only been carried out for atmospheric models.

In Chapter 2 the formulation and results of the model simulating the formation of MPV-fronts in a synoptic-scale eddy deformation field are described. The model is fully nonlinear, prognostic, and adiabatic. The conservation of potential vorticity is guaranteed by using a hybrid (i.e. quasi-isopycnic) vertical coordinate. A quasi-Lagrangian horizontal coordinate is used which is advected with the deformation velocity field which drives the frontogenesis process. The model is integrated over three days generating an MPV-front with jet speeds exceeding 0.4 m/s. Cross-jet speeds are an order of magnitude less. The conservation of potential vorticity leads to a modulation of isopycnal spacing (i.e. stretching and compression of vortex tubes) compensating for the increase of cyclonic and anticyclonic shear vorticity caused by the accelerating jet. The stretching and compression of vortex tubes give rise to considerable vertical circulation. A significant ageostrophic jet speed contribution is due to the acceleration. As soon as the Rossby number approaches unity the

isopycnal spacing modulation limits the minimum jet width making the jet shallower. In addition the model describes the advection of a dynamically passive temperature field. To a first approximation the response of the temperature field to the frontogenetic deformation is kinematic, i.e. continuous deformation enhances the temperature gradient calculated along isopycnals (thermoclinicity). The thermoclinicity maximum is narrower than the baroclinicity maximum. The flow perpendicular to the jet and vertical transports cause a bending of the isotherms; locally even temperature inversions are generated. Different initial IPV-conditions modify the dynamical structures of the front significantly. In this way the deepening of the jet maximum and a jet with reversed direction in the seasonal thermocline can be simulated. The important result of this sensitivity study is that the baroclinicity can be forced to change sign with time both close to the surface and in deeper layers. Using different initial temperature fields it can be shown that in fronts the thermoclinicity and baroclinicity maximum need not necessarily be coincident. The strongest baroclinicity region even can be accompanied by several thermoclinicity extremes.

The hydrodynamic instability of the front generated by the frontogenesis model is simulated in Chapter 3. This is carried out using a three-dimensional hybrid channel model with periodic boundary conditions. This model is also fully nonlinear, prognostic, adiabatic and conserves potential vorticity. To initialize this model the mass field generated by the frontogenesis model is copied into the third dimension. The velocity field is then balanced geostrophically. A small amplitude perturbation field is superimposed on the geostrophic jet. In the first part of the investigation this perturbation field has only a single Fourier component, the wavenumber 3 corresponding to a wavelength of 53 km. After 50 days integration meanders with about 30 km amplitude and cyclonic and anticyclonic eddies develop. The meander phase speed is approximately 3 km/d. Vertical speeds of several metres per day are diagnosed at the eddy peripheries. Characteristic for the mass field is strong baroclinicity in the region close to the meandering jet, doming of the isopycnals in the cyclonic eddies and sinking of the isopycnals in the anticyclonic eddies. The relative vorticity values are comparable to the planetary vorticity in regions of strongest streamline

curvature. Here also modulations of isopycnal spacing are significant. Analyzing the temporal evolution of the IPV-field shows a winding-up of IPV-isopleths in the eddies and a considerable enhancement of IPV-gradients close to the jet maximum. The isotherms of a passively advected temperature field show identical behaviour. The eddy winding-up process produces banded structures in the temperature field; thus regions with extreme temperature gradients are generated. Characteristic of the vertical structure of the temperature field are locations with extremely strong as well as extremely weak vertical temperature gradients. Inversions with horizontal scales of several kilometres occur frequently. The trajectories of individual water parcels (drifters) are calculated. Depending on the starting positions the drifter paths are similar to a cycloid with cyclonic and anticyclonic rotation respectively. Trajectories and streamlines are not coincident. Analyzing the model's energetics shows that the jet's instability is both baroclinic and barotropic (mixed instability). An explanation of the structures produced by the model can be found with the help of potential vorticity conservation. Accordingly the vertical circulation is due to stretching and compression of vortex tubes being advected with the jet passing through regions of different relative vorticity. In locations of strong streamline curvature the curvature vorticity exceeds the shear vorticity. Temporal changes of the curvature due to the growth of the meander amplitude sustain an ageostrophic mass flux perpendicular to the streamlines. This explains the IPV-winding-up in cyclones and anticyclones and the banded temperature structure. In the second part of Chapter 3 hydrodynamic instability is initiated using a perturbation field having a white spectrum. Spectral analysis of amplitudes and growth rates diagnoses positive growth for wavelengths greater than 25 km in the first days of the model integration. Maximum growth rates of about 40 % per day occur at around 40 km wavelength. The model response to an initial IPV-structure characterized by an IPV-gradient changing sign with depth is investigated in the third part of Chapter 3. The result of this study is a shift of the maximum growth rate to shorter wavelengths. Maximum growth occurs for wavelengths between 25 km and 30 km.

The results of both models agree with observations and theory. The frontogenesis model confirms observed relative vorticity and isopycnal modulation

structures. The strong vertical circulation explains the anomalous cold and warm sea surface temperatures in frontal zones. The baroclinicity reversal observed frequently at fronts and in eddies can be simulated by the model. The kinematic thermoclinicity behaviour makes measured thermoclinicity structures plausible. The meander model confirms the existence of meander structures having wavelengths and amplitudes with scales between about 20 km and 50 km and amplitude growth rates of the order of days. Wavelengths and growth rates are in agreement with analytical predictions. The up- and downwelling confined to small areas suggests an explanation for the horizontal patchiness observed frequently in chlorophyll distributions. The isotherm winding-up in eddies can be seen in sea surface colour and IR satellite images. Temperature inversions generated by isopycnic mixing lead to the conclusion that such inversions are not an inevitable product of double diffusive processes. Both the frontogenesis and the meander model emphasize the influence of mesoscale fronts on the structure and dynamics of the mixed layer. Different vertical circulations and static stability modulations change entrainment and detrainment rates. The temporal IPV-gradient change modifies the IPV-structure in the seasonal thermocline. Both models accentuate the role of mesoscale turbulence in the ocean. On the one hand MPV-fronts sustain the potential enstrophy cascade to higher wavenumbers. On the other hand they contribute to the turbulent kinetic energy and potential enstrophy leaving the quasi-geostrophic regime due to diabatic processes such as mixed layer deepening, shear instability and double diffusion and entering the three-dimensional turbulent cascade.

1 EINFÜHRUNG

Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung eines numerischen Modells, mit dem die Erzeugung und Dynamik mesoskaliger Fronten simuliert werden kann. Bevor das Modell vorgestellt wird, soll jedoch in einer umfangreichen Einführung das für die Problemstellung notwendige Hintergrundwissen vermittelt werden.

Im Abschnitt 1.1 wird die Theorie ozeanischer Turbulenz umrissen, um daraus die Forderung nach einer Existenz mesoskaliger Fronten abzuleiten. Entstehungsmechanismen, charakteristische Eigenschaften und die Bedeutung dieser Fronten werden in Abschnitt 1.2 beschrieben. Abschnitt 1.3 befaßt sich mit der Modellierung mesoskaliger Fronten. Ein Überblick über Strukturen und Ergebnisse bisher existierender Modelle ozeanischer und atmosphärischer Fronten dient dazu, die Anforderungen an ein numerisches Modell zur Untersuchung mesoskaliger Fronten zu formulieren. Im Abschnitt 1.4 schließlich sollen die Ziele dieser Arbeit noch einmal besonders deutlich dargestellt werden.

1.1 Turbulenz im Ozean

1.1.1 Was ist "Turbulenz"?

REYNOLDS (1895) separierte in den hydrodynamischen Gleichungen jede Zustandsvariable in einen zeitlichen Mittelwert und einen fluktuierenden Anteil. Wählt man ein hinreichend großes Mittelungsintervall, dann erhält man im Ozean als Mittelwert des Geschwindigkeitsfelds ein Abbild der "allgemeinen Zirkulation". Bewegungsvorgänge, die diesem Abbild nicht entsprechen, repräsentieren den fluktuierenden Anteil und werden traditionell als "Variabilität" oder "transiente Bewegungen" klassifiziert. WOODS (1980) unterteilte diesen fluktuierenden Anteil in zwei Kategorien:

(1) Wellenförmige Bewegungen, die sowohl Energie als auch Impuls transportieren, ohne daß zwangsläufig ein Massentransport erfolgen muß. Diese können mit linearer Theorie beschrieben werden. (2) Advektive Bewegungen, die Energie- und Impulstransport nur durch Massentransport bewerkstelligen. Bei diesen kann weiterhin unterschieden werden zwischen solchen Bewegungen, bei denen sich (a) Dichteflächen überschlagen und (b) nicht überschlagen. Zur Beschreibung der Bewegungsvorgänge in Kategorie (2) reicht lineare Theorie häufig nicht aus; man muß deshalb nichtlinear rechnen.

Im Sinne "traditioneller" Turbulenzforschung (HAGEN, 1839; REYNOLDS, 1895; RICHARDSON, 1920) würde man nur Vorgängen der Kategorie (2a) das Attribut "turbulent" verleihen. Definiert man "Turbulenz" jedoch als "die nur statistisch erfaßbaren Bewegungsvorgänge", dann müssen zwangsläufig auch Phänomene der Kategorie (2b) als "turbulent" eingestuft werden (WOODS, 1980).

Aufgrund neuerer Untersuchungen kann man davon ausgehen, daß wellenförmige und advektive Bewegungsvorgänge miteinander in Wechselwirkung stehen (RHINES, 1975; MÜLLER, 1977). Theoretische (RHINES and HOLLAND, 1979) und experimentelle (WEBSTER, 1961) Arbeiten deuten sogar darauf hin, daß die großskalige, beckenweite Zirkulation (gyreskalige Zirkulation) in bestimmtem Umfang mit synoptischskaligen Wirbeln turbulente kinetische Energie austauscht.

All diese Erkenntnisse führten in den letzten 10 bis 20 Jahren zu einer neuen Forschungsrichtung in der Ozeanographie, die sich weniger den Einzelprozessen ozeanischer Bewegungsformen, sondern mehr den Wechselwirkungen zwischen verschiedenen Wellenzahlbereichen im Spektrum der Bewegungsvorgänge zuwendet. Ziel dieser Forschungsdisziplin ist, zu beschreiben, wie Energie und Enstrophie (siehe 1.1.3) von einem Ort zum anderen und von einer Bewegungsskala zur anderen transportiert werden (WOODS, 1980) und welche Auswirkungen dies auf die Zirkulation hat. Inspiriert wurde dieses Denkkonzept in erster Linie durch die Theorie zweidimensionaler Turbulenz (siehe 1.1.3), welche in ersten grundlegenden Arbeiten über "(Quasi)-geostrophische Turbulenz" (CHARNEY, 1971; RHINES, 1979) breite Anwendung in der Geophysik fand. Somit ist es naheliegend, "Turbulenz" als "Wechselwirkungsprozesse zwischen verschiedenen Skalen im Spektrum ozeanischer Bewegungsvorgänge" zu definieren.

1.1.2 Skalen turbulenter Bewegungsvorgänge

Abb. 1.1 zeigt das klimatologische Wellenlängenspektrum turbulenter kinetischer Energie im Ozean. "Turbulent" bedeutet hier, daß die kinetische Energie aus der rms-Geschwindigkeit berechnet wurde und somit ein Maß für die Intensität der fluktuierenden Bewegungsvorgänge ist. Der Ausdruck "klimatologisch" postuliert einen statistischen Gleichgewichtszustand der

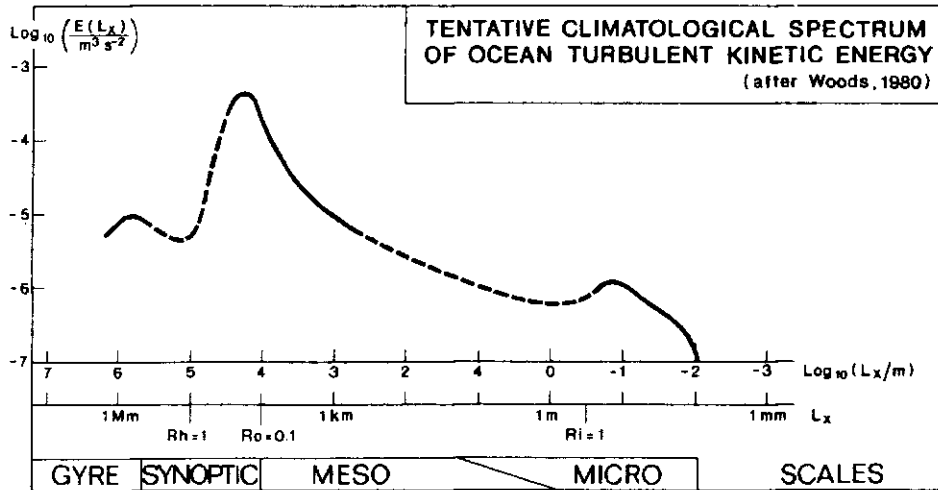


Abb. 1.1

Das (teilweise hypothetische) Spektrum turbulenter kinetischer Energie im Ozean (nach WOODS, 1980)

Fluktuationen. Inwieweit dieses Spektrum "klimatologisch" und repräsentativ für den gesamten Ozean ist, wird wohl auf absehbare Zeit noch Spekulation bleiben, da die wenigen zugrundeliegenden Meßreihen lokal begrenzt und - zumindest für den langwelligen Teil des Spektrums - zeitlich zu kurz sind. Diese Darstellung ist jedoch trotzdem gut geeignet, einen Überblick über die Raum- und Zeitskalen ozeanischer Turbulenz zu vermitteln. Auf den Abszissen sind der dekadische Logarithmus der Wellenlängen sowie die Wellenlänge des betreffenden Phänomens aufgetragen, auf der Ordinate der dekadische Logarithmus der zu jeder Wellenlänge gehörigen turbulenten kinetischen Energie pro Einheitsmasse. Die durchgezogenen Teile der Kurve sind durch Beobachtungen relativ gut abgesichert (mit den oben erwähnten Einschränkungen); gestrichelte Teile sind dagegen nur theoretisch untermauert oder rein spekulativ.

WOODS (1980) unterteilte dieses Spektrum in vier Bereiche - Gyreskala, synoptische Skala, Mesoskala und Mikroskala. Diese Nomenklatur soll hier in abgewandelter Form übernommen werden.

Die **synoptische Skala** ist begrenzt durch die Wellenlängen $L_x \approx 400$ km und $L_x \approx 10$ km und spannt weniger als zwei Dekaden im Spektrum auf. Charakteristisch für diese Skala ist das absolute Energiemaximum (FREELAND, RHINES und ROSSBY, 1975), das durch energiereiche synoptischskalige Wirbel verursacht wird. Barokline Instabilität (siehe 1.2.2) ist hier der dominierende turbulente Prozeß. Raum- und Geschwindigkeitsskalen für synoptischskalige Phänomene sind $L_x \approx 100$ km und $U^* \approx 0.1$ m/s.

Die **Gyreskala** schließt sich im langwelligen Bereich an die synoptische Skala an. Sie wird repräsentiert durch die großräumige Zirkulation in den einzelnen Ozeanbecken. Unterschiedliche Beckendimensionen, starke Anisotropie im Geschwindigkeitsfeld (westliche Randströme) und spärliche Informationen über Zeitskalen eventueller Fluktuationen sind typisch für dieses Spektralband.

Die **Mikroskala** wird beherrscht durch dreidimensionale Turbulenz. Das sind solche turbulenten Prozesse, bei denen Dichteflächen sich überschlagen. Dreidimensionale Turbulenz im Ozean kann durch Scherungsinstabilität von Strömungen und durch Konvektion bei instabiler Dichteschichtung erzeugt werden (NIHOUL, 1980). Die langwellige Begrenzung der Mikroskala ist somit von den Schichtungsverhältnissen abhängig. Bei stabiler Dichteschichtung

auftretende dreidimensionale Wirbel (billows) haben maximale Längenskalen $L_x \approx 0.1$ m (WOODS, 1980) und Geschwindigkeitsskalen $U^* \sim 1$ mm/s (WOODS, 1979). Bei instabiler Dichteschichtung in der oberflächennahen Schicht und bei doppeldiffusiven Vorgängen im Inneren des Ozeans sind dagegen eher Werte $L_x \sim 10$ m typisch. Im Kurzwelligen endet die Mikroskala bei $L_x \sim 1$ mm (Kolmogorov-Skala). Hier wird turbulente kinetische Energie durch molekulare Vorgänge dissipiert (WOODS, 1980).

Zwischen synoptischer Skala und Mikroskala liegt die **Mesoskala**. Je nach Ausdehnung der Mikroskala kann sie drei bis fünf Dekaden umfassen. Eine ausführliche Diskussion mesoskaliger Turbulenz wird in Abschnitt 1.1.5 vorgenommen.

Drei dimensionslose Parameter nehmen im Übergangsbereich zwischen den vier genannten Skalenbereichen typische Werte an. Die Rhines-Zahl $Rh = U^*/L_x^2 \beta$ erreicht mit $U^* \approx 0.1$ m/s und $\beta \approx 10^{-11}$ s⁻¹ bei $L_x \approx 100$ km den Wert 1. β ist dabei der nordwärtige Gradient des Coriolisparameters f . $Rh = 1$ bedeutet, daß für synoptischskalige Wirbel ab hier (zum Langwelligen hin) der β -Effekt "fühlbar" wird und sie ihre Energie in Form von Rossby-Wellen abstrahlen (RHINES, 1975). $Rh = 1$ ist also charakteristisch für den Übergangsbereich zwischen synoptischer Skala und Gyre-Skala. Irgendwo im kurzwelligen Bereich der synoptischen Skala gilt $Ro = 0.1$. $Ro = U^*/L_x f$ ist die Rossby-Zahl und f der Coriolisparameter. Setzt man $U^* \sim 0.1$ m/s und $f = 10^{-4}$ s⁻¹ (für mittlere Breiten) ein, dann ergibt sich als kurzwellige Grenze für die synoptische Skala $L_x \approx 10$ km. $Ro > 0.1$ bedeutet, daß in der Mesoskala die lokalen und advektiven Beschleunigungsterme in der Bewegungsgleichung gegenüber der Coriolisbeschleunigung nicht mehr vernachlässigt werden dürfen. Die Richardson-Zahl $Ri = N^2/(\partial u/\partial z)^2$ erreicht im Übergangsbereich zwischen Meso- und Mikroskala den Wert 1, wenn man typische Werte $N \sim 10^{-2}$ s⁻¹ (Brunt-Väisälä-Frequenz) und $\partial u/\partial z \sim 10^{-2}$ s⁻¹ (Vertikalscherung) einsetzt. $Ri > 1$ bedeutet, daß starke Schichtung bzw. schwache Vertikalscherung dreidimensionale Turbulenz absterben lassen.

1.1.3 Zweidimensionale Turbulenz

Zweidimensionale Turbulenz hat die spezielle Eigenschaft, daß es sie weder in der Natur noch im Labor, sondern nur in Computersimulationen gibt. Die Theorie zweidimensionaler Turbulenz ist jedoch die Basis für das Verständnis und die Modellierung idealisierter geophysikalischer Vorgänge im Ozean und in der Atmosphäre. Im Verhältnis zum Erdradius stellt die Wassersphäre nämlich nur eine sehr dünne Schicht dar, so daß man erwarten kann, daß Bewegungsvorgänge im Ozean in erster Näherung zweidimensional (horizontal) sind. Diese Tendenz wird durch die Rotation der Erde noch verstärkt (Taylor-Proudman-Theorem). Im folgenden wird eine kurze Übersicht über die Theorie zweidimensionaler Turbulenz und relevante Ergebnisse vermittelt. Soweit keine anderen Quellen angegeben werden, entstammen alle Aussagen KRAICHNAN und MONTGOMERY (1980).

Ausgangspunkt der Theorie ist die zweidimensionale Vorticitygleichung für ein inkompressibles, homogenes, reibungsfreies Medium der Dichte ρ in einem nicht rotierenden cartesischen Koordinatensystem (x,y) ,

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \omega = 0 . \quad (1.1)$$

Dabei ist $\mathbf{v}(x,y) = [u(x,y), v(x,y)]$ das zweidimensionale Geschwindigkeitsfeld, $\nabla = [\partial/\partial x, \partial/\partial y]$ der zweidimensionale Nabla-Operator, $\partial/\partial t$ die lokalzeitliche Ableitung. Es wirken keine Gravitations- und Gezeitenkräfte. Gleichung (1.1) ist äquivalent mit

$$\frac{d\omega}{dt} = 0 . \quad (1.2)$$

Die Vorticity ω ist also eine individuelle Erhaltungsgröße. Daraus kann man schließen, daß

$$\eta = \frac{1}{2} \iint \omega^2 dx dy = \text{constant} \quad (1.3)$$

gilt. η wird als "Enstrophie" bezeichnet und ist neben der totalen Energie

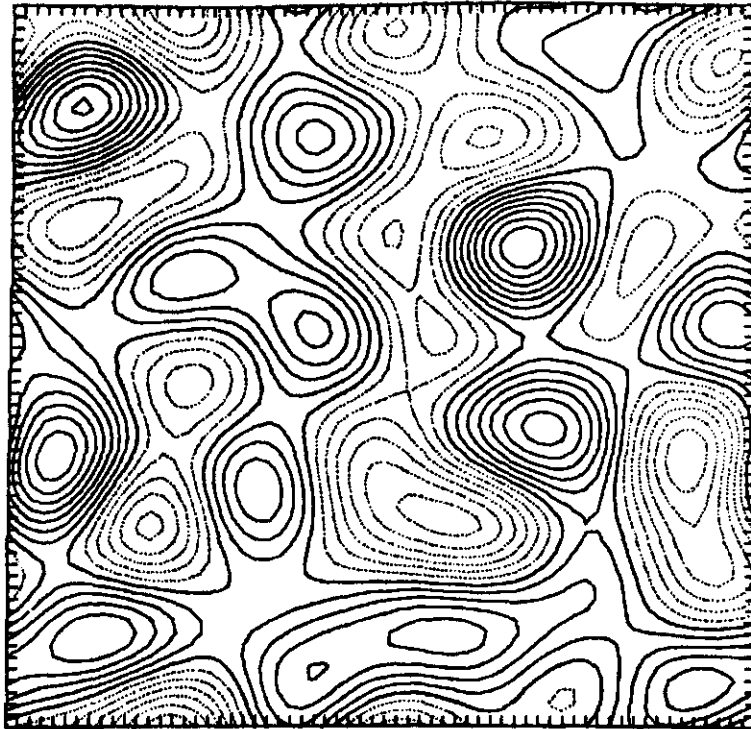
$$E = \frac{1}{2} \rho \iint \mathbf{v}^2 \, dx dy = \text{constant} \quad (1.4)$$

eine zweite quadratische Konstante des zweidimensionalen Systems. Das Doppelintegral drückt dabei eine Integration über das gesamte betrachtete Gebiet aus.

Aufgrund von Beobachtungen kann man davon ausgehen, daß Flüssigkeitsteilchen in turbulenten Strömungen sich voneinander entfernen (BATCHELOR, 1969). In zweidimensionaler Turbulenz führt dies dazu, daß Flüssigkeitspakete mit räumlich variabler Vorticity zu Fäden deformiert werden, deren Länge zu und deren Breite mit fortschreitender Zeit abnimmt. Dadurch wird der horizontale Vorticitygradient zwischen benachbarten Paketen verschärft. Die "zufällige" Advektion bewirkt also eine Verschiebung der horizontalen Variabilität der Vorticity zu kleineren Skalen (TENNEKES, 1978). LILLY (1971) gelang es, durch numerische Integration der zweidimensionalen Vorticitygleichung (1.1) diesen Prozeß zu simulieren (Abb. 1.2). Man sieht deutlich die Zunahme der horizontalen Anisotropie des Vorticityfelds und die Entstehung starker lokal begrenzter absoluter Vorticitygradienten. Da die Begriffe "Enstrophie" und "horizontale Varianz der Vorticity" äquivalent sind, stellt dieser Vorgang einen Fluß von Enstrophie zu kleineren Skalen im Wellenzahlspektrum dar und wird als **Enstrophiekaskade** bezeichnet (TENNEKES, 1978). Die theoretische Begründung für die Existenz dieses zu höheren Wellenzahlen gerichteten Enstrophieflusses lieferte BATCHELOR (1969). In der gleichen Arbeit konnte er nachweisen, daß die Enstrophiekaskade einen entgegengesetzten Fluß der turbulenten kinetischen Energie zu kleineren Wellenzahlen erfordert. Die Existenz beider Phänomene, der "blauen" Enstrophiekaskade und der "roten" Energiekaskade, bildet das Fundament der Theorie zweidimensionaler Turbulenz.

1.1.4 Quasi-geostrophische Turbulenz

Bewegungsvorgänge im Ozean sind nur in erster Näherung zweidimensional. Die Schichtung der Wassersphäre sowie Divergenzen im Strömungsfeld führen zu einer vertikalen Abhängigkeit der Strömungen und zu Vertikalgeschwindigkeiten. Da durch Strecken und Stauchen von Vortexelementen Vorticity erzeugt werden kann, ist im Gegensatz zu zweidimensionalen Strömungssystemen die



(a)



(b)

Abb. 1.2

Zeitliche Entwicklung eines Vorticityfelds in einem numerischen Modell (LILLY, 1971). Dargestellt sind Isoplethen der Vorticity in konstanten Intervallen. Durchgezogene Isoplethen bedeuten positive, gerissene Isoplethen negative Vorticity. Die erste durchgezogene Linie ist die Nulllinie.

Das Modellgebiet ist doppelt zyklisch an den Berandungen, Gitterpunkte (64 x 64) sind durch Strichmarken angezeigt.

(a) Anfangsvorticityfeld (b) Vorticityfeld nach 100 Integrationszeitschritten

Vorticity keine individuelle Erhaltungsgröße mehr. Da die individuelle Erhaltung von Vorticity jedoch das Fundament zweidimensionaler Turbulenztheorie bildet, dürfen die Ergebnisse dieser Theorie nicht auf den Ozean (und die Atmosphäre) übertragen werden.

Auf der rotierenden Erde ist bei adiabatischen Bewegungsvorgängen einer reibungsfreien Flüssigkeit die potentielle Vorticity

$$q = \frac{(f + \zeta)}{H} \cdot \frac{\Delta\rho}{\bar{\rho}} \quad (1.5)$$

eine individuelle Erhaltungsgröße. Dabei ist $\zeta = \partial v / \partial x - \partial u / \partial y$ die relative Vorticity, H die vertikale Erstreckung, $\Delta\rho$ die Differenz der Dichten an der unteren und oberen Begrenzung und $\bar{\rho}$ die mittlere Dichte des betrachteten Flüssigkeitselements. CHARNEY (1971) konnte zeigen, daß bei quasi-geostrophischen Bewegungsvorgängen zwei quadratische Invarianten existieren: die totale Energie und die "potentielle Enstrophie", definiert als Varianz der potentiellen Vorticity. Strenggenommen benutzte CHARNEY den Begriff "pseudo-potentielle Vorticity" statt "potentielle Vorticity". Im geschichteten Medium sind allerdings beide Begriffe äquivalent (CHARNEY und FLIERL, 1981).

Die Existenz dieser beiden quadratischen Invarianten bedeutet starke Einschränkungen für adiabatische Bewegungsvorgänge in Ozean und Atmosphäre. Setzt man voraus, daß die Erzeugung synoptischskaliger Wirbel durch barokline Instabilität die primäre Quelle für turbulente kinetische Energie im "freien Ozean" (d.h. weit weg vom Boden, der Oberfläche und den Küsten) ist (WOODS, 1978b), dann erfordert die gleichzeitige Erhaltung von Energie und potentieller Enstrophie einen spektralen Fluß turbulenter kinetischer Energie, der hauptsächlich zu kleineren Wellenzahlen gerichtet ist, während potentielle Enstrophie nur zu höheren Wellenzahlen im Spektrum fließt (RHINES, 1979). SALMON (1980) untersuchte diese spektralen Flüsse von Energie und potentieller Enstrophie in einem quasi-geostrophischen Zweischichten-Modell. Die Ergebnisse seiner Studie sind in einem Wellenzahlendiagramm (Abb. 1.3) dargestellt. K_0 und K_D begrenzen das quasi-geostrophische Regime. SALMON (1980) postuliert, daß Windanregung und Nettowärme-flüsse barokline Energie und potentielle Enstrophie bei Wellenzahlen $< K_0$ generieren. Durch turbulente Prozesse werden diese beiden Invarianten zu höheren Wellenzahlen bis zum inversen Rossby-Deformationsradius K_R transportiert.

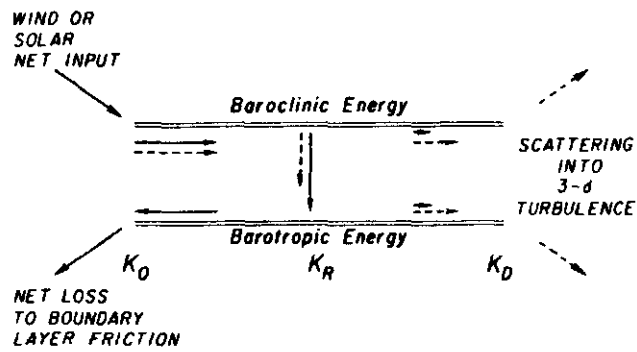


Abb. 1.3

Spektrale Flüsse von Energie (durchgezogene Pfeile) und potentieller Enstrophie (gerissene Pfeile) in SALMON's (1980) quasi-geostrophischem Zwei-Schichten-Modell. Die Wellenzahlen K_0 und K_D ($K_0 < K_D$) begrenzen das quasi-geostrophische Regime. K_R ist der inverse Rossby-Deformationsradius.

Ein großer Teil der baroklinen Energie wird hier durch synoptischskalige Wirbel in barotrope Energie umgewandelt und fließt zurück zu kleineren Wellenzahlen, wo sie durch Bodenreibung dissipiert wird. Ein geringerer Energieanteil setzt in Form von barotroper und barokliner turbulenter Energie seinen Weg zu höheren Wellenzahlen fort. Im Gegensatz zur Energie strömt die potentielle Enstrophie von hier ab nur zu höheren Wellenzahlen, bis schließlich beide das quasi-geostrophische Regime bei K_D verlassen und via dreidimensionaler Turbulenz dissipiert werden.

1.1.5 Mesoskalige Turbulenz

Mesoskalige Turbulenz sind die turbulenten Bewegungsvorgänge im Ozean, deren Raum- und Zeitskalen typisch für die Mesoskala sind. Nach Abb. 1.1 liegen die Raumskalen mesoskaliger Turbulenz zwischen ~ 0.1 m und ~ 10 km, erstrecken sich also über etwa fünf Dekaden. Aus den Raum- und Geschwindigkeitsskalen synoptischskaliger Wirbel und dreidimensionaler "billows" (Abschnitt 1.1.2) kann man auf Zeitskalen mesoskaliger turbulenter Prozesse schließen, die zwischen ~ 100 Sekunden und ~ 10 Tagen liegen.

Die Forderung nach einer Existenz mesoskaliger Turbulenz ergibt sich in erster Linie aus der Theorie quasi-geostrophischer Turbulenz. Abb. 1.3 postuliert, daß turbulente kinetische Energie und potentielle Enstrophie von der Skala K_R zu höheren Wellenzahlen transportiert werden, bis beide schließlich durch molekulare Reibung und dreidimensionale Turbulenz in der Mikroskala dissipiert werden. Ein spektraler Fluß von turbulenter kinetischer Energie und potentieller Enstrophie von K_R zur Mikroskala muß also durch die Mesoskala erfolgen.

Nach WOODS (1979) kann dem mesoskaligen Spektralband durch interne Wellen und die Umwandlung turbulenter kinetischer Energie in potentielle Energie bei Auf-/Abtriebsvorgängen turbulente kinetische Energie entzogen werden. Allerdings sind diese Senken sehr viel schwächer als diejenigen, die außerhalb der Mesoskala liegen. Im Gegensatz dazu gibt es in der Mesoskala keine Senken für potentielle Enstrophie. Diese kann nämlich nur durch dreidimensionale Turbulenz (die per Definition ein mikroskaliges Phänomen ist) vernichtet werden.

Die Schlußfolgerung, daß sowohl die turbulente Kaskade kinetischer Energie als auch die Kaskade potentieller Enstrophie in der Mesoskala keine nennens-

werten Senken aufweist, bedeutet starke Einschränkungen für die Strukturen mesoskaliger Bewegungsvorgänge. Ein Fluß von potentieller Enstrophie von kleinen zu größeren Wellenzahlen in der Mesoskala hat zur Folge, daß sich die absoluten Gradienten potentieller Vorticity verstärken. Zusammen mit BATCHELORS (1969) Argument, daß Flüssigkeitspakete bei turbulenten Bewegungen zu immer schmalere und längere Bändern deformiert werden, bedeutet dies, daß Übergangszonen entstehen, in denen der Abstand zwischen benachbarten Isopyknen und/oder die relative Vorticity räumlich stark variabel sind. Jeder dieser Teilaspekte für sich allein und auch beide kombiniert bedingen gebündelte Strömungen ("Jets") in dieser Zone, die als Produkt der turbulenten Energiekaskade zu höheren Wellenzahlen interpretiert werden können (WOODS, 1979).

1.2 Mesoskalige Fronten und Jets

In der ozeanographischen Literatur findet man keine allgemeingültige und -akzeptierte Definition des Begriffs "Front". Im Rahmen dieser Arbeit wird der Ausdruck "Front" oder "Frontalzone" für Regionen im Ozean verwendet, in denen absolute horizontale Gradienten einer physikalischen oder chemischen Größe stärker als im umgebenden Wasser ausgeprägt sind. Steht der Begriff "Front" allein, so hat er eine allumfassende Bedeutung. Er kann dann sowohl für Dichtefronten, thermische, haline oder Fronten anderer Art stehen. Sofern es sich um einen speziellen Frontentyp handelt, wird jeweils eine eindeutige Terminologie dafür sorgen, daß keine Verwirrung darüber aufkommt, um welches Phänomen es sich gerade handelt.

Aus den in Abschnitt 1.1 dargelegten Erkenntnissen kann die Forderung nach einer Existenz mesoskaliger Fronten der potentiellen Vorticity (MPV-Fronten) und Jets abgeleitet werden. Ziel des nun folgenden Abschnitts ist, einen tieferen Einblick in den Bildungsprozeß (Frontogenese, Abschnitt 1.2.1) und weitere Entwicklungsstadien solcher Fronten (Mäander, Abschnitt 1.2.2) zu vermitteln. Die Ergebnisse bisheriger Beobachtungen an Fronten werden in Abschnitt 1.2.3 zusammengefaßt. In Abschnitt 1.2.4 schließlich soll die Bedeutung mesoskaliger Fronten näher untersucht werden.

1.2.1 Frontogenese

Eine Definition des Begriffs "Frontogenese" findet man bei HALTNER und MARTIN (1957): Sei θ eine skalare Eigenschaft, dann kann man eine "frontogenetische Funktion"

$$F = \frac{d}{dt} |\nabla\theta| \quad (1.6)$$

definieren. ∇ ist dabei der dreidimensionale Nabla-Operator und d/dt die individualzeitliche Ableitung. "Frontogenese" liegt vor, wenn $F > 0$ gilt; den Fall $F < 0$ bezeichnet man als "Frontolyse". "Frontogenetische Mechanismen" im Ozean sind also Mechanismen, die in der Lage sind, Gradienten eines Skalars innerhalb eines Wasserkörpers absolut zu verstärken. Einen Überblick über die Vielfalt denkbarer frontogenetischer Mechanismen in Atmosphäre und Ozean geben HOLTON (1979) und WOODS (1978a).

Der "klassische" frontogenetische Mechanismus ist das horizontale Deformationsfeld, das von BERGERON (1928) in die meteorologische Begriffswelt eingeführt wurde. Abb. 1.4 zeigt, daß ein solches Deformationsfeld den absoluten horizontalen Gradienten einer passiv advektierten skalaren Eigenschaft θ verschärfen kann. Im Ozean können solche Deformationsfelder im horizontalen Strömungsfeld synoptischskaliger Wirbel entstehen. Diese Wirbel sind der gyreskaligen Zirkulation überlagert. WOODS (1979) vertritt die Ansicht, daß MPV-Fronten dadurch entstehen, daß synoptischskalige Deformationsfelder verschärfend auf den absoluten gyreskaligen Gradienten der potentiellen Vorticity wirken. Im Unterschied zu BERGERONS (1928) Überlegungen, die nur für die Advektion eines dynamisch passiven Skalars gelten, bedeutet dies, daß das Deformationsfeld verstärkend auf den absoluten Gradienten einer Größe wirkt, die dynamisch aktiv ist. Potentielle Vorticity ist nämlich dynamisch aktiv, da eine Änderung ihrer Verteilung eine Veränderung des Strömungsfeldes nach sich zieht. WOODS (1985b) bezeichnet den Respons eines passiven Skalarfelds auf frontogenetische Prozesse als "kinematische Frontogenese", den eines dynamisch aktiven Skalarfelds als "dynamische Frontogenese".

Die Lebensdauer synoptischskaliger Wirbel liegt in der Größenordnung von Monaten; die Zeitskala, in der sich das synoptischskalige Strömungsfeld

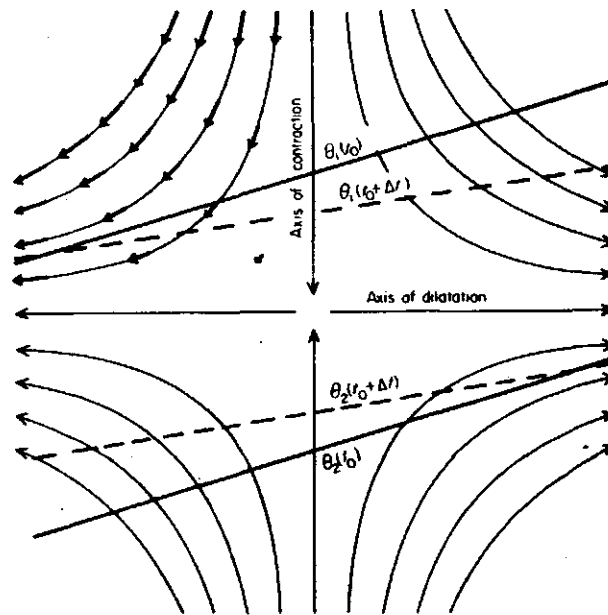


Abb. 1.4

Stromlinien eines horizontalen Deformationsfelds und Isoplethen θ_1 und θ_2 eines passiv advektierten Skalars θ zu verschiedenen Zeitpunkten t_0 und $t_0 + \Delta t$ (PALMÉN und NEWTON, 1969). Das Deformationsfeld verschärft den horizontalen Gradienten von θ und führt zu einer Drehung der Isoplethen parallel zur Dilatationsachse.

ändert, wird deshalb im Bereich von Wochen anzusetzen sein. Man kann somit annehmen, daß die Lebensdauer von MPV-Fronten ebenfalls mehrere Wochen nicht überschreitet. Vergleichsweise kurz - einige Tage - muß dagegen der Frontogenese-prozeß sein (WOODS, 1979).

1.2.2 Mäander

Strömungen in Atmosphäre und Ozean sind unter bestimmten Voraussetzungen instabil: Sie beginnen zu mäandrieren, d.h. die Stromlinien sind nicht mehr geradlinig, sondern werden wellenförmig ausgelenkt. Die Amplitude dieser Wellen kann schließlich so groß werden, daß die Strömung sich in Wirbel aufspaltet. Aufgrund von Beobachtungen (siehe Abschnitt 1.2.3) kann man davon ausgehen, daß mesoskalige Fronten im allgemeinen einen wellenförmigen Verlauf in der Horizontalebene aufweisen. WOODS (1979) vermutet, daß barokline und/oder barotrope Instabilitäten die primäre Ursache für diese Mäanderbildung darstellen.

Barokline und barotrope Instabilität repräsentieren nur eine bestimmte Erscheinungsform aus der Vielfalt möglicher Instabilitätsarten von Strömungen. Ihre systematische Untersuchung begann in den 20er Jahren dieses Jahrhunderts im Zusammenhang mit der Erforschung der Ursachen für großskalige wandernde Wellen der atmosphärischen Zirkulation in der Westwindzone mittlerer Breiten. Es wurden im wesentlichen zwei Quellen identifiziert, die als Energielieferanten für die Instabilität dieser Wellen fungieren: Erste Energiequelle ist die verfügbare potentielle Energie im horizontalen Temperaturgradienten der Atmosphäre, der durch die meridionale Variation der solaren Einstrahlung aufrechterhalten wird. Da der daraus resultierende zonale Wind geostrophisch balanciert ist, muß die Strömung vertikal geschert sein. Zweite Energiequelle ist die verfügbare kinetische Energie in der horizontalen Scherung des zonalen Windes. Die gleichzeitige Präsenz beider Energiequellen wirft erhebliche mathematische Schwierigkeiten bei der theoretischen Behandlung des Problems auf, deshalb beschränkten sich erste Untersuchungen auf Beispiele, in denen nur die eine oder andere Quelle vorhanden ist.

Im ersten Beispiel, dem sogenannten "baroklinen" Problem, weist die Grundströmung nur eine vertikale, aber keine horizontale Scherung auf. Grundlegende Untersuchungen wurden von CHARNEY (1947), EADY (1949) und KUO (1952)

durchgeführt. Eine solche Strömung ist unter bestimmten Voraussetzungen instabil. Die kinetische Energie der Instabilität wird dabei mittels der Vertikalscherung dem Reservoir der potentiellen Energie entzogen. Diese Art von Instabilität wird als "barokline Instabilität" bezeichnet. Das "barotrope" Beispiel wurde zuerst von KUO (1949) eingehend studiert. Hier besitzt die Grundströmung lediglich horizontale aber keine vertikale Scherung. Die dabei mögliche Instabilität wird "barotrope Instabilität" genannt. Sie bezieht ihre kinetische Energie über die horizontale Scherung aus der kinetischen Energie der Grundströmung. Grundlegende Arbeiten über die Stabilität von Strömungen geschichteter Flüssigkeiten in Atmosphäre und Ozean, die sowohl horizontal als auch vertikal geschert sind, stammen von PEDLOSKY (1964), ORLANSKI (1968) und KILLWORTH (1980). In diesen Arbeiten wird auch die "gemischte Instabilität" beschrieben, die ihre kinetische Energie sowohl aus der potentiellen als auch aus der kinetischen Energie der Grundströmung bezieht.

In einer sehr umfassenden Studie untersuchte KILLWORTH (1980) Strömungen, die mindestens eine notwendige Instabilitätsbedingung (siehe Abschnitt 3.2.5) erfüllen, hinsichtlich der Art ihrer Instabilität in einem Zwei-Schichten- und einem stetig geschichteten Modell. Hier sollen nur die Lösungen seines Zwei-Schichten-Modells vorgestellt werden. Diese stellte er in Abhängigkeit dreier dimensionsloser Parameter λ , δ und β^* dar. $\lambda = L_x/L_D$ ist das Verhältnis aus der horizontalen Längenskala L_x und dem Rossby-Deformationsradius L_D , $\delta = H_1/H_2$ das Verhältnis der Schichtdicken und $\beta^* = L_x^2 \beta/U^*$ die inverse Rhines-Zahl. Abb. 1.5 faßt KILLWORTHS Ergebnisse schematisch zusammen. Danach gibt es im λ - δ -Raum zwei Regime, in denen jeweils barotrope oder barokline Instabilität dominieren, getrennt durch einen Übergangsbereich gemischter Instabilität. Es fällt auf, daß die Art der auftretenden Instabilität primär von λ und weniger von δ abhängt. Die β -Abhängigkeit wird in diesem Diagramm nicht berücksichtigt; β ist zwar ein entscheidender Parameter, der darüber bestimmt, ob eine gegebene Strömung stabil oder instabil ist, die Art der Instabilität ist jedoch weniger von β abhängig. Nimmt man an, daß für mesoskalige Fronten Längenskalen L_x zwischen 10 km und 100 km sowie Rossby-Deformationsradien $L_D \approx 10$ km (abgeleitet aus sommerlichen Schichtungsverhältnissen im mittleren Nordatlantik, BAUER et al., 1985) typisch sind, dann überstreicht $\log \lambda$ in Abb. 1.5 den Bereich zwischen 0 und 1. Man kann also davon ausgehen, daß diese Fronten (genau: die an der

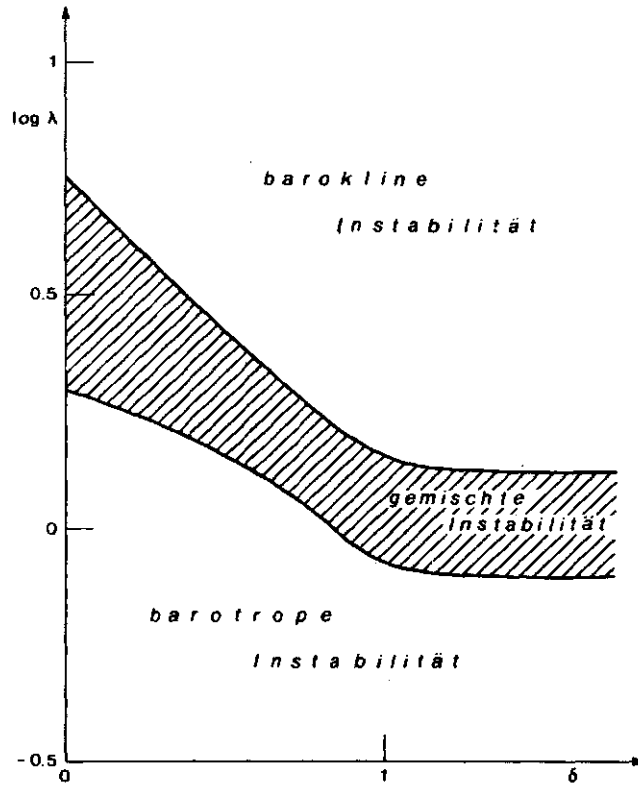


Abb. 1.5

Darstellung der Ergebnisse des Zwei-Schichten-Modells von KILLWORTH (1980) im (λ, δ) -Diagramm (Reproduktion)

Front vorhandene Strömung) weder rein barotrop noch rein baroklin instabil sind.

1.2.3 Beobachtungen an Fronten

Wie in Abschnitt 1.2.1 dargestellt, nimmt man an, daß MPV-Fronten im Deformationsfeld synoptischskaliger Wirbel durch Verstärkung horizontaler absoluter Gradienten der potentiellen Vorticity entstehen. Da ein Deformationsfeld gleichzeitig horizontale absolute Gradienten passiv advektierter Skalare vergrößert, kann man erwarten, daß der frontennahe Bereich nicht nur beträchtliche Variabilität der potentiellen Vorticity und starke Jets aufweist, sondern auch durch erhebliche horizontale Änderungen der Temperatur und/oder des Salzgehalts und/oder anderer skalarer Größen wie z.B. Trübung, Nährstoffgehalt oder Sauerstoffkonzentration gekennzeichnet ist. Der umgekehrte Schluß ist aber nicht erlaubt: Aus der bloßen Existenz extremer Gradienten solcher passiver Skalare kann man nicht unbedingt auf das Vorhandensein einer MPV-Front schließen. Das Auftreten starker absoluter Gradienten passiver Skalare ist somit nur eine notwendige, aber keine hinreichende Bedingung für MPV-Fronten.

Die Beobachtung von Strukturen und zeitlicher Entwicklung der MPV-Fronten im Ozean ist äußerst problematisch. Nach Gleichung (1.5) erfordert dies einerseits die Bestimmung horizontaler Scherungen $\partial v / \partial x$ und $\partial u / \partial y$ und andererseits eine vertikale Abstandsmessung zwischen Isopyknen. Berechnungen mesoskaliger Stromscherungen sind nur erfolversprechend bei hochauflösenden Strömungsmessungen. Diese sind - zumindest im offenen Ozean - infolge zu ungenauer Navigation und wenig ausgereifter Meßtechnik jedoch nur bedingt möglich. Prinzipiell weniger fehlerbehaftet ist die vertikale Abstandsmessung zwischen Isopyknen. Mögliche Fehler hierbei resultieren in erster Linie aus der Auslenkung der Isopyknen durch interne Wellen. Man kann jedoch davon ausgehen, daß nur interne Wellen höherer Modes den Isopyknenabstand modulieren (FISCHER, 1986). Neben der Bestimmung von Strukturen der potentiellen Vorticity erfordert die Vermessung einer MPV-Front außerdem eine Aufnahme des synoptischskaligen Umfelds, die darüber Aufschluß geben kann, welche Prozesse für die Genese dieser Front verantwortlich sind. Eine derartige synoptischskalige räumlich und zeitlich hochauflösende Vermessung ist aber nur bei gleichzeitigem Einsatz einer Vielzahl von Forschungs-

schiffen denkbar und ist bis heute noch nicht durchgeführt worden. Die zur Zeit einzige Möglichkeit, hochauflösend synoptischskalig zu vermessen, ist die Erfassung physikalischer Parameter mittels Flugzeugen oder Satelliten. Nach dem derzeitigen Stand der Technik sind damit allerdings nur Bestimmungen der Meeresoberflächentemperatur, der Seewasserfarbe und der Auslenkung der Meeresoberfläche möglich. Einblicke in die innere Dynamik von Fronten sind mit derartigen Meßverfahren verwehrt. Aufgrund dieser Limitierungen der meßtechnischen und logistischen Verfahren existiert bis heute keine Beobachtungsstudie, die die Entwicklung, Dynamik und Struktur einer MPV-Front beschreibt. Es gibt jedoch eine Vielzahl von Arbeiten, in denen Frontenbeobachtungen beschrieben werden. Im folgenden soll nun anhand einiger ausgewählter Studien ein Überblick über die Phänomene gegeben werden, die häufig an Fronten registriert wurden. Ob und inwieweit es sich dabei um Eigenschaften handelt, die typisch für MPV-Fronten sind, bleibt dahingestellt, da in keinem der betrachteten Fälle das Beobachtungsmaterial ausreichend darüber Aufschluß gibt, welche Kräfte zur Erzeugung der jeweils betrachteten Front führten. Trotz dieses Mangels ist es nicht unsinnig, bisherige aus Beobachtungen resultierende Erkenntnisse zusammenzufassen. Zumindest können sie dazu dienen, tiefere Einblicke in diejenigen dynamischen Prozesse zu vermitteln, die möglicherweise auch für MPV-Fronten relevant sind.

Extreme horizontale Temperaturgradienten an der Meeresoberfläche dienen oft als Indikator für das Vorhandensein einer Front. Mittels Fernerkundung durch Satelliten konnte in den letzten 10 - 15 Jahren gezeigt werden, daß solche "Thermalfronten" überall im Weltmeer vorkommen und eine durchaus gewöhnliche Erscheinung sind. Besonders intensive Temperaturgegensätze findet man dort, wo warme und kalte Meeresströmungen aufeinanderprallen. In der Übergangszone zwischen Golfstrom und Labradorstrom stellte LEGECKIS (1978) Temperaturgradienten bis zu 10 K/km fest. Weniger starke Gradienten (1 - 2 K/10 km) wurden von VOORHIS und HERSEY (1964) in der Sargasso-See sowie von LEVINE und WHITE (1972) im Mittelmeer gemessen. Ein an Thermalfronten häufig beobachtetes Phänomen sind **Bänderstrukturen** in der horizontalen Temperaturverteilung, d.h., die Temperaturzu- bzw. -abnahme erfolgt nicht monoton. Ein solcher Fall ist in Abb. 1.6 dargestellt: Der "großskalige" Temperaturgradient ist von Westen nach Osten gerichtet; in diesen Trend sind jedoch ein besonders kaltes Band ("cold ribbon") westlich und

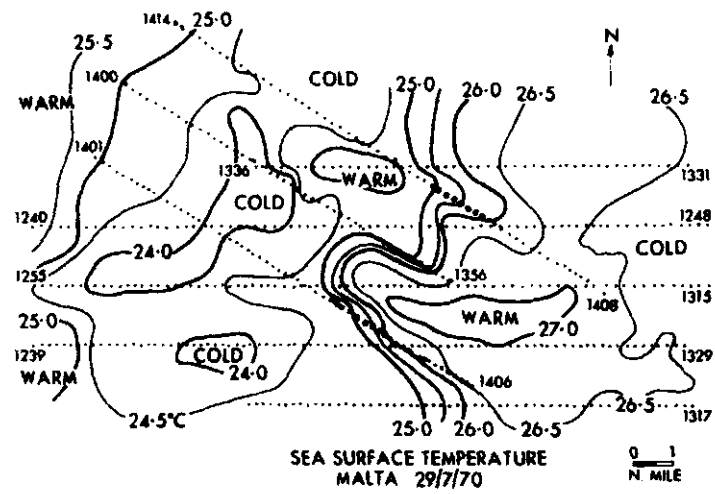


Abb. 1.6

Die Meeresoberflächentemperatur an einer Front im Mittelmeer (WOODS et al., 1977). Temperaturmessungen wurden mit einem Strahlungsmessgerät vom Flugzeug aus vorgenommen.

anomal warme Flecken ("hot spots") östlich der Zone des stärksten Temperaturgradienten eingebettet. WOODS et al. (1977) werten dies als Resultat besonders intensiver Vertikalzirkulation in Frontalzonen. Ein weiteres Indiz dafür liefern Temperaturschnitte (Abb. 1.7): JOHANNESSEN et al. (1977) führen die starke Modulation der Deckschichttiefe in der linken Hälfte der Abbildung auf beträchtliche Auf- und Abtriebsvorgänge zurück. Profile und Schnitte in Frontennähe zeigen oft Temperaturinversionen, die allerdings überwiegend durch den Salzgehalt kompensiert sind, so daß keine statische Instabilität eintritt. Abb. 1.8b zeigt einen räumlich hochaufgelösten Vertikalschnitt senkrecht zu einer Front (FISCHER, 1986). Um den Einfluß interner Wellen weitgehend zu eliminieren, wurde als Vertikalachse die Dichte σ_t dem Druck vorgezogen. Die Lage des Schnittes geht aus Abb. 1.8a hervor, in der die Temperatur auf der Fläche $\sigma_t = 26.9 \text{ kg m}^{-3}$ dargestellt ist. Deutlich ist in der Mitte des Schnittes eine Region besonders starker Thermoklinität erkennbar. Thermoklinität ist dabei definiert als horizontaler Temperaturgradient auf einer Dichtefläche. Diese Frontalzone ist in Abb. 1.8b durch eine Vielzahl von Inversionen gekennzeichnet, während der kalte Bereich westlich und der warme Bereich östlich von dieser Zone überwiegend vertikale Monotonie in den Temperaturstrukturen aufweist.

Die Mehrzahl aller Frontenbeobachtungen stützt sich auf Messungen horizontaler und vertikaler Temperaturstrukturen. Detaillierte Untersuchungen des Salzgehalts sind dagegen nicht so häufig. Registrierungen von Salzgehalt und Temperatur sind aber Voraussetzung für Darstellungen des Dichtefelds. Aus Dichteschnitten läßt sich mittels der thermischen Windgleichung das horizontale Geschwindigkeitsfeld senkrecht zum Schnitt berechnen. Das bedingt allerdings die fragwürdige Annahme geostrophischer Balance und eines "levels of no motion". RODEN (1981) diagnostizierte mit dieser Methode das Oberflächengeschwindigkeitsfeld an einer Dichtefront im subtropischen Pazifik. Abb. 1.9 zeigt horizontale Strukturen von Temperatur, Salzgehalt, Dichte und geostrophischer Strömung an der Meeresoberfläche, die aus dieser Studie hervorgingen. Temperatur- und Salzgehaltsgradienten ergeben eine horizontale Änderung der Dichte von $\approx 0.3 \text{ kg m}^{-3}$ quer über die Front. Die aus dem Dichtefeld gewonnenen Felder der dynamischen Höhe unterhalten maximale Strömungen von 0.33 m/s. Direkte Strömungsmessungen mittels GEK senkrecht zu einer Front führten VOORHIS und HERSEY (1964) durch. Dabei wurden Spitzengeschwindigkeiten von über 0.6 m/s in der Nähe der stärksten hori-

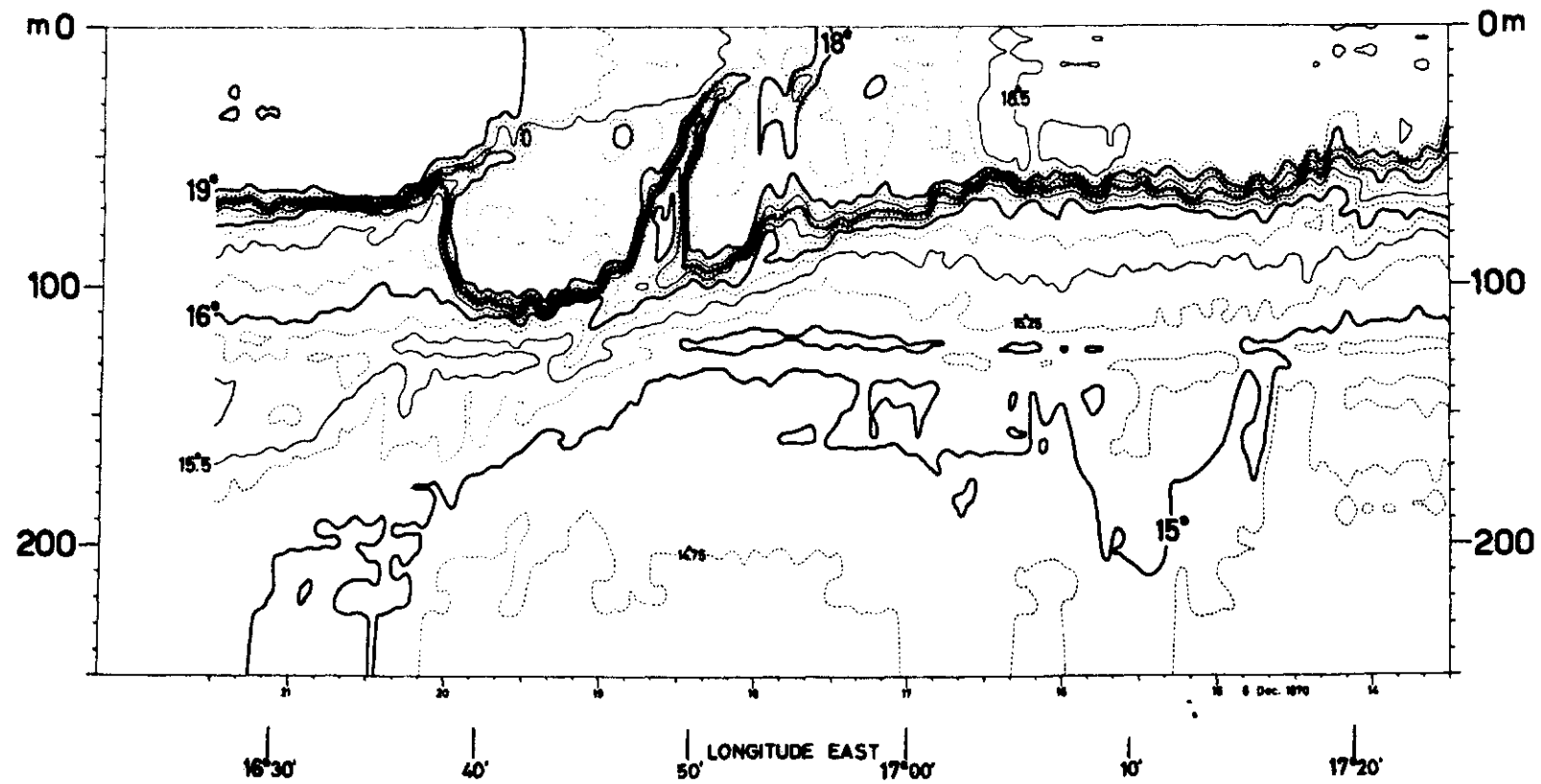


Abb. 1.7

Vertikalschnitt der Temperatur (°C) quer zu einer Front im Mittelmeer (JOHANNESSEN et al., 1977). Temperatur wurde mit einer geschleppten Thermistorkette gemessen. Auf der Horizontalskala sind Stunden aufgetragen. Eine Stunde entspricht sechs nautischen Meilen (= 11.1 km).

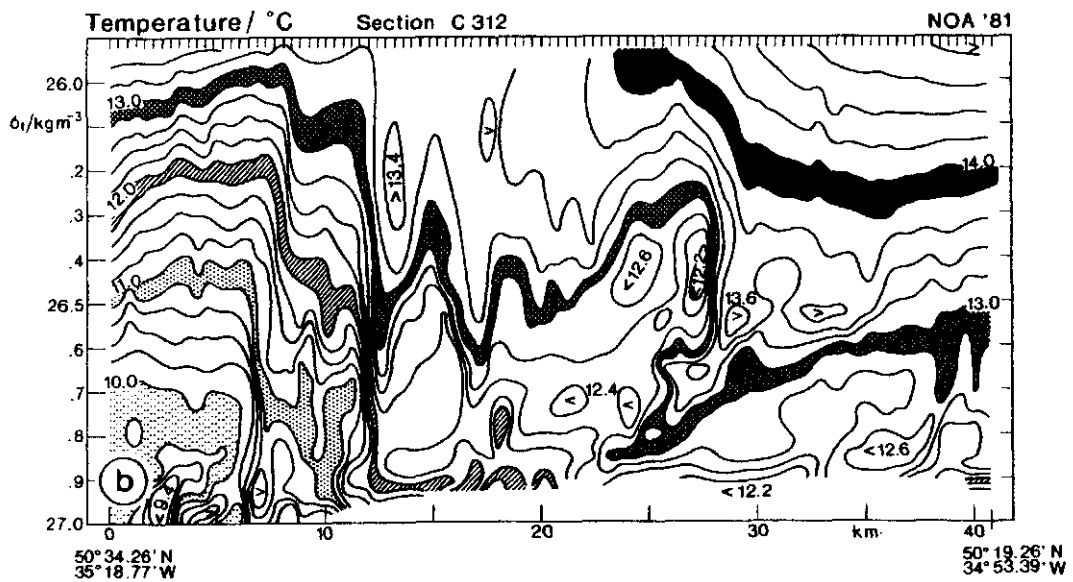
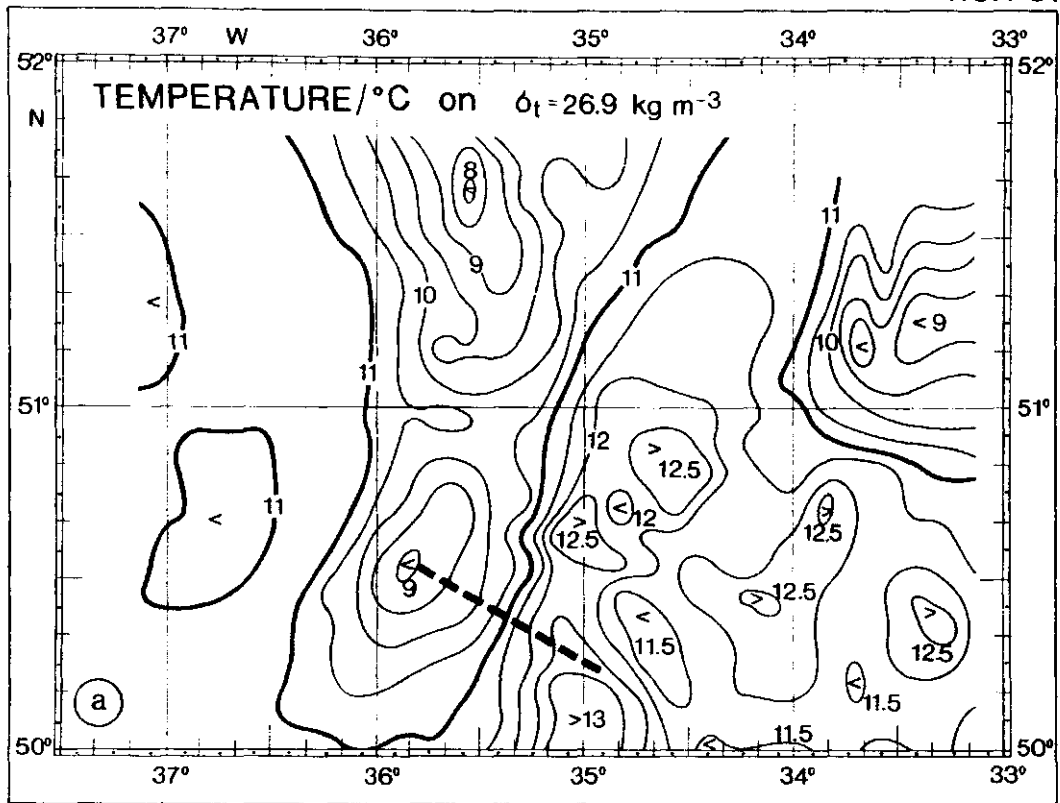


Abb. 1.8

Temperaturstrukturen an der Nordatlantischen Polarfront (FISCHER, 1986)

a) Synoptischskalige Temperaturverteilung auf einer Dichtefläche

b) Vertikalschnitt der mesoskaligen Temperaturverteilung entlang der in a) markierten Linie

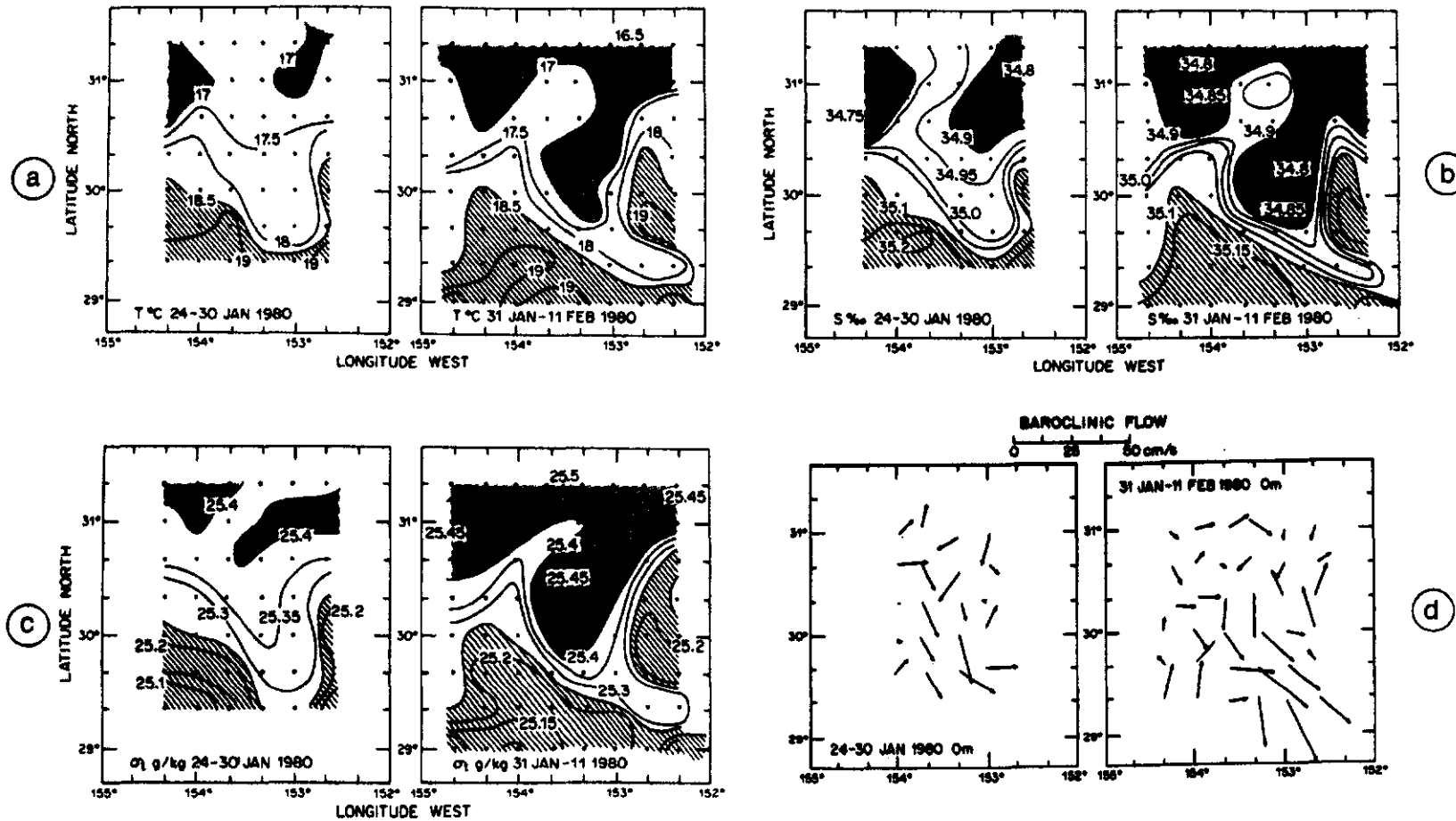


Abb. 1.9

Temperatur (a), Salzgehalt (b), Dichte (c) und geostrophische Strömungen (d) an der Meeresoberfläche an der Subtropenfront im Pazifik (RODEN, 1981)

zontalen Temperaturänderung gemessen. GEK-Messungen liefern allerdings nur die Strömungskomponente senkrecht zum Schiffskurs. Detailliertere Messungen des Geschwindigkeitsfeldes ermöglicht der Einsatz eines Doppler-Sonar-Strömungsmeßgerätes, mit dem FIEKAS (1986) das Strömungsfeld an einer Front diagnostizierte (Abb. 1.10). Man erkennt deutlich, daß die Strömungsvektoren überwiegend parallel zu den Isothermen verlaufen. Maximale Geschwindigkeiten treten dabei in unmittelbarer Nachbarschaft des Thermoklinitätsmaximums auf.

Dort, wo Fronten die Meeresoberfläche schneiden, werden gelegentlich Ansammlungen von Treibgut, wie z.B. Tang oder Schaum (VOORHIS, 1969) beobachtet. Zusammen mit den beschriebenen Temperatur-, Salzgehalts- und Dichtegradienten läßt dies darauf schließen, daß Frontalzonen Begrenzungen zwischen verschiedenartigen Wassermassen sind, die hier konvergieren. Eine umfangreiche **Wassermassenanalyse** in der näheren Umgebung einer Front nahm KATZ (1969) vor. Abb. 1.11a zeigt die Position der Front anhand der 19°C-Isotherme in einer Tiefe von 112 m sowie die Lage von CTD-Stationen. Abb. 1.11b stellt Temperatur- und Salzgehaltswertepaare der Stationen 9 und 18 in einem T-S-Diagramm dar: Im Temperaturbereich > 19 °C treten deutlich zwei Wassermassen hervor, eine salzreiche südlich und eine salzärmere nördlich der Front. In Tiefen mit Temperaturen < 19 °C vereinigen sich die beiden Äste im T-S-Diagramm und lassen dort auf eine bezüglich Temperatur und Salzgehalt homogene Wassermasse schließen, die sich über das gesamte Meßgebiet erstreckt. Unter Berücksichtigung der anderen CTD-Stationen skizzierte KATZ (1969) den Aufbau der Front (Abb. 1.11c): Sie erscheint dabei als geneigte scharfe Übergangszone zwischen einer warmen salzreichen Wassermasse II und einer kälteren salzarmen Wassermasse I, die lediglich durch das Vordringen einer Zunge der Wassermasse I in die Wassermasse II gestört wird. Unterhalb dieser beiden Wasserkörper identifizierte er eine Wassermasse III, die er als Mischwasser aus I, II und IV interpretiert. Wassermasse IV schließlich ist der bereits erwähnte homogene Wasserkörper. Die Beschaffenheit der von KATZ (1969) gewonnenen CTD-Daten und die darauf basierende Wassermassenanalyse liefern eine einfache einprägsame Skizze der Struktur einer Front zwischen zwei Wassermassen. Ein komplizierteres Bild der am Aufbau einer Front beteiligten Wasserkörper ergab eine Wassermassenanalyse in der bereits erwähnten Frontenuntersuchung von JOHANNESSEN et al. (1977). Senkrecht zur Front orientierte Vertikalschnitte der Dichte

MEAN CURRENTS AT THE POLAR FRONT NOA'83
DEPTH RANGE: 22m to 53m
TEMPERATURE/°C ON CONSTANT $\sigma_t - 26.8 \text{ kgm}^{-3}$
30.6.83 - 9.7.83

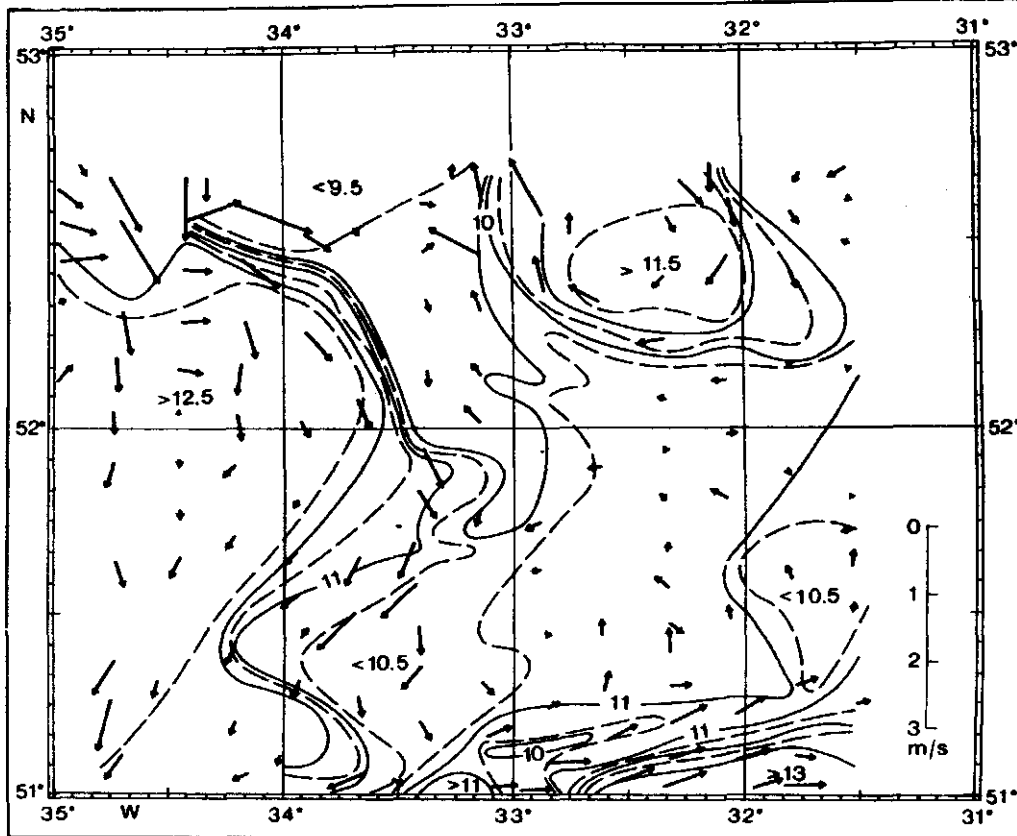


Abb. 1.10

Vergleich der Strukturen von Temperatur auf einer σ_t -Fläche und Strömungen an der Nordatlantischen Polarfront (FIEKAS, 1986). Die Strömungen wurden mit einem akustischen Doppler-Sonar-Strömungsmesser kontinuierlich in 63 Schichten zwischen dem Schiffsboden und ca. 200 m Tiefe registriert. Die in dieser Abbildung dargestellten Strömungsvektoren stellen gemittelte Strömungen im Tiefenbereich zwischen 22 m und 53 m dar.

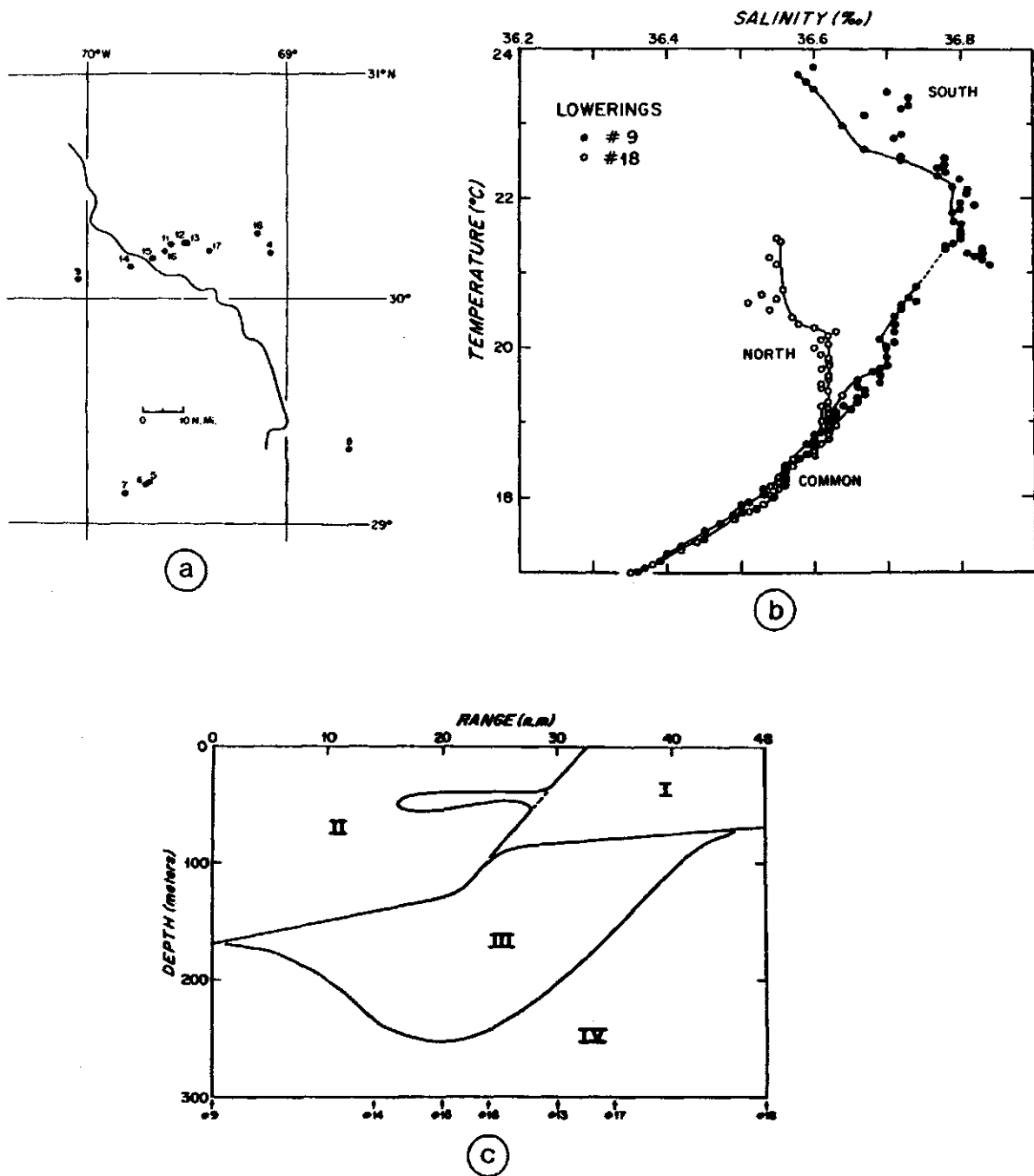


Abb. 1.11

Wassermassenanalyse in der Umgebung einer Front in der Sargassosee (KATZ, 1969)

- a) Positionen der CTD-Stationen. Die Orientierung der Front ist durch den Verlauf der 19°C-Isotherme in 112 m Tiefe skizziert.
- b) T-S-Diagramm der CTD-Stationen 9 und 18. Dargestellt ist die T-S-Relation in den obersten 500 m.
- c) Skizze des CTD-Schnitts. Stationsnummern sind unten markiert. I = nördliche Wassermasse, II = südliche Wassermasse, III = Mischwasser aus I und II, IV = Tiefenwasser

und des Salzgehalts (Abb. 1.12) lassen die Position der Front deutlich am Dichtegradienten an der Meeresoberfläche erkennen (Abb. 1.12a). Eine T-S-Analyse ergab im Gegensatz zu KATZ (1969) drei unmittelbar am Aufbau der Front beteiligte Wassermassen. Die dritte Wassermasse ist oberhalb 100 m durch einen besonders hohen Salzgehalt $> 38.5 \text{ ‰}$ charakterisiert. JOHANNESSEN et al. (1977) vermuten, daß dieses salzreiche Wasser aus größerer Entfernung durch den Frontenjet advektiert worden ist. Spekulationen, daß dieses Wasser durch Vertikalbewegung aus größeren Tiefen zur Oberfläche gebracht worden sein könnte, wurden anhand der T-S-Relation widerlegt. Beobachtungen einer solchen **advektiven Zunge**, d.h. einer Wassermasse, deren T-S-Charakteristik atypisch für das Meßgebiet ist, werden auch in anderen Studien dokumentiert.

Gezielte Untersuchungen der Struktur von MPV-Fronten erfordern Bestimmungen des **Vertikalabstands zwischen Isopyknen** und der **relativen Vorticity ζ** . Ungeachtet der oben erwähnten Schwierigkeiten, diese Quantitäten zu erfassen, wurden im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 133 an der Universität Kiel dahingehende Feldexperimente an der nordatlantischen Polarfront durchgeführt. FISCHER (1986) verglich entlang des in Abb. 1.8a markierten Schnittes die Abstands-anomalie H' / \bar{H} zwischen benachbarten Isopyknen mit der relativen Vorticity ζ an der Meeresoberfläche, die aus Strömungsmessungen ermittelt worden ist. \bar{H} ist dabei der über den Schnitt gemittelte Abstand H zwischen benachbarten Isopyknen und $H' = H - \bar{H}$ die Abweichung des tatsächlichen Abstands H vom mittleren Abstand \bar{H} . H' / \bar{H} ist also ein relatives Maß für die Abstandsmodulation. Abb. 1.13b zeigt Isoplethen von H' / \bar{H} und Abb. 1.13a die Verteilung der relativen Vorticity an der Meeresoberfläche. Man erkennt deutlich eine Korrelation zwischen H' / \bar{H} und der relativen Vorticity. ζ liegt teilweise in der gleichen Größenordnung wie f ($f = 1.13 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$). Positives H' / \bar{H} herrscht dort vor, wo ζ positiv (zyklonal) ist, negatives H' / \bar{H} , wo ζ negativ (antizyklonal) ist. Besonders große Abstände zwischen Isopyknen sind also mit zyklonaler und besonders kleine Abstände mit antizyklonaler relativer Vorticity korreliert. Aus Messungen des Isopyknenabstands H und der lokalen relativen Vorticity ζ ergibt sich prinzipiell die Möglichkeit, die potentielle Vorticity auf Isopyknen, IPV (= isopycnic potential vorticity) und damit letztendlich die Struktur von MPV-Fronten bestimmen. Derartige Untersuchungen sind aber bis jetzt noch nicht erfolgreich unternommen worden.

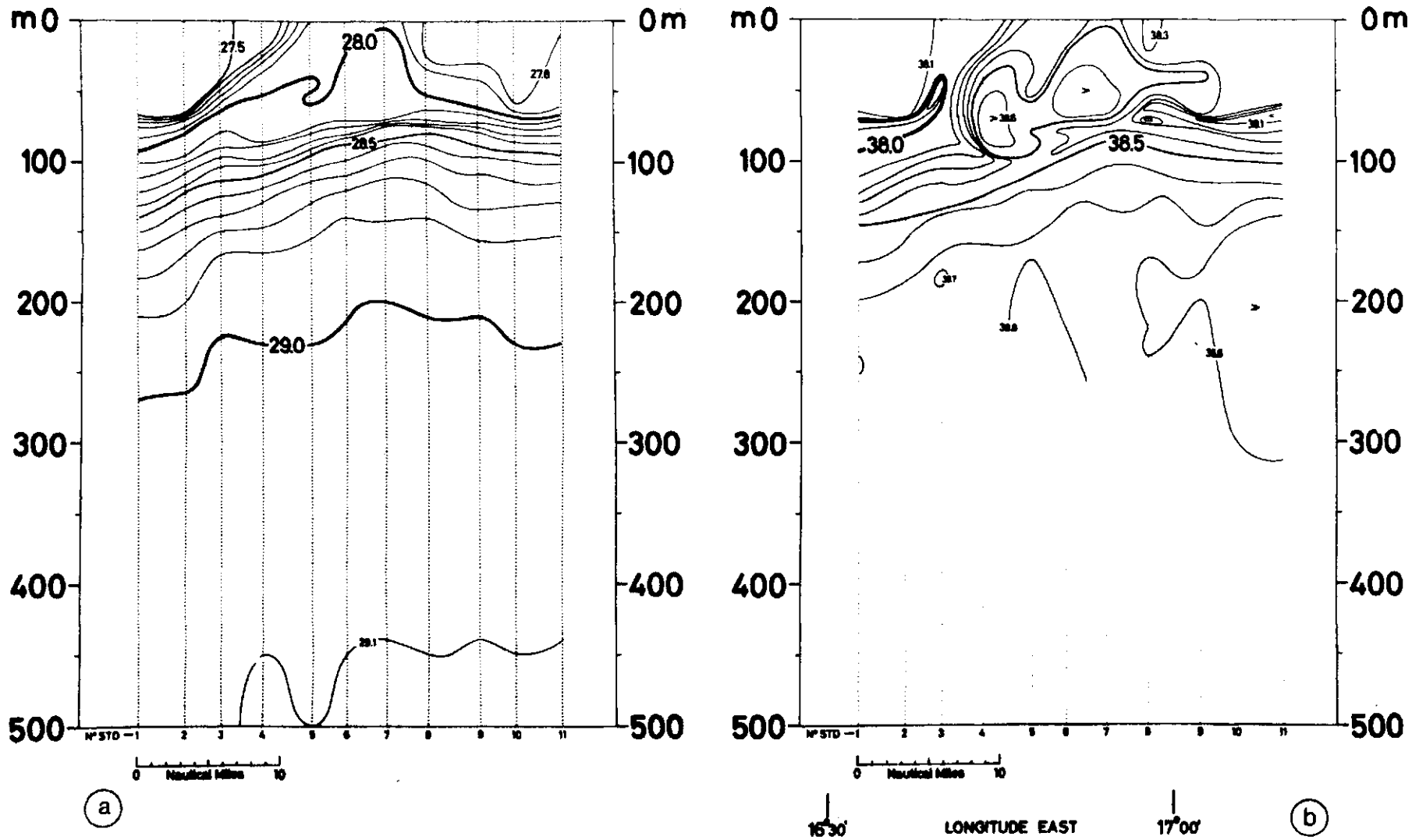


Abb. 1.12

Vertikalschnitte von (a) Dichte in σ_t -Einheiten und (b) Salzgehalt in ‰ senkrecht zu einer Front im Mittelmeer (JOHANNESSEN et al., 1977). Die Positionen der STD-Stationen sind auf der unteren Achse markiert.

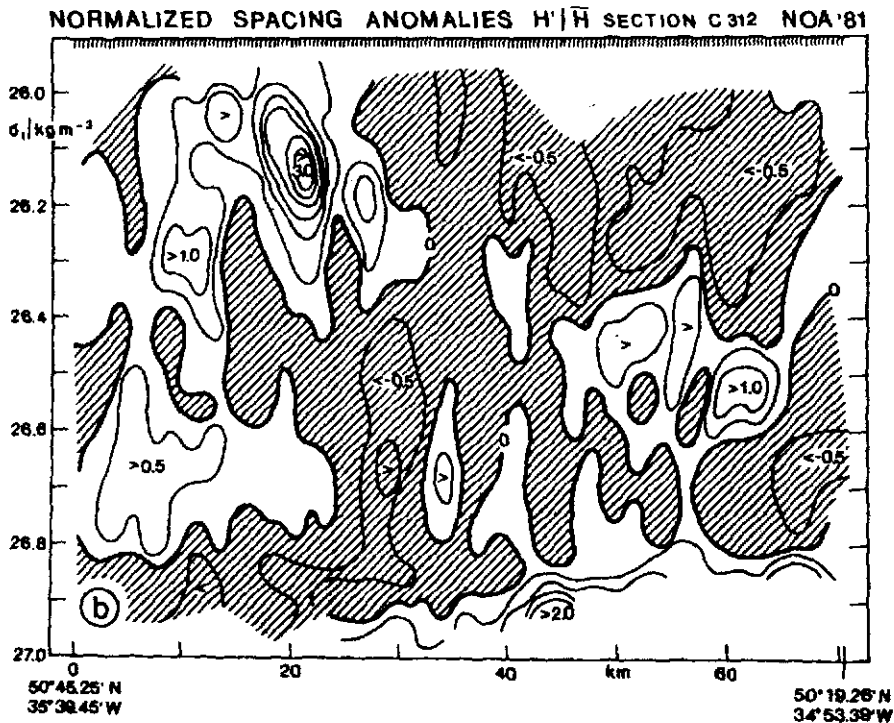
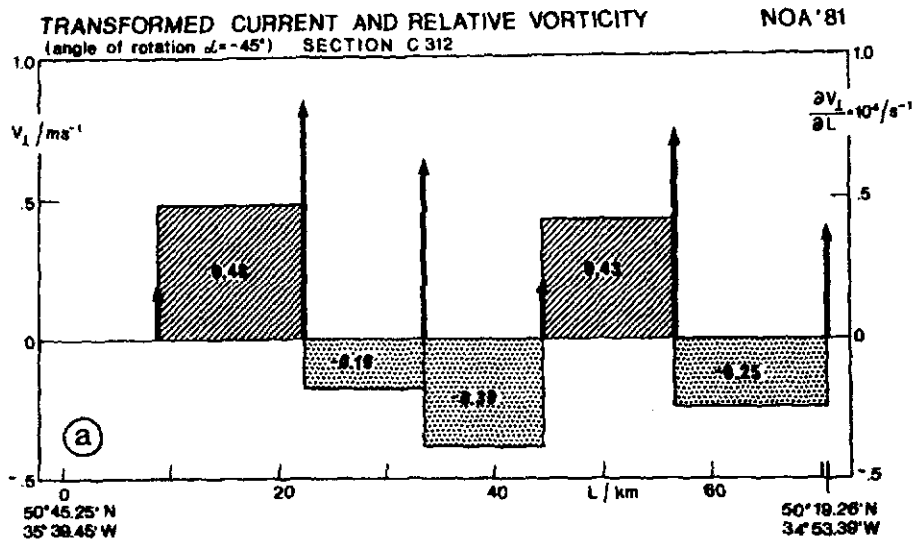


Abb. 1.13: (aus FISCHER, 1986)

- a) Oberflächenströmungen und relative Vorticity entlang eines Schnitts an der nordatlantischen Polarfront im Sommer 1981.
 v_{\perp} ist die Strömungskomponente senkrecht zum Schnitt (Jet).
- b) Vertikalstruktur der normalisierten Abstandsanomalie H'/\bar{H} zwischen Iso-pyknen entlang des selben Schnitts.
 \bar{H} ist der über den gesamten Schnitt gemittelte Abstand zwischen zwei Iso-pyknen und H' die lokale Abweichung des Abstands von \bar{H} .

Die Schnittposition ist in Abb. 1.8a eingezeichnet.

Aus der Modulation des Isopyknenabstands läßt sich die Forderung nach Zonen unterschiedlicher **statischer Stabilität** im Bereich einer MPV-Front ableiten. Zusammen mit der vertikalen Stromscherung drückt sich die statische Stabilität in der **Richardson-Zahl** aus, die Auskunft darüber gibt, ob Scherungsinstabilität wahrscheinlich ist. Scherungsinstabilität ist ein Mechanismus, der zum Abbau einer Front führen kann. Regionen unterschiedlicher statischer Stabilität beiderseits der Front sind deutlich in Abb. 1.12a erkennbar. (Inwieweit die in Station 5 diagnostizierte statische Instabilität der Realität entspricht, bleibt fragwürdig.) JOHANNESSEN et al. (1977) bestimmten an dieser Front auch die geostrophische Richardson-Zahl (d.h. die vertikale Stromscherung wird durch die Scherung der geostrophisch berechneten Strömung ersetzt) und erhielten Werte zwischen 2 und 5. Die Richardson-Zahl liegt also durchaus in einem Größenordnungsbereich, der Scherungsinstabilität möglich erscheinen läßt. Neben der Scherungsinstabilität kann auch **Doppeldiffusion** zur Abschwächung von Fronten führen. Dahingehende Untersuchungen wurden von SCHMITT und GEORGI (1982) im nordatlantischen Strom durchgeführt. Sie konnten zeigen, daß die bereits erwähnten im Bereich von Fronten auftretenden Temperatur- und Salzgehaltsinversionen ein Potential für den Abbau der Fronten durch doppel-diffusive Instabilität darstellen. Weitere frontolytische Mechanismen sind **barotrope und barokline Instabilität**. Der in zahlreichen Frontenstudien dokumentierte mäandrierende Verlauf von Fronten läßt vermuten, daß zumindest eine dieser Instabilitäten häufig präsent ist. Untersuchungen von Mäandern beschränkten sich in erster Linie auf Bestimmungen ihrer Wellenlängen und Amplituden. Daraus geht hervor, daß sowohl besonders kurze Wellenlängen von etwa 8 km und kleine Amplituden von einigen Kilometern (siehe Abb. 1.6) als auch Wellenlängen und Amplituden auftreten können, die im Größenordnungsbereich einiger hundert Kilometer liegen (Abb. 1.8a und 1.10). Andere Beobachtungen belegen die Existenz von Wellenlängen und Amplituden, die zwischen diesen beiden Extrema liegen (BRISCOE et al., 1974; VAN WOERT, 1982).

1.2.4 Die Bedeutung mesoskaliger Fronten

Nimmt man an, daß der in Abschnitt 1.2.1 skizzierte zur Bildung von MPV-Fronten führende Mechanismus der Realität entspricht und die in Abschnitt 1.2.3 an Fronten beobachteten Phänomene ebenfalls für MPV-Fronten zutreffend sind, dann ergibt sich folgendes Bild: MPV-Fronten sind Konfluenzzonen, die im Deformationsfeld synoptischskaliger Wirbel entstehen. Das Deformationsfeld wirkt verstärkend auf den absoluten gyreskaligen IPV-Gradienten und schafft Zonen verstärkter Baroklinität mit hohen horizontalen Stromgeschwindigkeiten und beträchtlicher Vertikalzirkulation, die sich u.a. in starker horizontaler Variabilität der Deckschichttiefe widerspiegelt. Die relative Vorticity liegt in der gleichen Größenordnung wie der Coriolisparameter f , d.h. die Rossby-Zahl liegt im Bereich von 1. Der unmittelbare Frontenbereich ist durch starke Variabilität der statischen Stabilität gekennzeichnet, verursacht durch Modulationen des Isopyknenabstands. Zusammen mit beträchtlicher vertikaler Stromscherung ist Scherungsinstabilität ($Ri \sim 1$) wahrscheinlich. MPV-Fronten sind Regionen verstärkter Thermo- und Haloklinität (Definition analog wie Thermoklinität), Inversionen von Temperatur und Salzgehalt treten vermehrt auf. Barotrope und/oder barokline Instabilität führen zur Bildung von Mäandern. MPV-Fronten sind "transiente" Phänomene, d.h. ihre Lebensdauer liegt im Bereich von Wochen.

Aus dieser bewußt sehr grob gehaltenen Skizzierung der Struktur von MPV-Fronten ergeben sich nun weitreichende Konsequenzen, die im folgenden näher diskutiert werden sollen.

MPV-Fronten prägen Struktur und Dynamik der turbulent durchmischten Deckschicht und damit die Struktur der Grenzfläche zwischen Ozean und Atmosphäre. Auf- und Abtriebseffekte sowie unterschiedliche horizontale Advektion resultieren in starken horizontalen Temperaturgradienten an der Meeresoberfläche, die bedeutsam für regionale Unterschiede im latenten Wärmefluß und im langwelligen Strahlungsfluß sind. Diese Flüsse sind signifikante Bestandteile des Wärmehaushalts der Deckschicht. Regionale Variationen der statischen Stabilität bedingen unterschiedliche Entrainment-/Detrainment-raten und beeinflussen damit Prozesse, die zu einer Vertiefung/Verflachung der Deckschicht führen.

Die dreidimensionale Struktur des IPV-Felds in der saisonalen Sprungschicht wird während der frühjährlichen Verflachung der Deckschicht erzeugt (WOODS,

1985a). Abb. 1.14 zeigt den Verlauf der maximalen Deckschichttiefe und die Vertikalstruktur des Dichtefelds, die aus der Integration eines eindimensionalen Deckschichtmodells gewonnen wurden (WOODS und BARKMANN, 1986). Dieses Deckschichtmodell wird durch klimatologische Energieflüsse an der Meeresoberfläche angeregt und über einen Zeitraum von fünf Jahren entlang der in der kleinen Skizze markierten Trajektorie integriert. Man erkennt, daß während der Formation der saisonalen Sprungschicht im Frühjahr die IPV-Struktur (d.h. der Isopyknenabstand) "eingefroren" wird. Die Zeitpunkte des "Abtauchens" einzelner Isopyknen werden durch die momentane Tiefe der turbulent durchmischten Deckschicht bestimmt. Da aber, wie oben beschrieben, MPV-Fronten einen Einfluß auf die Dynamik der Deckschicht und damit auch auf deren momentane Tiefe ausüben, kann der Zeitpunkt des Abtauchens einer Isopykne durch die Existenz einer MPV-Front zeitlich verschoben werden und damit auch die eingefrorene IPV vom klimatologischen Mittel abweichen. Die in Abb. 1.14 betrachtete Wassersäule kreuzt im zweiten Jahr ihrer Integration die klimatologische Nulllinie des Netto-Oberflächenwärmeaustauschs südwärts, d.h., während der nächsten Jahre ist die Wärmebilanz der Wassersäule positiv. Deshalb reicht die winterliche Vertikalkonvektion nicht mehr so tief wie in den ersten beiden Wintern (~ 250 m), sondern nur noch bis zu Tiefen zwischen 50 und 100 Metern. Dadurch (und zusätzlich durch "Ekman pumping") bestimmt die im letzten Frühjahr generierte IPV-Verteilung der saisonalen Sprungschicht nun die IPV-Struktur der permanenten Sprungschicht. Dieser Vorgang, obwohl hier nur stark vereinfacht dargestellt, ist somit von erheblicher Bedeutung für die Erneuerung des Wassers in der permanenten Sprungschicht ("thermocline ventilation", LUYTEN et al., 1983; WOODS, 1985a).

MPV-Fronten generieren **Senken für zweidimensionale turbulente kinetische Energie und potentielle Enstrophie**. Beobachtete Richardson-Zahlen in der Größenordnung von 1 deuten an, daß hier zweidimensionale turbulente Energie durch Scherungsinstabilität in dreidimensionale turbulente kinetische Energie transformiert und schließlich durch molekulare Viskosität dissipiert wird. Durch das bei diesem Vorgang auftretende Überschlagen von Dichteflächen wird gleichzeitig die potentielle Vorticity eines Wasserpakets neu definiert und damit die Kaskade potentieller Enstrophie zu höheren Wellenzahlen abgebrochen. Eine weitere Senke für potentielle Enstrophie ist Doppeldiffusion: Die in der Nähe von Fronten häufig registrierten Inversionen in Temperatur- und Salzgehaltsprofilen bilden ein Potential für den Abbau

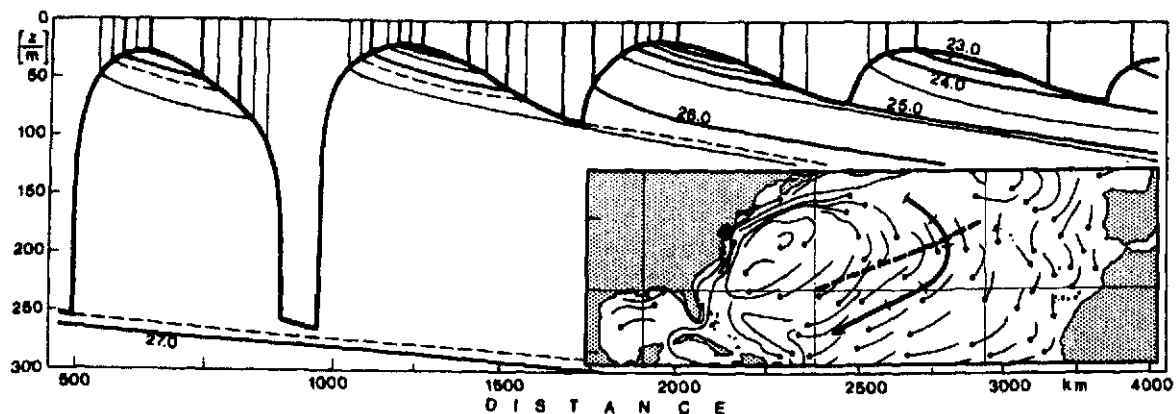


Abb. 1.14

Verlauf der maximalen täglichen Deckschichttiefe und Isopyknen als Ergebnis einer fünfjährigen Integration eines eindimensionalen Deckschichtmodells entlang der in der kleinen Skizze markierten Trajektorie (WOODS und BARKMANN, 1986). Abstände zwischen Strichmarken auf der Trajektorie entsprechen einem Jahr.

Im Modell wurde die vereinfachende Annahme gemacht, daß die betrachtete Wassersäule barotrop advektiert wird. Energieflüsse an der Meeresoberfläche (außer der kurzwelligen Strahlung) wurden durch monatlich beobachtete Mittelwerte vorgegeben, die kurzwellige Strahlung mit dem Modell von HORCH et al. (1983) berechnet. Die in der kleinen Skizze markierte gestrichelte Linie kennzeichnet den Verlauf der Nulllinie des Nettooberflächenwärmehaustauschs.

der Dichteschichtung durch doppeldiffusive Instabilität. MPV-Fronten erscheinen somit als ein letztes Glied in der zweidimensionalen Kaskade turbulenter kinetischer Energie und potentieller Enstrophie, indem sie die Voraussetzungen für das Wirken diabatischer Prozesse schaffen, die schließlich zur Dissipation von turbulenter kinetischer Energie und potentieller Enstrophie führen.

Vertikalbewegungen an MPV-Fronten sind bedeutsam für das **marine Leben**: Auftriebsprozesse sorgen für eine ständige Nachführung von Nährstoffen in die euphotische Zone; dies kann die Primärproduktion positiv beeinflussen (WOLF, 1985). Eine Steigerung der Primärproduktion bewirkt gleichzeitig eine Veränderung der Attenuation in den oberen Wasserschichten (DÖRRE, 1985), was wiederum Rückwirkungen auf die Deckschichtdynamik haben kann (HORCH et al., 1983).

Schließlich sei noch die Bedeutung der MPV-Fronten für das **Fortschreiten interner Wellen** und die **Schallausbreitung im Meer** erwähnt: OLBERS (1981) konnte zeigen, daß Dichtefronten als "Wellenleiter" für interne Wellen wirken. Die von RODEN (1981) dokumentierte Modifikation der Schallgeschwindigkeit an Dichtefronten kann zur Refraktion von Schallstrahlen führen und beeinflusst somit meßtechnische Verfahren, die sich die Schallausbreitung im Meerwasser zunutze machen (Sonar, akustische Tomographie).

1.3 Modellierung mesoskaliger Fronten

1.3.1 Notwendigkeit von Modellen

Im ersten Teil des Abschnitts 1.2.3 sind bereits die Schwierigkeiten angesprochen worden, Struktur und zeitliche Entwicklung von MPV-Fronten meßtechnisch zu erfassen. Diese Probleme sind jedoch nicht der einzige Aspekt, der die Simulation von MPV-Fronten mit Modellen notwendig erscheinen läßt. In diesem Abschnitt sollen nun weitere Gesichtspunkte diskutiert werden, die die Limitierungen meßtechnischer Verfahren aufzeigen, Einblicke in die Dynamik von MPV-Fronten zu gewinnen.

Da MPV-Fronten kurzlebige Phänomene mit relativ geringer horizontaler Erstreckung sind, ist es bereits ein Problem, sie überhaupt erst einmal zu finden. Mit großer Wahrscheinlichkeit wird man sie in Zonen starker Wirbelaktivität wie z.B. im Nordatlantischen Strom antreffen. Eine genauere Loka-

lisierung einer solchen Front kann mittels vom Schiff geschleppten kontinuierlich messenden Systemen wie dem Kieler "SEA-ROVER" (BAUER et al., 1985) vorgenommen werden. Allerdings erfordert dies viel kostbare Schiffszeit. Eine andere Möglichkeit, MPV-Fronten aufzuspüren, ergibt sich durch die Bestimmung von Temperaturverteilungen an der Meeresoberfläche durch Satellitenfernerkundung. Mit dieser Methode evtl. entdeckte Thermalfronten lassen aber nicht unbedingt auf das Vorhandensein einer MPV-Front schließen. Außerdem sind gerade die wirbelaktiven Zonen mittlerer Breiten häufig wolkenbedeckt und entziehen sich Fernerkundungsmethoden. Die bereits erwähnte Problematik, Strömungen direkt zu messen, lassen die Anwendung indirekter Methoden angebracht erscheinen, wie z.B. die dynamische Methode zur Bestimmung des horizontalen Geschwindigkeitsfelds und die Ableitung von Vertikaltransporten aus der Horizontaldivergenz. Rossby-Zahlen in der Größenordnung von 1 deuten aber auf nicht zu vernachlässigende ageostrophische Transporte hin, die mit der dynamischen Methode nicht erfaßt werden können. Die Berechnung von Vertikalgeschwindigkeiten aus der Horizontaldivergenz wiederum erfordert exakte Kenntnis des horizontalen Strömungsfelds.

Die physikalische Interpretierbarkeit von Meßergebnissen ist begrenzt. Dies insbesondere dadurch, daß die Zeitskala der Dauer einer Frontenvermessung mit einem Schiff in der gleichen Größenordnung wie die Zeitskala der Änderung des synoptischskaligen Umfelds liegt (Wochen). Dies führt dazu, daß zeitliche und räumliche Variabilität nicht mehr hinreichend voneinander getrennt werden können.

Aufgrund dieser Begrenzungen meßtechnischer Verfahren und der Interpretierbarkeit der Meßergebnisse existieren bisher nur verschwommene Vorstellungen über das Zustandekommen, die Struktur und zeitliche Entwicklung von MPV-Fronten. Bisher vorliegendes Beobachtungsmaterial gibt zwar einen Einblick in die Vielfalt und Qualität der an Fronten vorkommenden Erscheinungen (z.B. Vertikalzirkulation, Inversionen, Deckschichttiefenmodulation, Bänderstrukturen), Erklärungen für ihr Zustandekommen und quantitative Aussagen fehlen bei vielen Phänomenen aber völlig oder sind rein spekulativ. In diesem Punkt helfen Modelle weiter: Unter der Annahme idealisierter Bedingungen und frei von Einflüssen, die bei Meßverfahren limitierend wirken, können sie wertvolle Aufschlüsse über Qualität und Quantität physikalischer Prozesse und ihre Auswirkungen liefern. Voraussetzung dafür

ist jedoch, daß die dem Modell zugrundeliegenden Gleichungssysteme dem zu untersuchenden Problem angepaßt sind und sinnvolle Anfangs- und Randbedingungen vorgegeben werden.

Im folgenden Abschnitt (1.3.2) sollen nun bisher vorliegende Modelle vorgestellt werden, die sich mit Genese und Dynamik ozeanischer Fronten befassen. Da, wie schon in Abschnitt 1.2.1 angedeutet, Fronten in Ozean und Atmosphäre möglicherweise durch gleichartige frontogenetische Mechanismen erzeugt werden, faßt Abschnitt 1.3.3 die Ergebnisse atmosphärischer Frontogenesemodelle zusammen. Im Abschnitt 1.3.4 schließlich sollen mittels Schlußfolgerungen aus existierenden Modellen und Frontenbeobachtungen die Anforderungen bzgl. der Eigenschaften und Struktur eines numerischen Modells klar umrissen werden, mit dem die Erzeugung und Dynamik von MPV-Fronten simuliert werden kann.

1.3.2 Modelle ozeanischer Fronten

Modelle ozeanischer Fronten können in zwei Kategorien eingeteilt werden: Modelle, die den Prozeß der Entstehung von Fronten simulieren (Frontogenesemodelle) und Modelle, die Aufschluß über die Dynamik bereits existierender Fronten geben.

Frontogenesemodelle klassifiziert man zweckmäßigerweise nach den erregenden Faktoren, die primär zur Erzeugung der modellierten Fronten führen. Danach kann man zwischen fünf Modelltypen unterscheiden:

- Modelle, die die Bildung von Auftriebsfronten an den Berandungen der Ozeanbecken beschreiben, wurden z.B. von HURLBURT und THOMPSON (1973), BLECK (1978a) und CHIEN-FOO (1981) vorgestellt. HURLBURT und THOMPSON (1973) untersuchten dieses Problem mit einem zweidimensionalen windgetriebenen Zwei-Schichten-Modell auf der β -Ebene. Die zweidimensionale Modellebene ist dabei senkrecht zur Ostküste eines Ozeanbeckens orientiert. Sie konnten zeigen, daß die anfänglich horizontal verlaufenden Isopyknen an der Küste innerhalb von etwa 30 Tagen die Meeresoberfläche schneiden und dort eine Dichtefront entstehen lassen. Angeregt wird dieser Prozeß durch winderzeugte horizontale Divergenz des Strömungsfelds. BLECK (1978a) modellierte diesen Vorgang an der Westküste eines Ozeanbeckens mit einem dreidimensionalen nichtlinearen adiabatischen Vier-

Schichten-Modell auf der β -Ebene, das durch einen antizyklonalen Windstreß angetrieben wird. Im Unterschied zum davor erwähnten Modell dient hier die Dichte als Vertikalkoordinate. Zweck dieses Modells war weniger, Küstenauftrieb realistisch zu simulieren, sondern vielmehr, die Möglichkeiten eines isopyknischen Modells für die Behandlung dieses und artverwandter Probleme aufzuzeigen. CHIEN-FOO (1981) verwendete in einem zweidimensionalen Auftriebsmodell dieselben Gleichungen wie BLECK (1978a), parametrisierte aber zusätzlich diabatische Prozesse wie vertikale Durchmischung des Dichtefelds. Er konnte zeigen, daß eine Auftriebsfront mit einem starken Jet und einer quer zur Front gerichteten Zirkulation innerhalb weniger Tage entsteht.

- DE SZOEKE (1980), CUSHMAN-ROISIN (1981, 1984) und DE RUIJTER (1983) konstruierten Modelle, mit denen die Erzeugung permanenter Fronten im Ozean simuliert wird. Erzeugende Kräfte in diesen Modellen sind windbedingte Konvergenzen des gyreskaligen Strömungsfelds und regionale Unterschiede im Feld der klimatologischen Oberflächenenergieflüsse. CUSHMAN-ROISIN (1981) kombinierte dazu ein zweidimensionales Advektionsmodell mit einem eindimensionalen Deckschichtmodell. Der essentielle frontogenetische Mechanismus in seinem Modell ist dabei der Windstreß, der sowohl horizontale Advektion als auch vertikale Durchmischung bewirken kann. Beide Effekte führen in den Westwindzonen zu einer Erhöhung der Dichte der oberflächennahen Wasserschicht. Dort, wo östliche Winde vorherrschen, sind sie gegeneinander gerichtet, da hier die windgetriebene Strömung leichteres Wasser advektiert. In der Konvergenzzone dieser süd- und nordwärts gerichteten Triftströme entstehen dann gyreskalige Frontalzonen. Das Modell von DE SZOEKE (1980) ist ähnlich konzipiert. DE RUIJTER (1983) stellte ebenfalls ein advektives Deckschichtmodell vor, erlaubte aber regional unterschiedliche Oberflächenenergieflüsse. Diese Flüsse produzieren einen horizontalen Gradienten der Deckschichttiefe und - kombiniert mit einem windgetriebenen Transport - führt dies zur Erzeugung von Fronten durch Zusammenführen von Wasserkörpern mit verschiedener Deckschichttiefe und -temperatur. CUSHMAN-ROISIN (1984) bezweifelt, daß allein die Ekman-Konvergenz zur Erzeugung von permanenten subtropischen Fronten führen kann. Mit einem analytischen Modell demonstrierte er die Möglichkeit, daß diese Fronten das Produkt divergenter thermisch bedingter geostrophischer Strömungen auf der β -Ebene sind.

- Modelle, die die Präsenz von Fronten an Schelfrändern und Rändern von Flachwassergebieten zu erklären versuchen, sind die von ENDOH (1977) und GARWOOD et al. (1981). Diese Fronten sind das Produkt unterschiedlicher Wasser- und Energiebilanzen in Flachwassergebieten und im offenen Ozean. Flachwassergebiete werden oft durch Frischwasserzufuhr ausgesüßt und zeigen einen stärkeren Jahresgang der Temperatur als Wassermassen des offenen Ozeans. ENDOH (1977) untersuchte dieses Problem mit einem zweidimensionalen rotationsfreien Modell mit variabler Bodentopographie. Er konnte zeigen, daß einerseits durch unterschiedliche Oberflächenenergieflüsse in den Flach- und Tiefwassergebieten und andererseits durch Frischwasserzufuhr vom Festland Dichtefronten an der Begrenzung zwischen diesen beiden Wasserkörpern entstehen. GARWOOD et al. (1981) konnten den gleichen Effekt mit einem eindimensionalen Deckschichtmodell erzielen. Sie untersuchten den Responz dieses Modells auf unterschiedliche Wittersituationen und simulierten damit den Jahresgang der Front, die die Große und Kleine Bahama-Bank (Flachwassergebiete) umgibt. Vom Konzept her ähnlich sind

- Modelle, mit denen die Entstehung und Position gezeiteninduzierter Fronten in Flachwassergebieten simuliert wird. Diese Fronten sind das Resultat aus dem Zusammenwirken von Gezeitenstromturbulenz und Bodentopographie. Starke Gezeitenströme sorgen in flachen Meeresgebieten für eine permanente Durchmischung der Wassersäule und verhindern den Aufbau einer sommerlichen Schichtung. Mittels eines Kriteriums, das aus der Strömungsgeschwindigkeit der Gezeit und der Wassertiefe abgeleitet werden kann, konnten SIMPSON et al. (1978) sowie FEARNHEAD (1975) die Übergangsbereiche zwischen durchmischten und geschichteten Wasserkörpern und damit die Position von Fronten rund um die Britischen Inseln recht genau (d.h. übereinstimmend mit Beobachtungen) fixieren.

- Das bisher einzige Modell, das die Erzeugung von Fronten im Deformationsfeld synoptischskaliger Wirbel beschreibt, ist das von MACVEAN und WOODS (1980, im folgenden als MW bezeichnet). MW simulierten mit diesem zweidimensionalen adiabatischen Modell die Entwicklung einer MPV-Front, die dadurch entsteht, daß ein synoptischskaliges Deformationsfeld auf die gyreskalige Baroklinität einwirkt. Innerhalb von drei Tagen entsteht eine Frontalzone, die durch einen starken Dichtegradienten an der Meeresober-

fläche ($\partial\rho/\partial x > 3 \cdot 10^{-3} \text{ kg/m}^{-3}$) und einen Jet mit Spitzengeschwindigkeiten von über 0.45 m/s und beträchtlicher Horizontalscherung ($-0.5 < \zeta/f < 15$) gekennzeichnet ist. Das Modell ist semi-geostrophisch, d.h. es wird angenommen, daß der Jet in geostrophischer Balance mit dem quer zur Front gerichteten Druckgradienten steht. Das zeitabhängige Geschwindigkeitsfeld wird aus dem durch die Deformation veränderten Massenfeld diagnostiziert; die Modellgleichungen sind also nicht prognostisch. Abb. 1.15 zeigt den Zustand des Massen- und Geschwindigkeitsfelds zu drei aufeinanderfolgenden Zeiten. Man erkennt deutlich die Verstärkung der Baroklinität und die Intensivierung des geostrophischen Jets. Im weiteren Verlauf ihrer Studie untersuchten MW den Einfluß der während der Frontogenese erzeugten Zirkulation auf ein passiv advektiertes Temperaturfeld. Sie konnten zeigen, daß aus einer anfänglich schwach vorgegebenen Thermoklinität sich in wenigen Tagen eine scharfe Temperaturfront entwickelt (Abb. 1.16). Im unmittelbaren Bereich des Thermoklinitätsmaximums kommt es dann sogar zur Faltung von Isothermen (= Inversionen im Temperaturprofil). In einer weiteren Anwendung ihres Basismodells wiesen MW nach, daß die während der Frontogenese vorherrschende Zirkulation die Tiefe einer dem Modell passiv überlagerten Deckschicht moduliert. Diesen Vorgang zeigt Abb. 1.17.

Eine sinnvolle Klassifizierung der Modelle, die Aufschluß über die Dynamik bereits existierender Fronten geben, ergibt sich aus der Zielsetzung des Modells.

- Erste Untersuchungen der Zirkulation an stationären Fronten (das sind Fronten, deren Position ortsfest bzgl. der rotierenden Erde ist) führten zur Margules-Gleichung, die von MARGULES (1906) erstmals für Strömungen an atmosphärischen Fronten hergeleitet und von DEFANT (1929) auf das Meer übertragen wurde. Sie beschreibt die horizontalen frontenparallelen Strömungen an einer stationären im dynamischen Gleichgewicht befindlichen Front, die durch die geneigte Grenzfläche zwischen zwei Wasserkörpern mit verschiedenen Dichten repräsentiert wird. Vertikalbewegungen an ozeanischen Fronten wurden erstmals von DEFANT (1961) beschrieben. Grundlage der Theorie ist die Folgerung, daß an Fronten, die sich nicht im stationären Gleichgewicht befinden, horizontale frontenparallele Beschleunigungen auftreten. Diese Beschleunigungen resultieren in Vertikalbewegungen, die versuchen, durch Veränderung der Position der Frontfläche diese in einen

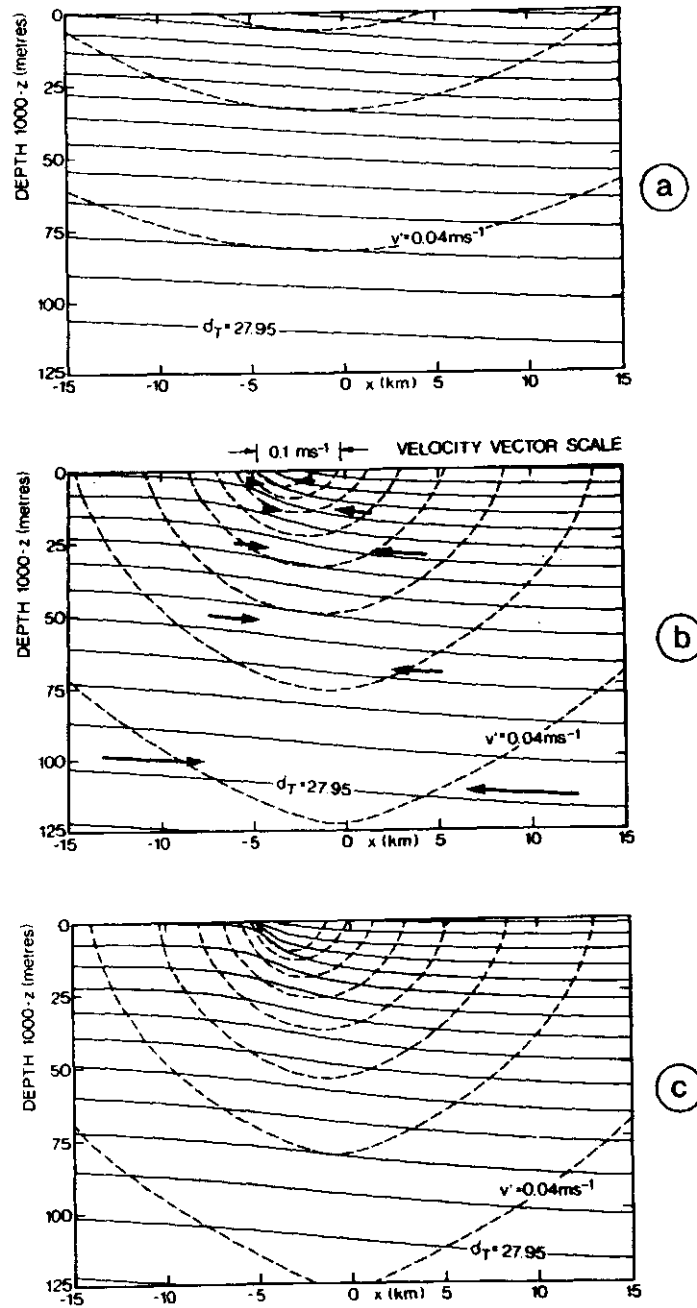


Abb. 1.15

Zeitliche Entwicklung des Massen- und Geschwindigkeitsfelds im Modell von MACVEAN und WOODS (1980)

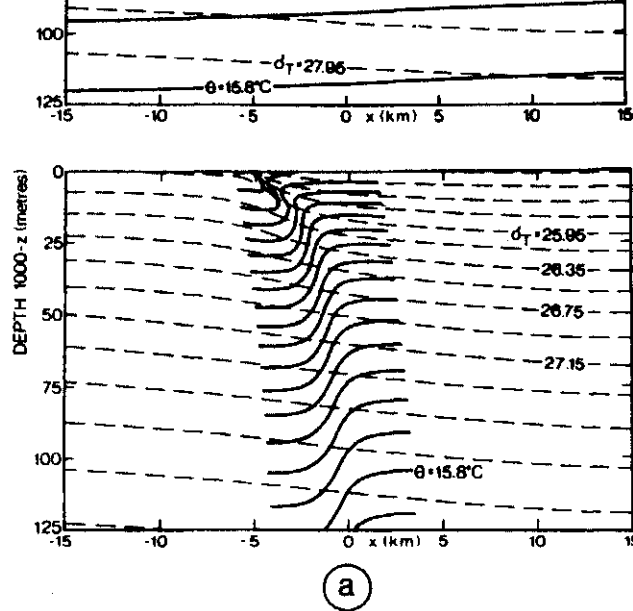
Durchgezogene Isoplethen: Isopyknen; Abstand: 0.2 kg m^{-3}

Gerissene Isoplethen: Isotachen des Jets; Abstand: 0.04 m/s

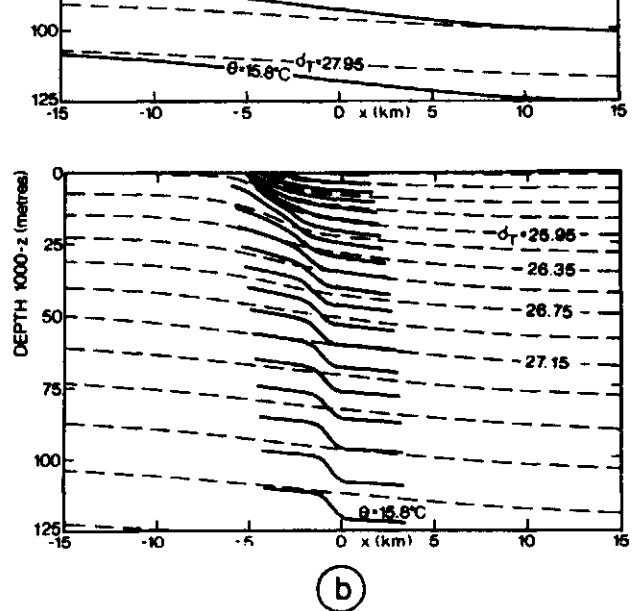
a) Anfangsfeld bei $t = 0 \text{ h}$

b) $t = 57.76 \text{ h}$; Pfeile stellen ageostrophische Geschwindigkeiten dar

c) $t = 83.21 \text{ h}$



(a)



(b)

$t = 83.21 \text{ h}$

Abb. 1.16

Zeitliche Entwicklung eines thermoklinen Felds im Modell von MACVEAN und WOODS (1980)

Durchgezogene Isoplethen: Isothermen; Abstand: 0.8 K bei $t = 0 \text{ h}$, 0.4 K bei $t = 83.21 \text{ h}$

Gerissene Isoplethen: Isopyknen; Abstand: 0.2 kg m^{-3}

Dargestellt ist die Entwicklung zweier Fälle mit verschiedenen Anfangsbedingungen. Die Neigungen von Isothermen und Isopyknen bei $t = 0 \text{ h}$ haben (a) verschiedenes Vorzeichen, (b) gleiches Vorzeichen.

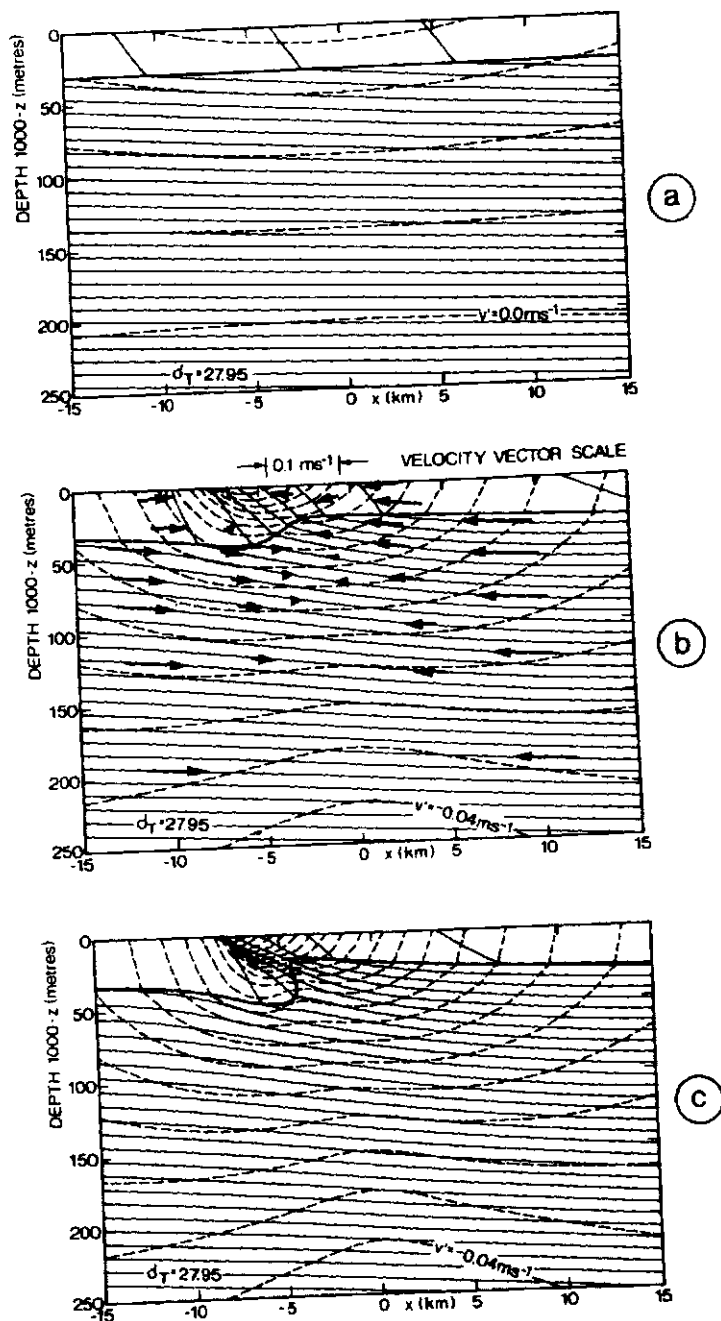


Abb. 1.17

Zeitliche Entwicklung des Massen- und Geschwindigkeitsfelds und der Deck-

schichttiefe im Modell von MACVEAN und WOODS (1980)

Durchgezogene Isoplethen: Isopyknen; Abstand: 0.1 kg m^{-3}

Gerissene Isoplethen: Isotachen des Jets; Abstand: 0.04 m/s

Dicke Linie: Deckschichttiefe

a) Anfangsfeld bei $t = 0 \text{ h}$

b) $t = 57.76 \text{ h}$; Pfeile stellen ageostrophische Geschwindigkeiten dar

c) $t = 77.02 \text{ h}$

Gleichgewichtszustand zu bringen. Anhand mehrerer Fallstudien mit jeweils verschiedenen Dichten und frontenparallelen Beschleunigungen in den zwei Wassermassen beiderseits der Front bietet diese Theorie eine Erklärung für Auf- und Abgleitvorgänge.

- Die Vertikalzirkulation an Fronten, deren Position nicht ortsfest ist, wurde erstmals von RAO und MURTY (1973) berechnet. Grundlage ihrer Studien sind Datensätze, die aus Frontenvermessungen von CROMWELL und REID (1956) sowie VOORHIS und HERSEY (1964) resultieren. Ähnlich wie DEFANT (1961) stellten sie die Front als geneigte Fläche zwischen zwei Wasserkörpern dar, an der die Dichte sich abrupt ändert. Allerdings erlaubten sie zusätzlich, daß sich die Neigung dieser Fläche horizontal und die Dichte der beiden Wassermassen vertikal ändert. Außerdem ließen sie Wandergeschwindigkeiten der Frontfläche bis zu 0.5(!) m/s zu. Ihr theoretischer Ansatz geht von der stationären, linearisierten hydrodynamischen Bewegungsgleichung auf der f -Ebene aus. Turbulente Vermischung wird durch vertikal veränderliche Austauschkoefizienten parametrisiert. Als Ergebnis erhielten sie maximale Vertikalgeschwindigkeiten bis zu 3 mm/s (≈ 300 m/d!) und eine geschlossene Zirkulationszelle in der Vertikal-ebene senkrecht zur Front.

Ein zweidimensionales nichtlineares Modell der Dynamik an instationären ozeanischen Dichtefronten auf der f -Ebene stellte GARVINE (1979a,b) vor. GARVINE konnte das instationäre Problem auf ein stationäres reduzieren, indem er sein Koordinatensystem an die sich bewegende Front anheftete. Ähnlich wie bei DEFANT (1961) ist die zu untersuchende Front durch eine geneigte Grenzfläche zwischen zwei homogenen Wasserkörpern mit verschiedenen Dichten idealisiert dargestellt. Relativbewegung beider Wasserkörper zueinander in der zweidimensionalen Vertikalebene wird vorgegeben. Die Lösungsvielfalt seines Modells stellte GARVINE (1979a,b) in Abhängigkeit eines "Rotationsparameters" P_r dar, der aus dem Verhältnis des baroklinen Rossby-Radius' zu einer dissipativen Längenskala resultiert. Großes P_r bedeutet, daß Rotationseffekte überwiegen, kleines P_r steht für die Dominanz dissipativer Prozesse. Auf diese Weise konnte GARVINE (1979a,b) die Dynamik von Fronten mit verschiedenen Längenskalen studieren, angefangen bei kleinskaligen Flußwasserfronten bis zu großskaligen Fronten der gyreskaligen Zirkulation, wie z.B. der Subtropenfront. Die Ergebnisse zeigen, daß der frontenparallele Jet mit steigendem P_r wächst, während

die senkrecht zur Front gerichtete ageostrophische Geschwindigkeit immer schwächer wird. In gleicher Weise nimmt die Vertikalzirkulation ab, eine Konvergenz der Oberflächenströmungen und daraus resultierende Absinkbewegungen an der Front sind jedoch auch noch im Fall $P_T \rightarrow \infty$ vorhanden. GARVINE (1980) stellt lediglich eine Erweiterung dieses Modells durch die Berücksichtigung thermodynamischer Effekte dar.

Ein nichtlineares, zeitabhängiges zweidimensionales Modell von KAO et al. (1978) simuliert die Bildung und den quasi-stationären Endzustand einer Front auf der f -Ebene, die durch das Einströmen spezifisch leichteren Wassers in eine Umgebung mit spezifisch schwererem Wasser entsteht. Der quasi-stationäre Endzustand wird dadurch erreicht, daß die Bewegung der Front relativ zum schwereren Wasser immer langsamer wird und nach einer Zeitspanne $10/f$ durch Erreichen eines geostrophischen Gleichgewichts nahezu zum Stehen kommt. In diesem Stadium hat sich ein starker Frontenjet gebildet; die quer zur Front gerichtete Geschwindigkeit entspricht etwa $1/10$ der Einströmgeschwindigkeit des leichteren Wassers, die Vertikalgeschwindigkeit an der Front liegt zwischen dem 10^{-3} - und 10^{-4} -fachen der Jetgeschwindigkeit. Die Studien von KAO (1980, 1981) sind eine Anwendung dieses Modells auf den Golfstrom und auf Schelffronten.

- Die Anzahl der Modelle, die hydrodynamische Instabilitäten von Strömungen beschreiben, hat inzwischen einen enormen Umfang angenommen. Es ist deswegen an dieser Stelle nicht möglich, einen vollständigen Überblick zu geben. In diesem Zusammenhang sei auf Lehrbücher wie PEDLOSKY (1979) und GILL (1982) verwiesen. Im folgenden sollen deswegen nur Modelle beschrieben werden, die sich speziell dem Problem der Instabilität von Fronten bzw. Frontenjets zugewandt haben und die Entwicklung und Strukturen von Mäandern detailliert beschreiben.

ORLANSKI und COX (1973) entwickelten ein dreidimensionales nichtlineares Modell auf der β -Ebene, das die Instabilität der Golfstromfront beschreibt. In ihrem 15-Schichten-Modell betrachteten sie die zeitliche Entwicklung eines anfangs geostrophisch balancierten Jets, dem sie ein Störfeld mit kleiner Zufallsamplitude überlagerten. Dadurch angeregt bilden sich innerhalb von acht Tagen Mäander mit einer typischen Wellenlänge von ≈ 120 km heraus. ORLANSKI und COX (1973) konnten zeigen, daß das Wachstum dieser Wellen in den ersten Tagen des Experiments exponentiell verläuft und nach

etwa acht Tagen verschwindet. Eine umfangreiche Energiediagnostik zeigt, daß die kinetische Energie der Wellen in erster Linie dem Reservoir der potentiellen Energie entzogen wird - barokline Instabilität ist also der dominante physikalische Prozeß.

IKEDA (1981) simulierte in einem dreidimensionalen quasi-geostrophischen Zwei-Schichten-Modell die Instabilität eines starken von Westen nach Osten strömenden Jets. Im Gegensatz zu ORLANSKI und COX (1973) ist in seinem Modell potentielle Vorticity eine Erhaltungsgröße. Seine Lösungen beschreiben die Entwicklung von Mäandern und die Abschnürung von zyklonalen und antizyklonalen Wirbeln. Ein Vergleich mehrerer Modellläufe mit und ohne β -Effekt, aber mit den gleichen Anfangsbedingungen, zeigt, daß der Abschnürprozeß durch ein von null verschiedenes β begünstigt wird.

Zum Schluß dieses Abschnitts sei noch das Modell von JAMES (1983) erwähnt. Hier wird in einem dreidimensionalen nichtlinearen Modell die Instabilität einer idealisierten Front in Schelfgebieten simuliert. Das Modellgebiet erstreckt sich über eine Fläche von 30 km x 50 km, die Gitterweite beträgt ca. 1 - 2 km. Die Geschwindigkeit des Frontenjets von ≈ 1 m/s und die Jetbreite von ≈ 10 km lassen auf eine Rossby-Zahl in der Nähe von 1 schließen. Innerhalb von drei Tagen wird der Jet zu einem Mäander von etwa 40 km Wellenlänge deformiert und ein zyklonaler Wirbel abgeschnürt. Dieses Modell wird an dieser Stelle weniger wegen seiner Ergebnisse zitiert, sondern deswegen, weil es das erste Modell darstellt, das die Instabilität einer mesoskaligen Front simuliert. Die geringe Größe des Modellgebiets und die horizontale Auflösung sind nämlich eine Größenordnung kleiner als in den vorher beschriebenen Modellen. Es werden also turbulente Prozesse aufgelöst, die in großskaligen Modellen nur parametrisiert werden.

1.3.3 Frontogenesemodelle der Atmosphäre

Die Untersuchung des Entstehungsprozesses atmosphärischer Fronten mit analytischen und numerischen Modellen hat eine längere Tradition als die Modellierung ozeanischer Fronten. Die Bedeutung horizontaler Deformationsfelder synoptischskaliger Wirbel als primäre Ursache für die Formation von Fronten in der Atmosphäre wurde bereits in den 20er Jahren dieses Jahrhunderts von BERGERON (1928) herausgestellt. Diese Erkenntnis fand Niederschlag in einer Vielzahl von Frontogenesemodellen, die etwa ab Mitte der

50er Jahre in der meteorologischen Literatur veröffentlicht worden sind. Da das Deformationsfeld synoptischskaliger Wirbel möglicherweise auch der essentielle Mechanismus ist, der zur Bildung ozeanischer MPV-Fronten führt, soll an dieser Stelle ein kurzer Überblick über Formulierung und Ergebnisse atmosphärischer Deformationsmodelle gegeben werden. Eine ausführliche Abhandlung über die mathematische Theorie der Frontogenese findet man bei HOSKINS (1982).

Zweidimensionale Modelle, die Frontogenese in einem vorgegebenen großskaligen horizontalen Deformationsfeld beschreiben, wurden erstmals von STONE (1966), WILLIAMS (1968) und WILLIAMS und PLOTKIN (1968) vorgestellt. Diese quasi-geostrophischen Modelle sind zwar in der Lage, die Entwicklung einer "Pseudo-Front" mit starken Temperaturgradienten an der Erdoberfläche zu simulieren, bieten aber keine zeitabhängige Lösung - nur gewisse Grenzfälle werden betrachtet. Darüber hinaus erstrecken sich die modellierten Fronten vertikal - die in der Realität beobachtete Neigung der Frontfläche wird also nicht erfaßt. Eine weitere unrealistische Eigenschaft der Modellfronten besteht darin, daß im unmittelbaren Frontenbereich die relative Vorticity gleich 0 wird, obwohl Beobachtungen zeigen, daß die relative Vorticity dort im allgemeinen maximal ist. Nach WILLIAMS (1972) ist die Hauptursache für diese Schwächen der quasi-geostrophischen Modelle die Tatsache, daß im späteren Stadium der Frontogenese die Rossby-Zahl sehr groß wird ($Ro \approx 1$), so daß die Voraussetzung für Quasi-Geostrophie ($Ro \ll 1$) nicht mehr gegeben ist und ageostrophische Effekte eine dominante Rolle spielen. Diese Erkenntnis führte zur Entwicklung voll-nichtlinearer numerischer Modelle durch WILLIAMS (1972, 1974). Die Lösungen dieser Modelle gleichen weitaus mehr den Strukturen, wie sie an Fronten beobachtet werden; die Frontfläche ist mit der Höhe geneigt und im "Zentrum" der Front produzieren sie eine Region maximaler zyklonaler Vorticity. Die Bildung von Diskontinuitäten, d.h. extrem starken horizontalen Gradienten der potentiellen Temperatur, konnte mit diesen Modellen wegen der limitierten horizontalen Auflösung des Modellgitters (20 km) aber nicht simuliert werden. Einen Ausweg aus dieser Situation bietet die Transformation der Bewegungsgleichungen auf Horizontalkoordinaten, die mit dem großskaligen Deformationsfeld advektiert werden. Damit ergeben sich Vereinfachungen im Gleichungssystem und hohe horizontale Auflösung im Bereich der Dilatationsachse des Deformationsfelds (siehe Abb. 1.4) im fortgeschrittenen Stadium der Fronto-

genese. HOSKINS (1971), HOSKINS und BRETHERTON (1972) und HOSKINS (1974) konnten damit die Entstehung von Diskontinuitäten in Frontalzonen simulieren, obwohl ihre Modelle lediglich auf der semi-geostrophischen Approximation (siehe Abschnitt 1.3.2) basieren. Diese Gleichungen wurden bereits von SAWYER (1956) und ELIASSEN (1962) zur diagnostischen Untersuchung von Vertikalzirkulationen an atmosphärischen Fronten angewendet.

Der nächste Schritt zur realitätsnahen Modellierung atmosphärischer Frontogenese war die Entwicklung von Modellen, in denen die **Bildung von Fronten im Strömungsfeld einer baroklin instabilen Welle** untersucht wird. Im Unterschied zu den oben beschriebenen zweidimensionalen Deformationsmodellen wird hier also nicht ein idealisierter frontogenetischer Mechanismus vorgegeben, sondern das Zirkulationsschema, daß letztendlich zur Bildung von Fronten führt, muß sich vielmehr erst selbst aus einer instabilen Welle heraus entwickeln. Dieses Problem wurde erstmals von WILLIAMS (1967) in einem zweidimensionalen Modell behandelt. Dreidimensionale Modelle wurden u.a. von MUDRICK (1974), HOSKINS und WEST (1979), HOSKINS und DRAGHICI (1977) sowie HOSKINS und CAETANO NETO (1984) vorgestellt. Die Ergebnisse besagen, daß das Strömungsfeld einer baroklin instabilen Welle in der Lage ist, in kurzer Zeit Frontalzonen zu generieren, deren Strukturen generell mit den Vorhersagen der zweidimensionalen Deformationsmodelle übereinstimmen. Das idealisierte horizontale Deformationsfeld scheint somit eine gute Approximation zu sein, Frontogenese realitätsnah zu simulieren.

1.3.4 Anforderungen an ein numerisches Modell

Nach den oben getroffenen Aussagen können nun präzise Anforderungen an die Beschaffenheit eines numerischen Modells gestellt werden, mit dem die Entwicklung und Dynamik von MPV-Fronten im Ozean untersucht werden soll.

- MPV-Fronten sind ein Produkt der zu höheren Wellenzahlen gerichteten Kaskade potentieller Enstrophie im Spektrum ozeanischer Turbulenz. Das dem Modell zugrundeliegende Gleichungssystem sollte also individuelle **Erhaltung von potentieller Vorticity** und **Erhaltung potentieller Enstrophie** garantieren.
- An MPV-Fronten erreicht die Rossby-Zahl Werte in der Nähe von 1. Die Voraussetzung für Quasi-Geostrophie ($Ro \ll 1$) ist also nicht mehr erfüllt.

Semi-geostrophische und diagnostische Modelle produzieren unrealistische Lösungen im späteren Stadium der Frontogenese. Das Modell sollte also **voll-nichtlinear** und **prognostisch** sein.

- MPV-Fronten sind Zonen starker horizontaler Variabilität. Dem sollte durch **hohe horizontale Auflösung** (≈ 1 km) Rechnung getragen werden.

Die Forderung nach individueller Erhaltung potentieller Vorticity bedeutet zwangsläufig starke Einschränkungen für die Struktur des Modells. In erster Linie können diabatische Prozesse nicht berücksichtigt werden. Da die Zeitskala der Frontogenese in der Größenordnung von Tagen liegt, ist die Vernachlässigung diabatischer Abkühlung und Erwärmung des Ozeans in dieser Phase vertretbar. Problematischer ist dagegen die Nichtberücksichtigung turbulenter Vermischung durch Scherungsinstabilität. Hier kann man sich nur auf Ergebnisse des MW-Modells stützen, in denen zum Ausdruck kommt, daß die Richardson-Zahl erst im fortgeschrittenen Stadium der Frontogenese Größenordnungen von 1 erreicht. Fraglich ist auch, inwieweit die Vernachlässigung doppeldiffusiver Vorgänge die Modellergebnisse verfälschen kann. Die Tatsache, daß Temperaturinversionen an Fronten vermehrt beobachtet wurden, deutet zwar einerseits darauf hin, daß Doppeldiffusion bevorzugt in Frontalzonen auftritt; andererseits kann man jedoch davon ausgehen, daß die Existenz von Inversionen überhaupt erst ein Produkt der Frontendynamik selbst ist. Insofern erscheint eine Vernachlässigung diabatischer Veränderungen des Dichtefeldes durch doppeldiffusive Instabilitäten zumindest während der Frontogenese vertretbar.

1.4 Ziele der Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung eines prognostischen, nichtlinearen, adiabatischen numerischen Modells, in dem die potentielle Vorticity eine individuelle Erhaltungsgröße ist. Mit diesem Modell soll die Genese einer MPV-Front im Deformationsfeld synoptischskaliger Wirbel und die Entwicklung von Mäandern auf dieser Front simuliert werden. Sowohl das Frontogenese- als auch das Mäandermodell sollen dazu dienen, tiefere Einblicke in die mesoskalige Dynamik des Ozeans zu gewinnen. Es soll versucht werden, an Fronten beobachtete Phänomene zu erzeugen und eine Erklärung für ihr Zustandekommen zu liefern.

Mit dem Frontogenesemodell soll gezeigt werden, daß ein synoptischskaliges Deformationsfeld in der Lage ist, innerhalb weniger Tage durch absolute Verschärfung eines vorgegebenen gyreskaligen Gradienten der potentiellen Vorticity eine MPV-Front zu erzeugen. Dabei soll insbesondere die zeitliche Entwicklung der horizontalen und vertikalen Strukturen des Massen- und Geschwindigkeitsfelds sowie die Auswirkungen des Frontogeneseprozesses auf die Umverteilung passiv akvektierter Skalare untersucht werden.

Mit dem Mäandermodell soll die zeitliche Entwicklung von Horizontal- und Vertikalstrukturen des Massen- und Geschwindigkeitsfelds einer baroklin/barotrop instabilen MPV-Front untersucht werden. Weiterhin soll das Modell Aufschlüsse über Wachstumsraten und Energieumwandlungsprozesse während der Entwicklung der Instabilität geben. Die Umverteilung passiver Skalare ist ebenso wie beim Frontogenesemodell Gegenstand der Betrachtungen. Zusätzlich sollen Trajektorien markierter Wasserpartikel in der instabilen Front dargestellt werden.

2 DAS FRONTOGENESEMODELL

In diesem Abschnitt wird das numerische Modell vorgestellt, mit dem die Erzeugung von MPV-Fronten simuliert werden soll. Das Modellkonzept mit den zugrundeliegenden Gleichungen, Randbedingungen, technischen Details und Anfangsbedingungen wird in Abschnitt 2.1 beschrieben. Im Abschnitt 2.2 werden die Ergebnisse des grundlegenden Modellaufs FGO (FG = Frontogenese) dargestellt. Anhand dieses Laufs wird ein Eindruck in räumlich/zeitliche Strukturen der sich entwickelnden Front vermittelt und die lokale Dynamik analysiert. Die Abschnitte 2.3 und 2.4 beschreiben die Sensitivität der Modellergebnisse auf verschiedene Anfangsbedingungen der IPV-Struktur und des Temperaturfelds. Im Abschnitt 2.5 schließlich werden die Ergebnisse zusammengefaßt und daraus resultierende Schlußfolgerungen gezogen.

2.1 Formulierung des Modells

2.1.1 Wahl der Vertikalkoordinate

Die Forderung nach individueller Erhaltung der potentiellen Vorticity in den Modellgleichungen kann nur erfüllt werden, wenn die Dichte als Vertikalkoordinate benutzt wird. Die Verwendung einer isopyknischen (d.h. lagrangeschen) Vertikalkoordinate bietet darüber hinaus den Vorteil, daß die Anzahl der Gitterpunkte in der Vertikalen im allgemeinen geringer ist als in eulerschen Modellen, um das gleiche Spektrum barokliner Strukturen aufzulösen. Ein fundamentaler Nachteil isopyknischer Vertikalkoordinaten ist die Tendenz von Isopyknen, in Regionen mit starker Baroklinität nahe der Meeresoberfläche diese zu schneiden. Da die Meeresoberfläche selbst eine Koordinatenfläche darstellt, bedeutet dies einen Schnitt von Koordinatenflächen und verhindert damit die Anwendung von Operatoren in den Differenzgleichungen, die eine Division durch den vertikalen Gitterabstand vorschreiben. Eine Möglichkeit, dieses Problem zu umgehen, besteht darin, den Vertikalabstand zwischen Isopyknen so groß zu wählen, daß ein Schnitt von Koordinatenflächen während der Integrationsdauer des Modells ausgeschlossen werden kann. Dies bedeutet aber, daß vertikale Dichtestrukturen nur noch ungenügend aufgelöst und die für Frontalzonen typischen horizontalen Dichtegradienten an der Meeresoberfläche nicht wiedergegeben werden können.

In diesem Modell wird ein anderer Ausweg gewählt - die Verwendung von Hybridkoordinaten, wie sie von BLECK (1978b, 1979) entwickelt worden sind. Hybridkoordinaten bieten einerseits die Möglichkeit, Modellgleichungen streng isopyknisch anzuwenden, andererseits erlauben sie den Übergang zu einer vertikal eulerschen Darstellung in Regionen, wo die Verwendung isopyknischer Koordinaten die erwähnten Schwierigkeiten bereitet. Da dieser Übergang von isopyknischen zu eulerschen Koordinaten in bestimmten Teilen des Modellgebiets mit dem Verlust der individuellen Erhaltung potentieller Vorticity bezahlt werden muß, stellt die Formulierung in Hybridkoordinaten somit einen Kompromiß zwischen Ansprüchen an die physikalischen Eigenschaften des Modells und numerisch bedingten Notwendigkeiten dar.

2.1.2 Die Modellgleichungen in Hybridkoordinaten

Ein nichtlineares prognostisches Gleichungssystem zur Beschreibung des Massen- und Geschwindigkeitsfelds in verallgemeinerten Vertikalkoordinaten wurde von BLECK (1978b) erstellt. In einem rechtshändigen Koordinatensystem (x, y, s) lauten die Bewegungsgleichungen

$$\left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)_s + \mathbf{v} \cdot \nabla_s u + \dot{s} \frac{\partial u}{\partial s} - fv = -\alpha \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_s - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_s \quad (2.1a)$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)_s + \mathbf{v} \cdot \nabla_s v + \dot{s} \frac{\partial v}{\partial s} + fu = -\alpha \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)_s - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)_s \quad (2.1b)$$

Dabei ist s die verallgemeinerte Vertikalkoordinate (s zeigt positiv nach oben), \dot{s} bedeutet ds/dt , x und y die horizontalen Koordinaten (nicht entlang einer s -Fläche gemessen, sondern in der Projektion auf eine horizontale Fläche), $\mathbf{v} = iu + jv$ ist der horizontale Geschwindigkeitsvektor. Der Index s soll daran erinnern, daß partielle Differentiationen entlang einer s -Fläche ausgeführt werden, somit ist $\nabla_s = i(\partial/\partial x)_s + j(\partial/\partial y)_s$ (weitere Einzelheiten siehe BLECK (1978b)). Die anderen Symbole haben die übliche Bedeutung: t (Zeit), f (Coriolisparameter), α (spezifisches Volumen), p (Druck) und Φ (Geopotential). Die hydrostatische Approximation drückt sich als

$$\frac{\partial \Phi}{\partial s} = - \alpha \frac{\partial p}{\partial s} \quad (2.1c)$$

aus und die Kontinuitätsgleichung lautet

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial p}{\partial s} \right) + \nabla_s \cdot \left(\mathbf{v} \frac{\partial p}{\partial s} \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left(\dot{s} \frac{\partial p}{\partial s} \right) = 0 . \quad (2.2)$$

Individuelle Erhaltung des spezifischen Volumens (ohne Berücksichtigung von Kompressibilität, Diffusion und anderen diabatischen Effekten) wird durch die thermodynamische Gleichung

$$\dot{\alpha} \equiv \left(\frac{\partial \alpha}{\partial t} \right)_s + \mathbf{v} \cdot \nabla_s \alpha + \left(\dot{s} \frac{\partial p}{\partial s} \right) \frac{\partial \alpha}{\partial p} = 0 \quad (2.3)$$

beschrieben.

2.1.3 Das Deformationsfeld

Die Frontogenese wird in diesem Modell durch ein stationäres barotropes Deformationsfeld (Abb. 2.1) angetrieben. Das Deformationsfeld wird durch die Stromfunktion

$$\psi = - \gamma xy \quad (2.4)$$

beschrieben. γ ist die Deformationsrate. Die Deformationsgeschwindigkeiten in x - und y -Richtung sind

$$u_D = \frac{\partial \psi}{\partial y} = - \gamma x \quad (2.5a)$$

$$v_D = - \frac{\partial \psi}{\partial x} = \gamma y . \quad (2.5b)$$

Das Deformationsfeld ist vorticity- und divergenzfrei:

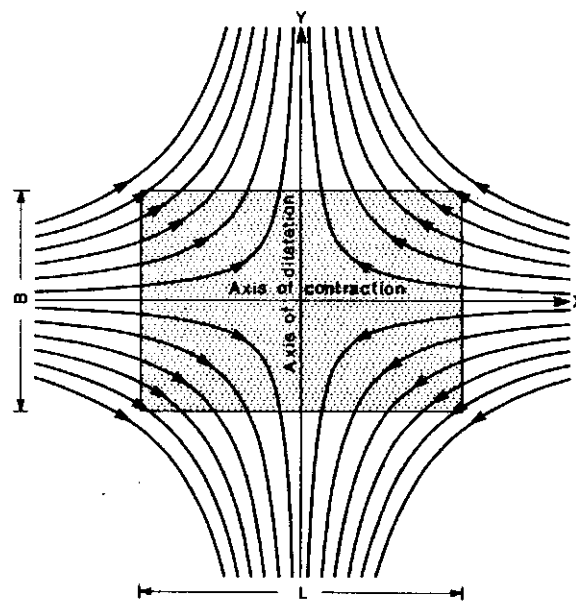


Abb. 2.1

Stromlinien des horizontalen barotropen Deformationsfelds. Das gerasterte Rechteck stellt die Modellbox dar.

$$\frac{\partial v_D}{\partial x} - \frac{\partial u_D}{\partial y} = 0 \quad (2.6a)$$

$$\frac{\partial u_D}{\partial x} + \frac{\partial v_D}{\partial y} = 0 . \quad (2.6b)$$

Ein Rechteck behält somit während der Deformation die Form eines Rechtecks. Die momentane Position $X(t) = (x(t), y(t))$ eines Wasserpartikels mit einer anfänglichen Position $X_0 = (x(t_0), y(t_0))$ ist gegeben durch

$$X(t) = (x(t_0) \cdot e^{-\gamma t}, y(t_0) \cdot e^{\gamma t}), \quad (2.7a)$$

wenn es mit der Deformationsgeschwindigkeit advektiert wird. Die "Querfrontskala" $L_0 = L(t=0)$ schrumpft also während der Deformation zu

$$L(t) = L_0 \cdot e^{-\gamma t} \quad (2.7b)$$

und die "Längsfrontskala" $B_0 = B(t=0)$ dehnt sich auf

$$B(t) = B_0 \cdot e^{\gamma t} \quad (2.7c)$$

aus.

2.1.4 Transformation der Horizontalkoordinaten

Die rechteckige Modellbox ist in das oben beschriebene Deformationsfeld eingebettet (Abb. 2.1). Die Seitenwände sind parallel zur x - bzw. y -Achse orientiert und werden mit der Deformationsgeschwindigkeit advektiert. Die Box wird also in x -Richtung komprimiert und in y -Richtung gestreckt. Da das Interesse lediglich den durch das Deformationsfeld induzierten sekundären Bewegungsvorgängen gilt, ist es angebracht, die Modellgleichungen auf ein Koordinatensystem zu transformieren, das materiell bezüglich des Deformationsgeschwindigkeitsfelds ist. Dies ist gleichbedeutend mit einer Separation des Geschwindigkeitsfelds in einen Deformationsanteil und einen sekundären Anteil

$$u = u_D + u' \quad (2.8a)$$

$$v = v_D + v' \quad (2.8b)$$

und der Suche nach Lösungen für (u', v') . Substitution von (2.8) in die Bewegungsgleichung (2.1) ergibt

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial u'}{\partial t} \right)_s + u_D \frac{\partial u_D}{\partial x} + u' \frac{\partial u_D}{\partial x} + u_D \left(\frac{\partial u'}{\partial x} \right)_s \\ & + u' \left(\frac{\partial u'}{\partial x} \right)_s + v_D \left(\frac{\partial u'}{\partial y} \right)_s + v' \left(\frac{\partial u'}{\partial y} \right)_s + \dot{s} \frac{\partial u'}{\partial s} - f v_D - f v' \\ & = -\alpha \frac{\partial p_D}{\partial x} - \frac{\partial \Phi_D}{\partial x} - \alpha \left(\frac{\partial p_c}{\partial x} \right)_s - \left(\frac{\partial \Phi_c}{\partial x} \right)_s \end{aligned} \quad (2.9a)$$

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial v'}{\partial t} \right)_s + v_D \frac{\partial v_D}{\partial y} + v' \frac{\partial v_D}{\partial y} + v_D \left(\frac{\partial v'}{\partial y} \right)_s \\ & + v' \left(\frac{\partial v'}{\partial y} \right)_s + u_D \left(\frac{\partial v'}{\partial x} \right)_s + u' \left(\frac{\partial v'}{\partial x} \right)_s + \dot{s} \frac{\partial v'}{\partial s} + f u_D + f u' \\ & = -\alpha \frac{\partial p_D}{\partial y} - \frac{\partial \Phi_D}{\partial y} - \alpha \left(\frac{\partial p_c}{\partial y} \right)_s - \left(\frac{\partial \Phi_c}{\partial y} \right)_s . \end{aligned} \quad (2.9b)$$

Dabei wurde von der Tatsache Gebrauch gemacht, daß u_D unabhängig von y und s sowie v_D unabhängig von x und s ist (Gleichung (2.5)). Die Gradienten des Drucks und des Geopotentials auf der rechten Seite von (2.9) sind in einen Anteil (p_D, Φ_D) aufgespalten worden, die das Deformationsgeschwindigkeitsfeld (u_D, v_D) antreiben und einen Anteil (p_c, Φ_c) , die das Geschwindigkeitsfeld (u', v') unterhalten. Aus der Substitution von (u_D, v_D) anstelle von (u, v) in (2.1) folgt deshalb

$$u_D \frac{\partial u_D}{\partial x} - f v_D = -\alpha \frac{\partial p_D}{\partial x} - \frac{\partial \Phi_D}{\partial x} \quad (2.10a)$$

$$v_D \frac{\partial v_D}{\partial y} + f u_D = -\alpha \frac{\partial p_D}{\partial y} - \frac{\partial \Phi_D}{\partial y} . \quad (2.10b)$$

Subtraktion der Gleichungen (2.10) von (2.9) ergibt

$$\left(\frac{\partial u'}{\partial t} \right)_s + u' \left(\frac{\partial u_D}{\partial x} \right)_s + u_D \left(\frac{\partial u'}{\partial x} \right)_s + u' \left(\frac{\partial u'}{\partial x} \right)_s \quad (2.11a)$$

$$+ v_D \left(\frac{\partial u'}{\partial y} \right)_s + v' \left(\frac{\partial u'}{\partial y} \right)_s + s \frac{\partial u'}{\partial s} - f v' = - \left(\frac{\partial M}{\partial x} \right)_s + p_c \left(\frac{\partial \alpha}{\partial x} \right)_s$$

$$\left(\frac{\partial v'}{\partial t} \right)_s + v' \left(\frac{\partial v_D}{\partial y} \right)_s + v_D \left(\frac{\partial v'}{\partial y} \right)_s + v' \left(\frac{\partial v'}{\partial y} \right)_s \quad (2.11b)$$

$$+ v_D \left(\frac{\partial v'}{\partial x} \right)_s + v' \left(\frac{\partial v'}{\partial x} \right)_s + s \frac{\partial v'}{\partial s} + f u' = - \left(\frac{\partial M}{\partial y} \right)_s + p_c \left(\frac{\partial \alpha}{\partial y} \right)_s .$$

$$M(x, y, s) = \alpha p_c + \Phi_c \quad (2.12)$$

ist dabei das von MONTGOMERY (1937) für die isopyknische Analyse eingeführte "Montgomery-Potential". Setzt man voraus, daß das barokline Massenfeld y -unabhängig ist, dann sind u' und v' nur noch Funktionen von x und s und die Ableitungen $(\partial u' / \partial y)_s$, $(\partial v' / \partial y)_s$, $(\partial \alpha / \partial y)_s$ und $(\partial M / \partial y)_s$ verschwinden in (2.11):

$$\left(\frac{\partial u'}{\partial t} \right)_s + u_D \left(\frac{\partial u'}{\partial x} \right)_s + u' \left(\frac{\partial u_D}{\partial x} \right)_s + u' \left(\frac{\partial u'}{\partial x} \right)_s + s \frac{\partial u'}{\partial s} - f v' = - \left(\frac{\partial M}{\partial x} \right)_s + p_c \left(\frac{\partial \alpha}{\partial x} \right)_s \quad (2.13a)$$

$$\left(\frac{\partial v'}{\partial t} \right)_s + v_D \left(\frac{\partial v'}{\partial x} \right)_s + v' \left(\frac{\partial v_D}{\partial y} \right)_s + u' \left(\frac{\partial v'}{\partial x} \right)_s + s \frac{\partial v'}{\partial s} + f u' = 0. \quad (2.13b)$$

Jetzt wird eine Variable \mathfrak{R} definiert, die eine lagrangesche Koordinate für Flüssigkeitselemente darstellt, die mit dem u_D -Feld advektiert werden. Da diese Elemente während des Zeitintervalls t sich von ihrer Anfangsposition $x = x_0$ nach $x = x_0 e^{-\gamma t}$ bewegt haben, ist ihre Koordinate \mathfrak{R} (welche synonym mit der Startposition ist) gegeben durch

$$\mathfrak{R} = x e^{\gamma t}. \quad (2.14)$$

Differentiation von (2.14) nach der Zeit ergibt eine Beziehung zwischen den Geschwindigkeitskomponenten $\hat{u} \equiv d\mathfrak{R}/dt$ and $u \equiv dx/dt$:

$$u = \hat{u} e^{-\gamma t} + u_D. \quad (2.15)$$

Räumliche Ableitungen im x - und \mathfrak{R} -System sind verknüpft durch

$$\frac{\partial}{\partial \mathfrak{R}} = e^{-\gamma t} \frac{\partial}{\partial x} \quad (2.16)$$

während (2.15), angewendet auf die Identität

$$\frac{\partial}{\partial t_{\mathfrak{R}}} + \hat{u} \frac{\partial}{\partial \mathfrak{R}} = \frac{\partial}{\partial t_x} + u \frac{\partial}{\partial x} \quad (2.17)$$

einen Ausdruck ergibt, der die lokalzeitlichen Ableitungen im x - und \mathfrak{R} -System miteinander in Beziehung setzt:

$$\frac{\partial}{\partial t_{\mathfrak{R}}} = \frac{\partial}{\partial t_x} + u_D \frac{\partial}{\partial x}. \quad (2.18)$$

Zusammenfassung der ersten beiden Terme in (2.13a) und (2.13b) mit Hilfe von (2.18) und Umordnen der verbleibenden Terme ergibt die transformierten Bewegungsgleichungen:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial u'}{\partial t} \right)_{\hat{x}} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u'^2 + v'^2}{2} \right) - v' \left(\frac{\partial v'}{\partial x} + f \right) + u' \frac{\partial u_D}{\partial x} + \dot{s} \frac{\partial u'}{\partial s} \\ = \frac{\partial M}{\partial x} + p \frac{\partial \alpha}{\partial x} \end{aligned} \quad (2.19a)$$

$$\left(\frac{\partial v'}{\partial t} \right)_{\hat{x}} + u' \left(\frac{\partial v'}{\partial x} + f \right) + v' \frac{\partial v_D}{\partial y} + \dot{s} \frac{\partial v'}{\partial s} = 0. \quad (2.19b)$$

Um die Gleichungen übersichtlich zu halten, wurden die Indices "s" und "c" weggelassen. Die hydrostatische Gleichung (2.1c) bleibt unverändert. Zur Transformation der Kontinuitätsgleichung (2.2) wird erneut Gebrauch von (2.18) gemacht. Da $\partial p / \partial s$ y-unabhängig ist, vereinfacht (2.2) sich zu

$$\frac{\partial}{\partial t_{\hat{x}}} \left(\frac{\partial p}{\partial s} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(u' \frac{\partial p}{\partial s} \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left(\dot{s} \frac{\partial p}{\partial s} \right) = 0. \quad (2.20)$$

In gleicher Weise reduziert sich die thermodynamische Gleichung (2.3) auf

$$\dot{\alpha} \equiv \left(\frac{\partial \alpha}{\partial t} \right)_{\hat{x}} + \frac{\partial}{\partial x} \left(u' \frac{\partial \alpha}{\partial x} \right) + \left(\dot{s} \frac{\partial p}{\partial s} \right) \frac{\partial \alpha}{\partial p} = 0. \quad (2.21)$$

Die Gleichungen (2.19), (2.20) und (2.21) bilden zusammen mit der hydrostatischen Gleichung (2.1c), welche in der Form

$$\frac{\partial M}{\partial s} = p \frac{\partial \alpha}{\partial s} \quad (2.22)$$

geschrieben wird, das gewünschte Gleichungssystem in (\hat{x} , s)-Koordinaten. Mit Ausnahmen der Terme $u' \partial u_D / \partial x = -\gamma u'$ and $v' \partial v_D / \partial y = \gamma v'$ in (2.19) sind die Gleichungen für (u' , v') im \hat{x} -System formal identisch mit den Gleichungen für (u , v) im x-System, die von BLECK und BOUDRA (1981, ab jetzt als BB bezeichnet) in einem Zirkulationsmodell benutzt wurden. Es sei darauf hingewiesen, daß die räumlichen Ableitungen in (2.19), (2.20) und (2.21) nicht in \hat{x} -, sondern in x-Koordinaten ausgerechnet werden.

2.1.5 Individuelle Erhaltung potentieller Vorticity

In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, daß im Spezialfall $s \equiv \alpha$ (d.h. bei einer rein isopyknischen Vertikalkoordinate) bzw. $\dot{s} = 0$ (wegen 2.21) die potentielle Vorticity im \mathfrak{R} -System eine individuelle Erhaltungsgröße ist.

Die Ableitung von (2.19b) nach \mathfrak{R} ergibt eine Gleichung für die relative Vorticity (Man beachte, daß eine Ableitung nach x nicht die Vertauschung von räumlichen und zeitlichen Ableitungen im ersten Term erlauben würde.):

$$\frac{\partial}{\partial t_{\mathfrak{R}}} \left(\frac{\partial v'}{\partial \mathfrak{R}} \right) + \frac{\partial}{\partial \mathfrak{R}} \left[u' \left(\frac{\partial v'}{\partial x} + f \right) + v' \frac{\partial v_D}{\partial y} \right] = 0 . \quad (2.23)$$

Da es wünschenswert ist, die Einheitlichkeit der Gleichungen zu wahren, werden die Ableitungen $\partial/\partial \mathfrak{R}$ durch $\partial/\partial x$ ausgedrückt. Unter Benutzung von (2.16) und (2.18) kann der erste Term in (2.23) als

$$\frac{\partial}{\partial t_{\mathfrak{R}}} \left(e^{-\gamma t} \frac{\partial v'}{\partial x} \right) = \left[-\gamma \frac{\partial v'}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t_{\mathfrak{R}}} \left(\frac{\partial v'}{\partial x} \right) \right] e^{-\gamma t} \quad (2.24)$$

geschrieben werden. Nochmalige Anwendung von (2.16) auf den zweiten Term in (2.23) erlaubt die Elimination des Faktors $e^{-\gamma t}$ aus der gesamten Gleichung. Da $\partial v_D/\partial y = \gamma$ ist, heben sich zwei Terme gegenseitig auf und es verbleibt

$$\frac{\partial}{\partial t_{\mathfrak{R}}} \left(\frac{\partial v'}{\partial x} + f \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[u' \left(\frac{\partial v'}{\partial x} + f \right) \right] = 0 . \quad (2.25)$$

Zur Vorbereitung einer Gleichung für die potentielle Vorticity wird der Term $(\partial v'/\partial x + f)$ in (2.25) durch $Q \partial p/\partial s$ ersetzt, wobei

$$Q = \frac{\partial v'/\partial x + f}{\partial p/\partial s}$$

die potentielle Vorticity in s -Koordinaten darstellt. Dies führt zu

$$\frac{\partial p}{\partial s} \left(\frac{\partial Q}{\partial t_{\mathfrak{R}}} \right) + Q \frac{\partial}{\partial t_{\mathfrak{R}}} \left(\frac{\partial p}{\partial s} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[u' \frac{\partial p}{\partial s} Q \right] = 0 . \quad (2.26)$$

Davon wird die mit Q multiplizierte Kontinuitätsgleichung (2.20) subtra-

hiert. Übrig bleibt die gewünschte Gleichung für die potentielle Vorticity

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial t} \right)_{\mathbf{r}} + u' \frac{\partial Q}{\partial x} = 0 . \quad (2.27)$$

Die potentielle Vorticity Q ist somit in Gitterregionen, in denen $s \equiv \alpha$ gilt, eine mit dem u' -Feld advektierte individuelle Erhaltungsgröße.

2.1.6 Modellgleichungen in endlichen Differenzen

Gleichungen in endlichen Differenzen für (2.1), (2.2) und (2.3) sind von BLECK (1978b, 1979) und BB für ein gestaffeltes Gitter hergeleitet worden, das nach ARAKAWA und LAMB (1977) als "C"-Gitter bezeichnet wird. In endlichen Differenzen lautet die Bewegungsgleichung

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)_s + \delta_x \left[\frac{\overline{u^2}^x + \overline{v^2}^y}{2} \right] - \overline{v^{xy}} \overline{Q^y} + \left(\delta_s \overline{p^x} \right)^{-1} \overline{\left(\dot{s} \frac{\partial p^x}{\partial s} \right)} \delta_s u \\ = - \overline{\alpha^x} \delta_x \overline{p^s} - \delta_x \overline{\Phi^s} \end{aligned} \quad (2.28a)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)_s + \delta_y \left[\frac{\overline{u^2}^x + \overline{v^2}^y}{2} \right] + \overline{u^{xy}} \overline{Q^x} + \left(\delta_s \overline{p^y} \right)^{-1} \overline{\left(\dot{s} \frac{\partial p^y}{\partial s} \right)} \delta_s v \\ = - \overline{\alpha^y} \delta_y \overline{p^s} - \delta_y \overline{\Phi^s} . \end{aligned} \quad (2.28b)$$

$(U, V) \equiv (u \delta_s \overline{p^x}, v \delta_s \overline{p^y})$ sind dabei die Komponenten des Massenflußvektors und

$$Q = \frac{\delta_x v - \delta_y u + f}{\delta_s \overline{p^{xy}}} \quad (2.29)$$

ist die Größe, die in s -Koordinaten potentielle Vorticity repräsentiert. Querbalken über einem Symbol bedeuten einen Mittelungsprozeß über zwei benachbarte Gitterpunkte (diese Mittelungsprozedur kann, wie z.B. in $\overline{p^{xy}}$, auch in verschiedenen Richtungen gleichzeitig durchgeführt werden), die

Operatoren δ_x , δ_y und δ_s sind die Darstellung von $\partial/\partial x$, $\partial/\partial y$ und $\partial/\partial s$ in endlichen Differenzen. Die rechten Seiten von (2.28a) und (2.28b) können mit Hilfe des Montgomery-Potentials umgeformt werden. Die Anwendung der "Produktregel" in endlichen Differenzen (BLECK, 1978b, Gleichung (17b)), Ausnutzung der Distributivitätseigenschaft des δ_x -Operators und die Erkenntnis, daß $\overline{\alpha p^s} + \overline{\Phi^s}$ ein Ausdruck in endlichen Differenzen für M ist, führt zu

$$-\overline{\alpha^x} \delta_x \overline{p^s} - \delta_x \overline{\Phi^s} = -\delta_x M + \overline{p^{sx}} \delta_x \alpha \quad (2.30a)$$

für die rechte Seite von (2.28a). In gleicher Weise verändert sich die rechte Seite von (2.28b) zu

$$-\overline{\alpha^y} \delta_y \overline{p^s} - \delta_y \overline{\Phi^s} = -\delta_y M + \overline{p^{sy}} \delta_y \alpha . \quad (2.30b)$$

Die hydrostatische Gleichung, mit dem Montgomery-Potential ausgedrückt, erhält man durch Ableitung von (2.12) (ohne den Index "c") nach s und nachfolgende Substitution von (2.1c). Die daraus resultierende Gleichung

$$\delta_s M = p \delta_s \alpha \quad (2.30c)$$

kann von einer beliebigen Tiefe ausgehend vertikal aufintegriert werden, um M (bis auf eine Integrationskonstante) zu bestimmen. Man beachte, daß M sich nur dort ändert, wo α sich ändert, d.h., M ist innerhalb einer s-Schicht (siehe Abschnitt 2.1.8) vertikal konstant.

Die Kontinuitätsgleichung (2.2) lautet in endlichen Differenzen:

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta_s p + \delta_x U + \delta_y V + \delta_s \left(s \frac{\partial p}{\partial s} \right) = 0 \quad (2.31)$$

und die thermodynamische Gleichung (2.3)

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{1}{\delta_s p} \left[\overline{U \delta_x \alpha^x} + \overline{V \delta_y \alpha^y} + \left(\dot{s} \frac{\partial p}{\partial s} \right) \delta_s \alpha^s \right] = 0. \quad (2.32)$$

Für den Gebrauch in diesem Modell werden die Gleichungen (2.28), (2.30), (2.31) und (2.32) in folgender Weise modifiziert:

- alle y-Ableitungen in endlichen Differenzen werden verschwinden,
- Mittelung über y entfällt,
- Mittelung über x wird ersetzt durch Mittelung über \bar{x} ,
- zeitliche Ableitungen $\partial/\partial t$ werden durch Ableitungen $(\partial/\partial t)_{\bar{x}}$ ersetzt,
- statt u, v wird u', v' substituiert,
- Ausdrücke in endlichen Differenzen für die Deformationsterme $u' \partial_{y_D}/\partial x$ und $v' \partial_{x_D}/\partial y$ in (2.19a, b) müssen zur rechten Seite von (2.28a, b) addiert werden.

Dann reduzieren sich die Bewegungsgleichungen (2.28a, b) auf

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial u'}{\partial t_{\bar{x}}} \right)_s + \delta_{\bar{x}} \left[\frac{\overline{u'^2 + v'^2}}{2} \right] - \overline{v'^2} Q + \left(\delta_{s p}^{\bar{x}} \right)^{-1} \overline{\left(\dot{s} \frac{\partial p}{\partial s} \right) \delta_s u'} - \gamma u' \\ = -\delta_{\bar{x}} M + \overline{p^s \bar{x}} \delta_{\bar{x}} \alpha \end{aligned} \quad (2.33a)$$

$$\left(\frac{\partial v'}{\partial t_{\bar{x}}} \right)_s - \overline{U'^2} \overline{Q'^2} + \left(\delta_{s p} \right)^{-1} \overline{\left(\dot{s} \frac{\partial p}{\partial s} \right) \delta_s v'} + \gamma v' = 0, \quad (2.33b)$$

wobei $U' = u' \delta_{s p}^{\bar{x}}$, $V' = v' \delta_{s p}$ und $Q = (\delta_{\bar{x}} v' + f) / \delta_{s p}^{\bar{x}}$ ist. Die Kontinuitätsgleichung (2.31) vereinfacht sich zu

$$\frac{\partial}{\partial t_{\bar{x}}} \delta_{s p} + \delta_{\bar{x}} U' + \delta_s \left(\dot{s} \frac{\partial p}{\partial s} \right) = 0 \quad (2.34)$$

und die thermodynamische Gleichung (2.32) nimmt nun die Form

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t_{\mathcal{R}}} + \frac{1}{\delta_s p} \left[\overline{U' \delta_x \alpha^{\mathcal{R}}} + \left(\dot{s} \frac{\partial p}{\partial s} \right) \delta_s \alpha^s \right] = 0 \quad (2.35)$$

an. Gleichung (2.30c) zur Bestimmung des Montgomery-Potentials bleibt unverändert.

In diesem Modell soll außerdem die räumlich/zeitliche Struktur eines passiv advektierten Skalarfelds simuliert werden. Temperatur T auf Isopyknen ist ein solch passiver Skalar. Da bei adiabatischen Bewegungsvorgängen $dT/dt \equiv 0$ gilt, kann die thermodynamische Gleichung (2.32) deshalb formalidentisch als prognostische Gleichung für das Temperaturfeld genutzt werden. Sie lautet dann

$$\frac{\partial T}{\partial t_{\mathcal{R}}} + \frac{1}{\delta_s p} \left[\overline{U' \delta_x T^{\mathcal{R}}} + \left(\dot{s} \frac{\partial p}{\partial s} \right) \delta_s T^s \right] = 0 . \quad (2.36)$$

2.1.7 Randbedingungen

Das zweidimensionale Modellgebiet ist eine vertikale Ebene, die parallel zur x-Achse im Deformationsfeld positioniert ist (siehe Abb. 2.1). Es wird bei $x = \pm L_0/2$ durch feste Wände begrenzt, die mit der Deformationsgeschwindigkeit u_D bewegt werden. Dort gilt

$$u' = 0 \text{ und } \partial v' / \partial x = 0 \text{ ("free slip").}$$

Oberflächen- und Bodenrandbedingungen drücken aus, daß es sich hierbei um materielle Flächen handelt, d.h. ein Massentransport senkrecht dazu ist untersagt:

$$\dot{s} \partial p / \partial s = 0 \text{ bei } p = 0 \text{ Pa und } p = 1000 \text{ Pa.}$$

Diabatische Erwärmung/Abkühlung im Modellgebiet ist nicht zugelassen.

2.1.8 Technische Details

Das Modellgebiet ist in der Horizontalen in 64 gleiche Intervalle Δx unterteilt. In der Vertikalen besitzt das Modell zehn Schichten, die durch Flächen $s = \text{constant}$ voneinander getrennt sind. Die "Dicke" Δp einer jeden Schicht kann sich mit x und/oder der Zeit ändern. Die Flächen mit $s = \text{constant}$ werden als "Koordinatenflächen" oder "s-Flächen" bezeichnet. s-Fläche 1 ist die Meeresoberfläche, s-Fläche 11 der Boden. (Um der Tatsache Rechnung zu tragen, daß s von der Meeresoberfläche positiv nach oben zeigt, müßten die s-Flächen korrekterweise von -1 bis -11 durchnummeriert werden. Aus Vereinfachungsgründen wird dies jedoch unterlassen.) Die Schichten zwischen diesen s-Flächen heißen "Koordinatenschichten" oder "s-Schichten" (siehe Abb. 2.2). Da die Gitterpunkte mit dem Deformationsfeld advektiert werden, ist die horizontale Gitterweite Δx zeitabhängig:

$$\Delta x(t) = \Delta x_0 \cdot e^{-\gamma t}.$$

$\Delta x_0 = \Delta x(t=t_0)$ wurde auf 3.125 km gesetzt. Die anfängliche Querfrontskala ist somit $L_0 = 200$ km. Um die lineare numerische Stabilitätsbedingung zu erfüllen, muß die Zeitschrittweite Δt sich im gleichen Sinne wie die Gitterweite $\Delta x(t)$ ändern, d.h.,

$$\Delta t(t) = \Delta t_0 \cdot e^{-\gamma t},$$

wobei $\Delta t_0 = \Delta t(t=t_0) = 150$ Sekunden gewählt wurde.

Zur Spezifizierung des Anfangsmassenfelds ist es notwendig, das spezifische Volumen α und die Schichtdicke Δp in jeder s-Schicht an jedem Ort x zu definieren. Obwohl die Vertikalkoordinate prinzipiell nicht isopyknisch sein muß, erfordert der im nächsten Absatz beschriebene Algorithmus eine x -unabhängige Definition von α in jeder s-Schicht zum Zeitpunkt $t = t_0$.

In jedem Zeitschritt wird der Abstand zwischen jeweils zwei benachbarten s-Flächen überprüft. Falls diese Distanz unter den Wert Δp_0 fallen sollte (Δp_0 , die minimal zulässige Schichtdicke, wurde auf den Wert $3 \cdot 10^4$ Pa festgelegt), sorgt ein Algorithmus dafür, daß durch die s-Flächen soviel Wasser hindurchströmt, daß der Minimalabstand Δp_0 aufrechterhalten wird.

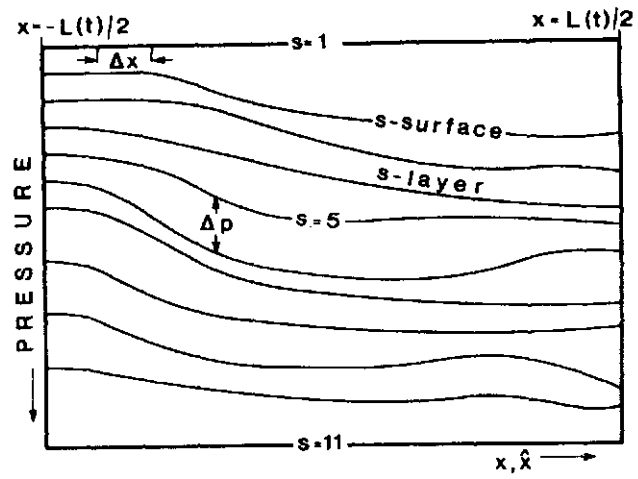


Abb. 2.2

Schema der s -Schichten und s -Flächen

Dadurch wird verhindert, daß Koordinatenflächen die Meeresoberfläche schneiden, bzw. Division durch $\delta_\sigma p$ in (2.33), (2.35) und (2.36) ist erlaubt. Die Dichte innerhalb einer s -Schicht kann sich somit räumlich und zeitlich ändern. Zu gleicher Zeit versucht ein anderer Algorithmus, in jeder s -Schicht isopyknische Verhältnisse wiederherzustellen, sofern diese vorher einmal gestört worden sein sollten. Auf diese Weise ist gewährleistet, daß potentielle Vorticity so gut wie möglich erhalten werden kann. Eine komplette Beschreibung dieses Mechanismus' findet man bei BB, Appendix C.

Um zu verhindern, daß dieser Prozeß abrupt in Gang gesetzt wird, werden als Anfangsbedingung die s -Schichten als isopyknische Schichten mit Dicken $\Delta\rho_0$ oder größer definiert. Infolgedessen existiert (im Gegensatz zu MW) kein horizontaler Dichtegradient an der Meeresoberfläche zum Zeitpunkt $t = 0$. Eine von dieser Anfangsbedingung ausgehende Integration des Modells würde bedeuten, daß sich kein signifikanter Dichtegradient an der Meeresoberfläche entwickeln könnte. Dies wäre nicht wünschenswert, da Fronten in den meisten Fällen einen bedeutenden Dichtegradienten aufweisen. Um dies zu verhindern, werden die obersten $10 \cdot 10^4$ Pa der Wassersäule nach und nach in jedem Zeitschritt während der ersten 24 Stunden eines Modellaufs "verdunstet". Sobald die Dicke der s -Schicht 1 dann unter den Wert $\Delta\rho_0$ fällt, muß s -Fläche 2 schwereres Wasser von unterhalb passieren lassen und ein horizontaler Dichtegradient kann sich an der Meeresoberfläche entwickeln. Dieser "Verdunstungsprozeß" wird beendet, bevor die lokale Rossby-Zahl 0.1 überschreitet (siehe Abschnitt 2.2.1), und geschieht somit während der kinematischen Phase der Frontogenese. Die dynamische Phase der Frontogenese, gekennzeichnet durch signifikantes Strecken und Stauchen von Vortexelementen, wird dadurch nicht beeinflusst (siehe Abschnitt 2.2.2). Zweck dieses Vorgangs ist lediglich, die durch das Hybridkonzept auferlegten Restriktionen bezüglich der Definition des Anfangsmassensfeldes zu umgehen und realistischere Anfangsbedingungen zu schaffen. Die Zeitspanne der "Verdunstung" ist wegen des Massenaustauschs zwischen den s -Schichten durch starke Vertikalbewegung $\dot{s} \partial\rho/\partial s$ relativ zu den s -Flächen gekennzeichnet. Um dem Modell genügend Zeit zu geben, sich dieser externen Anregung anzupassen, wird ein konstanter kurzer Zeitschritt von $\Delta t = 27$ Sekunden während der ersten beiden Tage der Integration benutzt.

Zwei Arten von Wellen werden durch das Modell eliminiert. Schnelle barotrope Schwerewellen werden in jedem Zeitschritt durch eine "rigid-lid"-Approxima-

tion aus den Lösungen herausgefiltert (siehe BB, Appendix D); zur Dämpfung von $2\text{-}\Delta x$ -Rauschen wurden zu den rechten Seiten der Gleichungen (2.33a,b), (2.35) und (2.36) Austauschterme addiert:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial s} \right)^{-1} \nabla_s \cdot \left[\frac{\partial p}{\partial s} v \nabla_s \left(-\frac{1}{4} h^2 \nabla_s^2 u' \right) \right]$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial s} \right)^{-1} \nabla_s \cdot \left[\frac{\partial p}{\partial s} v \nabla_s \left(-\frac{1}{4} h^2 \nabla_s^2 v' \right) \right].$$

Diese biharmonische Formulierung des horizontalen Austauschs wird benutzt, da sie weitaus effektiver auf kurzen Längenskalen ist als die monoharmonische. Der Austauschkoefizient v entspricht dem 0.4-fachen des Absolutwerts der totalen Deformation des horizontalen Geschwindigkeitsfelds, multipliziert mit Δx^2 (siehe BB). Der Wert für h ist 2500 m.

Ein zeitlich zentriertes Differenzenverfahren ("leap frog") wird auf alle Terme in den prognostischen Gleichungen angewendet. Ausgenommen davon sind die Austauschterme, die vorwärts in der Zeit integriert werden, um lineare numerische Instabilität zu vermeiden. Die Flußterme $U' \delta_x \alpha$ in (2.35) und $U' \delta_x T$ in (2.36) werden mit dem antidiffusiven Schema von SMOLARKIEWICZ (1983) berechnet. Dies minimiert numerische Diffusion und verhindert ein "overshooting" der Dichte und der Temperatur. Hochfrequente Fluktuationen im Geschwindigkeitsfeld werden durch eine auf die prognostischen Variablen (u', v') angewendete Drei-Punkte-Zeitglättung (0.25 - 0.5 - 0.25) gedämpft (ASSELIN, 1972). Weniger stark (0.01 - 0.98 - 0.01) wird das $\delta_s p$ -Feld geglättet. Statische Instabilität, die gelegentlich bei Auftriebsereignissen durch fehlerhafte Advektion von α hervorgerufen werden kann, wird durch einen einfachen konvektiven Angleichungsmechanismus eliminiert, der das α -Profil monotonisiert, sobald $\partial \alpha / \partial p > 0$ diagnostiziert wird.

2.1.9 Anfangsbedingungen

Das Anfangsdichtefeld ist in Abb. 2.3 dargestellt. Die horizontale Druckverteilung auf der k -ten s -Fläche (die zum Zeitpunkt $t = 0$ eine Isopykne ist) ist gegeben durch

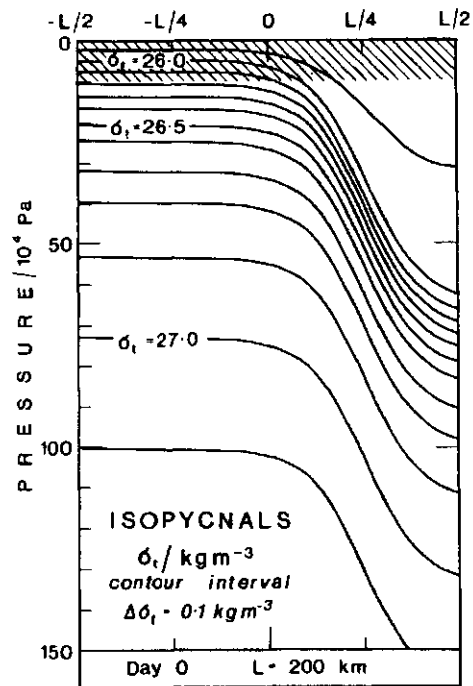


Abb. 2.3

Lauf FG0: Anfangsdichtefeld

Das schraffierte Gebiet ist die Schicht, die während des ersten Tags der Modellintegration "verdunstet" wird, um einen Dichtegradienten an der Meeresoberfläche zu schaffen.

$$p_k(x) = p_k \left(x = -\frac{L_0}{2} \right) + \left[\tanh \left(\frac{2Cx}{L_0} - \frac{C}{2} \right) + 1 \right] \cdot \frac{\Delta p_{\max k}}{2} . \quad (2.37)$$

Für die Konstante C, die die "Schärfe" des Tangens hyperbolicus bestimmt, wurde der Wert 3.5 gewählt. Die Druckwerte p_k bei $x = -L_0/2$ und die maximale Druckdifferenz zwischen $x = -L_0/4$ und $x = 3L_0/4$ (der Tangens hyperbolicus ist symmetrisch zu $x = L_0/4$) für die s-Flächen $k = 1$ bis 11 sowie die Schichtmittelwerte der Dichten $\sigma_{tk} = \sigma_k^{-1} - 1000$ für die s-Schichten $k = 1$ bis 10 sind in Tabelle 2.1 zusammengestellt. Ein Vergleich der Tabellenwerte mit den in Abb. 2.3 dargestellten σ_t -Flächen offenbart, daß einige σ_t -Flächen mit s-Flächen deckungsgleich sind und andere nicht. Dies ist ein Effekt der linearen Interpolation des benutzten Programms zur Zeichnung der Isoplethen. Die Lage der σ_t -Fläche 26.1 kg m^{-3} ist z.B. durch den Schichtmittelwert der Dichte in s-Schicht 2 festgelegt, während die Lage der Fläche $\sigma_t = 26.2$ aus einer Interpolation der Schichtmittelwerte der s-Schichten 2 und 3 hervorgeht.

Zusätzlich zu den bereits in Abschnitt 2.1.8 definierten Modellparametern wird die Coriolisfrequenz $f = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ (diese entspricht einer geographischen Breite von 43° N) benutzt. Die Deformationsrate $\gamma = 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ist die gleiche wie die von MW verwendete. Dort wird auch die Wahl des γ -Werts diskutiert. Es wird angenommen, daß das anfängliche Geschwindigkeitsfeld geostrophisch balanciert ist. Das ist gerechtfertigt, da die Rossby-Zahl am Beginn des Modellaufs kleiner als 0.01 ist. Die relative Vorticity ist also vernachlässigbar gegenüber f .

Die Neigung aller durch (2.37) definierten Isopyknen ist tiefenunabhängig für konstantes x . Der vertikale Abstand zwischen jeweils zwei Isopyknen ist somit x -unabhängig, und es existiert kein nennenswerter entlang von Isopyknen gemessener Gradient der potentiellen Vorticity (IPVG = isopycnic potential vorticity gradient) in den Schichten 2 bis 9, da die relative Vorticity des Jets zum Zeitpunkt $t=0$ nahe null ist. Ein signifikanter IPVG von $3.3 \text{ rad/Gm}\cdot\text{s}$ (Definition dieser Dimension siehe WOODS, 1985a) über eine Horizontalskala von 200 km befindet sich nur in der obersten Schicht zwischen den σ_t -Flächen 25.9 und 26.0 kg m^{-3} . Bestimmt man den IPVG zwischen den σ_t -Flächen 25.9 und 27.1 kg m^{-3} , dann erhält man als mittleren Wert für die "saisonale Sprungschicht" $0.2 \text{ rad/Gm}\cdot\text{s}$ über 200 km. Der IPVG am Boden

k	$\frac{\sigma_{t_k}}{\text{kg m}^{-3}}$	$\frac{p_k(x = -L_0/2)}{10^4 \text{ Pa}}$	$\frac{\Delta p_{\max_k}}{10^4 \text{ Pa}}$
1	25.9	0	0
2	26.1	5	60
3	26.3	11	60
4	26.5	17	60
5	26.7	25	60
6	26.9	40	60
7	27.0	60	60
8	27.2	100	60
9	27.4	300	60
10	27.7	500	60
11		1000	0

Tabelle 2.1: Lauf FGO: Dichtemittelwerte der s-Schichten und Positionierung der s-Flächen

ist eine Größenordnung kleiner. Da durch die "Verdunstung" der obersten $10 \cdot 10^4$ Pa dicken Wasserschicht lediglich ein geringer Teil des Wassers mit der niedrigen potentiellen Vorticity in Schicht 1 verloren geht, wird die generelle Struktur des IPV-Felds nicht entscheidend modifiziert.

Die Wahl der Anfangsbedingungen prägt die Modellergebnisse möglicherweise in entscheidender Weise. Der ausschlaggebende Parameter, der die Dynamik einer Flüssigkeit bestimmt, ist der IPVG (HOSKINS et al., 1985). Es wurde deshalb ein Dichtefeld gewählt, das so einfach wie möglich und ähnlich dem von MW verwendeten ist. Die IPV-Differenz zwischen $x = L_0/2$ und $x = -L_0/2$ repräsentiert den großskaligen IPVG, der aus Atlasdaten der IPV-Verteilungen im Nordatlantik (STAMMER und WOODS, 1986) abgeleitet werden kann. Für den Monat August ergeben diese im nördlichen Teil des Nordatlantiks einen meridionalen IPVG von $1.4 \text{ rad/Gm}\cdot\text{s}$ über eine Distanz von 1000 km auf der σ_t -Fläche 26.5 kg m^{-3} . Das bedeutet eine Änderung der IPV von $0.28 \text{ rad/Gm}\cdot\text{s}$ über 200 km. Dieser Gradient ist mit dem als Anfangsbedingung im Modell vorgegebene IPVG vergleichbar. Da der Atlas-IPVG aus IPV-Differenzen über eine Distanz von 1000 km bestimmt worden ist, sind lokale IPVG-Maxima, die eine Größenordnung umfangreicher sein können, herausgemittelt worden. Der im Modell benutzte anfängliche IPVG scheint somit ein recht niedriger Wert für die saisonale Sprungschicht zu sein, der eher charakteristisch für das Rezirkulationsregime im östlichen Nordatlantik ist (STAMMER und WOODS, 1986).

Dem Anfangsdichtefeld wird ein x -unabhängiges dynamisch passives Temperaturfeld überlagert. Für die Temperatur an der Meeresoberfläche wird $T_0 = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ angenommen. Die Temperaturabnahme mit der Tiefe erfolgt linear (siehe Abb. 2.11a). Eine Diskussion darüber, inwieweit dieses Temperaturfeld realistisch für eine bestimmte Region im Weltmeer ist, erübrigt sich, da lediglich untersucht werden soll, in welcher Weise sich die während der Frontogenese auftretende Zirkulation auf die Struktur eines passiv advektierten Skalarfelds auswirkt.

2.2 Ergebnisse

2.2.1 Räumliche und zeitliche Struktur der Front

Das Modell wurde über einen Zeitraum von drei Tagen integriert. Bei der Untersuchung zeitlicher Änderungen des Dichtefelds darf der erste Tag der Integration wegen der "Verdunstung" der Oberflächenschicht nicht berücksichtigt werden. Deshalb werden jetzt σ_t -Vertikalschnitte zu den Zeitpunkten $t = 1$ d und $t = 3$ d miteinander verglichen (Abb. 2.4): Die Tiefenlage der Isopyknen hat sich verändert. Die gepunktete Linie verbindet die Positionen miteinander, an denen sich die Isopyknen vertikal nicht verlagert haben. Links von dieser Linie sind alle Isopyknen an konstanten Positionen $x/L(t)$ abgesunken. Maximale Tiefenänderungen liegen bei ≈ 10 m/2d; dies läßt auf eine mittlere Abtriebsgeschwindigkeit von ≈ 5 m/d schließen. Rechts von dieser Linie haben Auftriebsprozesse mit mittleren Geschwindigkeiten von ≈ 15 m/d zu einer Verringerung der Tiefenlage aller Isopyknen geführt. Die anfängliche Tangens-hyperbolicus-Form der Isopyknen ist "verbogen" worden. Insbesondere die horizontale Verlagerung des Schnittpunkts der σ_t -Fläche 26.0 kg m^{-3} mit der Meeresoberfläche zwischen Tag 1 und Tag 3 läßt auf ageostrophische horizontale Bewegungsvorgänge schließen. Der Vertikalabstand zwischen einzelnen Isopyknenpaaren hat sich verändert. Zum Zeitpunkt $t = 0$ war der Abstand zwischen jeweils zwei Isopyknen in den s-Schichten 2 bis 9 per Definition x-unabhängig. Abb. 2.4 zeigt deutlich, daß dieser Abstand im linken Teil des Modellgebiets größer und im rechten Teil geringer geworden ist. Dies deutet ebenfalls auf einen ageostrophischen Massentransport entlang von Isopyknen hin.

Die Baroklinität b , definiert als Druckgradient entlang einer Isopykne, ist für die σ_t -Flächen 26.8 kg m^{-3} (mittlere Tiefenlage ≈ 70 m) und 27.3 kg m^{-3} (≈ 330 m) berechnet worden (Abb. 2.5). Um Trägheitswellen zu eliminieren, wurde b über den Zeitraum einer Trägheitsperiode $\tau = 17.45$ Stunden gemittelt. Auf der Fläche $\sigma_t = 26.8 \text{ kg m}^{-3}$ ist die Wachstumsrate der Baroklinität am Anfang des Modellaufs groß, nimmt jedoch mit fortschreitender Zeit ab. Zwischen $t = 2.2$ d und $t = 2.9$ d ist kaum noch Wachstum festzustellen. Das Baroklinitätsmaximum verschiebt sich mit fortschreitender Zeit nach links. Diese Verschiebung kann man auch auf der tieferen Fläche $\sigma_t = 27.3 \text{ kg m}^{-3}$ beobachten; die Baroklinität jedoch, die den gleichen Anfangswert wie auf

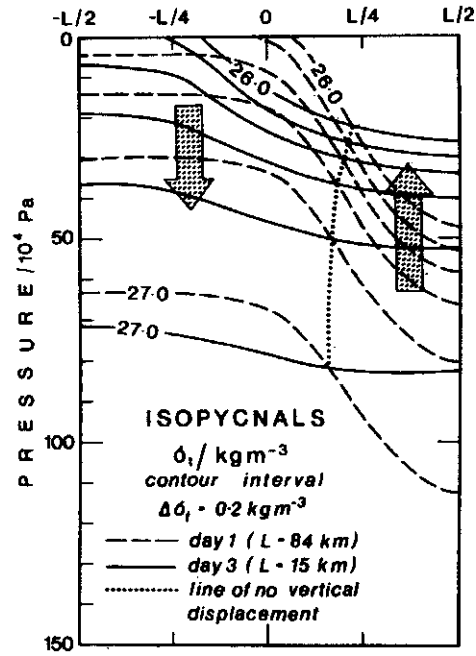


Abb. 2.4

Lauf FGO: Dichtefelder am Tag 1 und Tag 3. Die Pfeile deuten Vertikalbewegungen an.

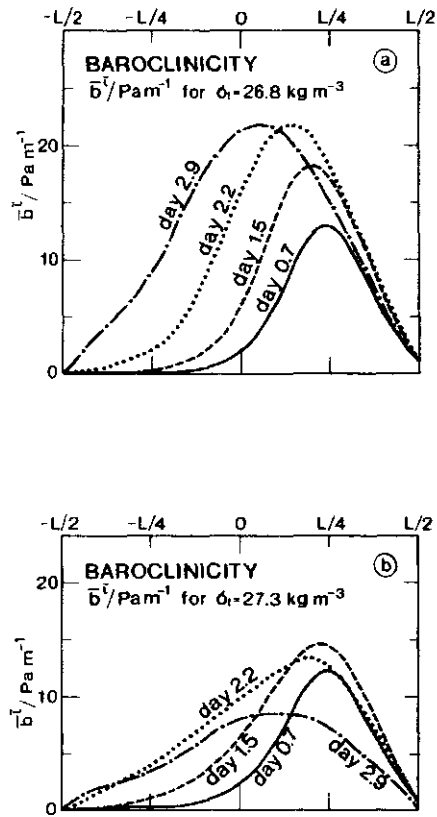


Abb. 2.5

Lauf FG0: Zeitliche Änderung der Baroklinität

der oberen σ_t -Fläche hatte, wächst weitaus langsamer und nimmt bereits ab $t = 1.5$ d wieder ab.

Abb. 2.6 zeigt die zeitliche Entwicklung des v' -Felds. Innerhalb von drei Tagen ist die maximale Jetgeschwindigkeit von 0.18 m/s auf 0.41 m/s angewachsen. Die Strömung in den oberen Schichten ist in die Bildebene hinein gerichtet, unterhalb ≈ 500 m verläuft sie entgegengesetzt, ist aber sehr schwach. Spitzenwerte dort sind ≈ -0.05 m/s. Im Laufe der Zeit wird der Jet flacher. Die Maximaltiefe der 0.1 m/s-Isotache nimmt z.B. von ≈ 65 m am Tag 1 auf ≈ 35 m am Tag 3 ab. Die Abweichung der Jetachse (diese erhält man, indem man die maximalen v' -Werte in jeder Schicht miteinander verbindet) von der Vertikalen nimmt zu. Ihre Neigung beträgt $\approx 5 \cdot 10^{-3}$ am Tag 3 in den oberen 30 m. Die horizontale Ausdehnung des Jets hat beträchtlich abgenommen. Die Distanz zwischen den Schnittpunkten der 0.1 m/s-Isotache mit der Meeresoberfläche z.B. schrumpft von ≈ 50 km am Tag 0 auf ≈ 10 km am Tag 3. Abschätzungen der Richardson-Zahl im Bereich stärkster Jetgeschwindigkeit ergeben Werte um 1.

Das der Deformationsgeschwindigkeit u_D überlagerte Feld der ageostrophischen u' -Komponente ist in Abb. 2.7 dargestellt. Das u' -Feld ist charakterisiert durch negative Werte (Bewegung nach links) in den oberen Schichten (Extremwerte sind ≈ -0.07 m/s am Tag 2.25) und recht kleine positive Werte (≈ 0.01 m/s) in den Schichten darunter. Der Tiefenbereich mit stark negativen u' wird im Laufe der Zeit flacher. Am Tag 1 erstreckt sich die -0.02 m/s-Isotache z.B. bis etwa 60 m Tiefe, während sie am Tag 3 nur noch bis etwa 35 m reicht.

In jedem Zeitschritt diagnostiziert das Modell das Vertikalgeschwindigkeitsfeld. Da die Vertikalgeschwindigkeit ebenso wie die Baroklinität stark fluktuiert, wurde sie über eine Trägheitsperiode zeitlich gemittelt. Das Ergebnis (Abb. 2.8) bestätigt die bereits bei der Analyse der zeitlichen Entwicklung des Dichtefelds ausgesprochene Vermutung: Während des gesamten Modellaufs findet Auftrieb im rechten und Abtrieb im linken Teil des Modellgebiets statt. Maximale Auftriebsgeschwindigkeiten in den oberen 150 m sind > 14 m/d, extreme Abtriebsgeschwindigkeiten < -8 m/d. In einer Tiefe von ≈ 400 m existieren lokale Maxima von $\approx \pm 35$ m/d.

Aus der v' -Verteilung kann das Feld der relativen Vorticity $\zeta = \partial v' / \partial x$ (das Deformationsfeld ist vorticityfrei) abgeleitet werden. Abb. 2.9 zeigt Iso-

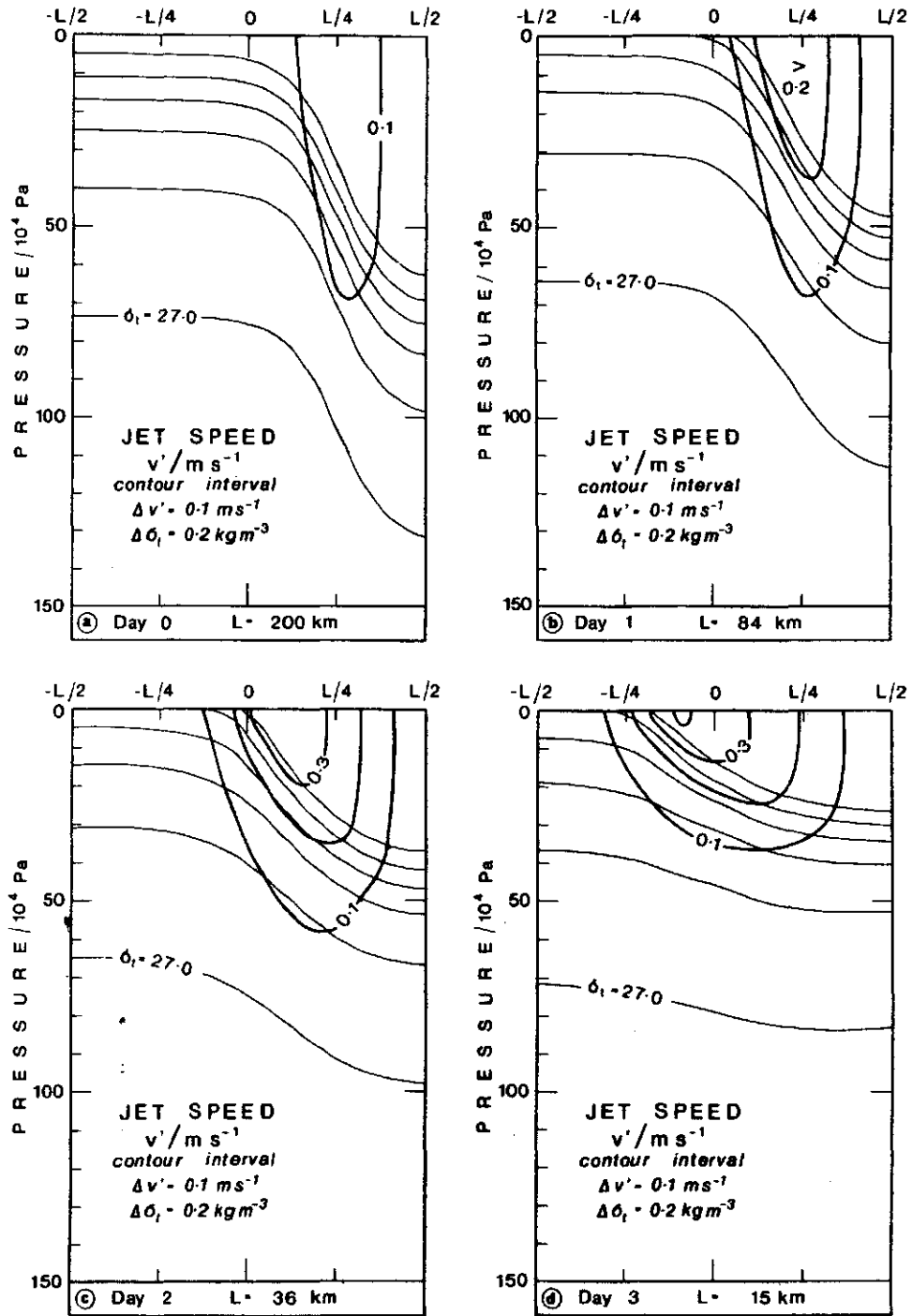


Abb. 2.6

Lauf FG0: Der Jet

Isotachen bedeuten Strömung in die Bildebene hinein.

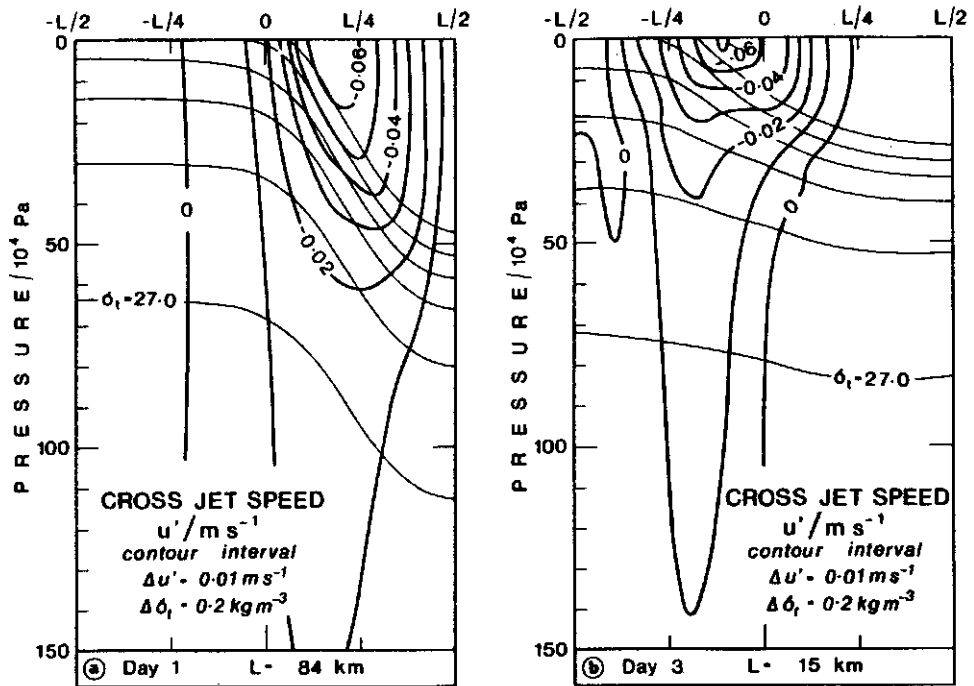


Abb. 2.7

Lauf FGO: Die quer zum Jet gerichtete Geschwindigkeitskomponente
Isotachen bedeuten Strömung nach links.

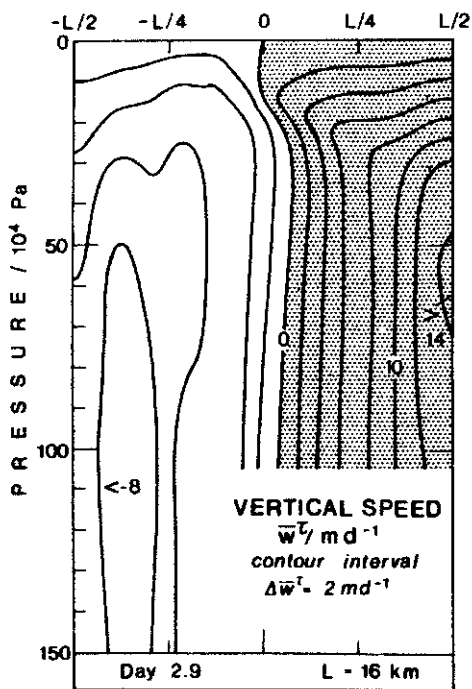


Abb. 2.8

Lauf FGO: gemittelte Vertikalgeschwindigkeit
Im gerasterten Gebiet herrscht Auftrieb.

plethen von ζ/f am Tag 2 und Tag 3. ζ/f stellt eine lokale Rossby-Zahl Ro dar (PEDLOSKY, 1979). In den ersten beiden Tagen der Modellintegration ist Ro wegen des schwachen Jets und der größeren Querfrontskala relativ klein. Innerhalb von drei Tagen hat sich nahe der Meeresoberfläche eine Zelle starker zyklonaler relativer Vorticity entwickelt. Extremwerte liegen bei $Ro \approx 1.2$. Die antizyklonale Zelle ist weniger intensiv; Minimalwerte liegen bei $Ro \approx -0.5$. Die Zellen zyklonaler und antizyklonaler relativer Vorticity sind nicht symmetrisch; ein Vergleich der Isoplethen für $Ro = 0.4$ und $Ro = -0.4$ ergibt, daß horizontale und vertikale Ausdehnung des antizyklonalen Bereichs nahezu doppelt so groß wie die entsprechenden Werte des zyklonalen Bereichs sind.

Individuelle Erhaltung potentieller Vorticity fordert eine Balance zwischen der relativen Vorticity und dem vertikalen Abstand von Isopyknen. Abb. 2.10 zeigt die zeitliche Änderung der Schichtdicke in s-Schicht 6: Während der Modellintegration vergrößert sich die Dicke auf der zyklonalen Seite ständig, während sie auf der antizyklonalen Seite geringer wird. Die Position der Maximaldicke verschiebt sich außerdem immer mehr nach links.

Abb. 2.11 zeigt die zeitliche Entwicklung des Temperaturfelds. Die anfänglich lineare Abnahme der Temperatur mit der Tiefe geht aus Abb. 2.11a hervor. Der Verlust eines beträchtlichen Teils der Wassermasse mit $19.5^\circ\text{C} < T < 20^\circ\text{C}$ zwischen Tag 0 und Tag 1 wird durch den in Abschnitt 2.1.8 beschriebenen Verdunstungsprozeß hervorgerufen. Die Veränderung des Temperaturfelds zwischen Tag 1 und Tag 3 läßt sich folgendermaßen beschreiben: Auf der zyklonalen Seite des Modellgebiets (vgl. Abb. 2.9) werden die Isothermen abgesenkt, auf der antizyklonalen Seite gehoben. Der Vertikalabstand zwischen Isothermenpaaren nimmt auf der zyklonalen Seite zu, auf der antizyklonalen Seite ab. Dadurch werden die Isothermen verbogen. In einer Region (zwischen den Flächen $\sigma_t = 26.0$ und $\sigma_t = 26.4 \text{ kg m}^{-3}$ am Tag 3) kommt es sogar zu einer Faltung von Isothermen, d.h. es werden Inversionen erzeugt.

Die zeitliche Entwicklung der Thermoklinität $(\partial T / \partial x)_s$ in einer oberflächennahen (mittlerer Druck $\approx 44 \cdot 10^4 \text{ Pa}$) und einer tieferen Schicht (mittlerer Druck $\approx 430 \cdot 10^4 \text{ Pa}$) ist in Abb. 2.12 dargestellt. In beiden Schichten zeigt sich eine Verstärkung des absoluten Thermoklinitätsmaximums mit der Zeit, in der tieferen Schicht jedoch mehr ausgeprägt als in der oberflächenn-

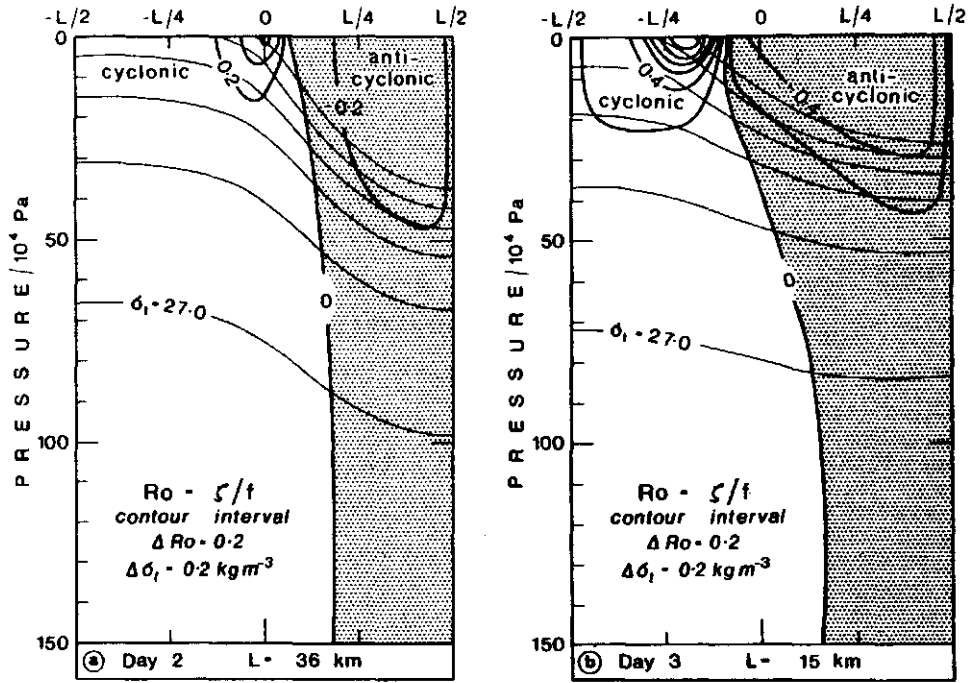


Abb. 2.9

Lauf FGO: Die lokale Rossby-Zahl

Der Bereich antizyklonaler Vorticity ist gerastert.

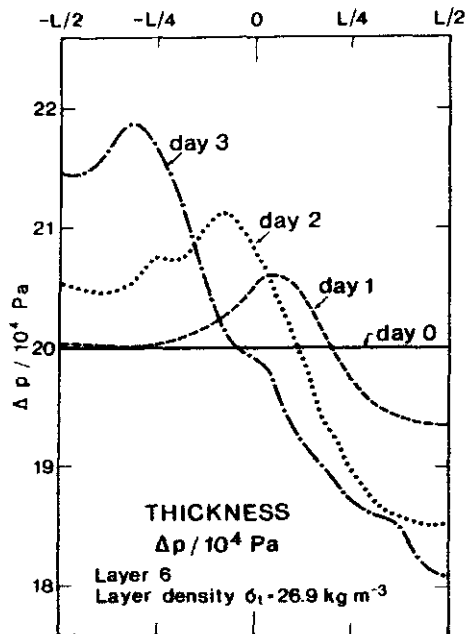


Abb. 2.10

Lauf FGO: Zeitliche Änderung der Schichtdicke

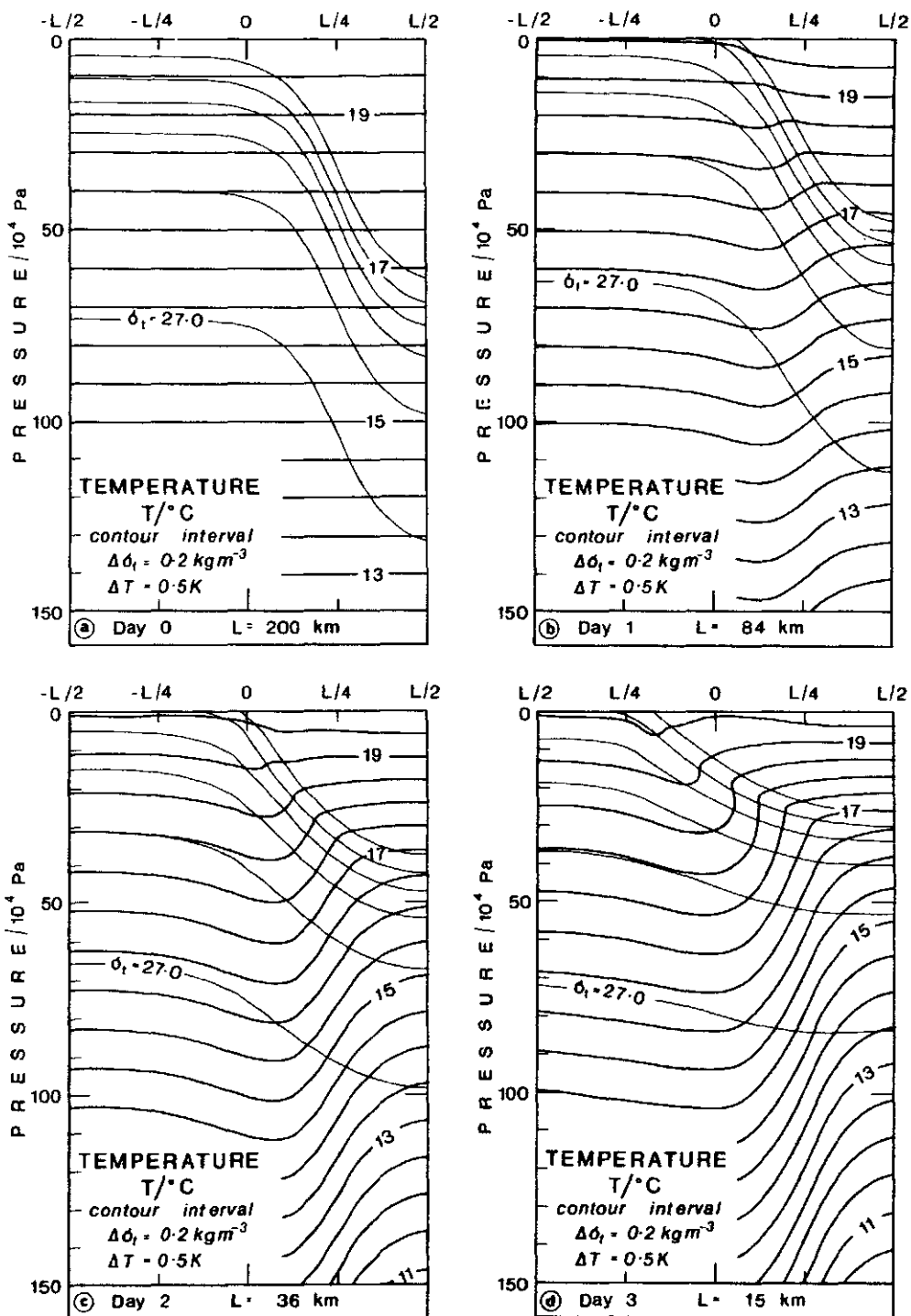


Abb. 2311

Lauf FGO: Das Temperaturfeld

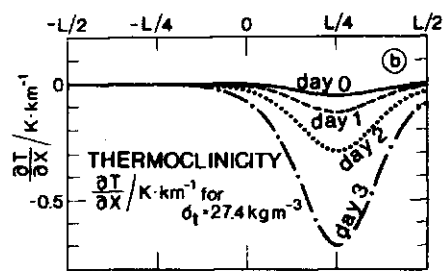
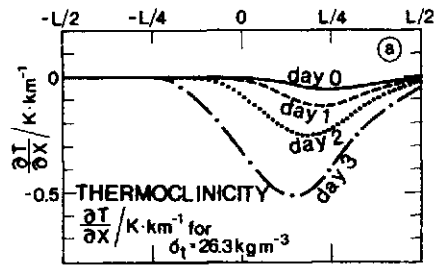


Abb. 2.12

Lauf FGO: Zeitliche Änderung der Thermoklinität

nahen. In der tieferen Schicht ändert sich der Extremwert von $\approx - 0.05$ K/km (Tag 0) auf $\approx - 0.7$ K/km (Tag 3), in der oberflächennahen Schicht beträgt der Extremwert am Tag 3 lediglich $\approx - 0.5$ K/km (die Anfangswerte in beiden Schichten sind per Definition gleich). Außerdem ist hier deutlich eine Verschiebung des Extremwerts mit der Zeit nach links festzustellen, in der tieferen Schicht jedoch nicht.

2.2.2 Lokale Dynamik

Als Leitfaden für eine physikalische Interpretation der Modellergebnisse bietet sich die individuelle Erhaltung potentieller Vorticity von Vortexelementen zwischen isopyknischen Flächen an. Abb. 2.13a zeigt eine Skizze der Modellbox zu Beginn des Deformationsprozesses. Die durch die Neigung der Isopyknen ρ_1 , ρ_2 und ρ_3 repräsentierte Baroklinität ist klein. Infolgedessen ist der barokline Jet (durch Strömungspfeile angedeutet) relativ schwach. Zwei Vortexelemente sind mit Q_1 und Q_2 markiert. Man beachte den Unterschied zwischen diesen beiden: Q_1 liegt zwischen zwei Isopyknen, deren Abstand auf der zyklonalen und antizyklonalen Seite des Jets verschieden ist. Da die relative Vorticity zu diesem Zeitpunkt vernachlässigbar klein ist, bedeutet dies einen quer zur Front gerichteten von null verschiedenen IPVG in dieser Schicht. Im Gegensatz dazu befindet sich Q_2 in einer Schicht, die überall die gleiche Dicke besitzt. Der IPVG ist in dieser Schicht also gleich null. Abb. 2.13b zeigt die Modellbox zu einem späteren Zeitpunkt. Die horizontale Deformation hat die Box zusammengequetscht. Dies führt zu einem kinematisch bedingten Anwachsen der Baroklinität (Abb. 2.5) und damit zu einer Beschleunigung des Jets (Abb. 2.6). Das Anwachsen der kinetischen Energie muß von einem Absinken der potentiellen Energie begleitet sein. Dies kann nur durch einen ageostrophischen Massenfluß von der antizyklonalen zur zyklonalen Seite des Jets bewerkstelligt werden. Zu gleicher Zeit bewirken die Schrumpfung der Querfrontskala und die Beschleunigung des Jets eine Verstärkung der Zellen relativer Vorticity beiderseits der Jetachse (Abb. 2.9). Individuelle Erhaltung potentieller Vorticity erfordert nun ein Anwachsen des Isopyknenabstands auf der zyklonalen Seite (Strecken von Vortexelementen) und eine Verringerung desselben auf der antizyklonalen Seite (Stauchen). Dieser Prozeß induziert den quer zur Front gerichteten Massenfluß (Abb. 2.7) und treibt die Vertikalzirkulation an (Abb. 2.8). Die

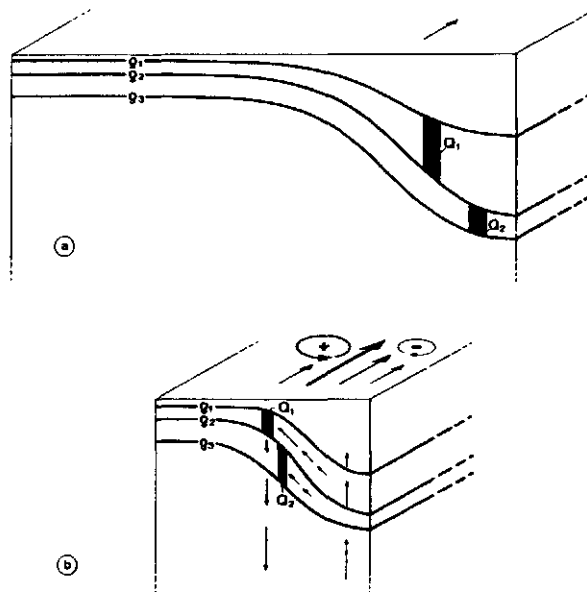


Abb. 2.13

Skizzierung der Dynamik des Modells

a) zu Beginn der Deformation

b) nach fortgesetzter Deformation

vertikalintegrierte Massenflußdivergenz führt zu einer Verstärkung der absoluten Vertikalgeschwindigkeit mit der Tiefe. Das auf diese Weise erzwungene Auf-/Abtriebsschema ist dem durch die Deformation bewirkten rein kinematischen Anwachsen der Baroklinität entgegengesetzt, besonders in tieferen Schichten (Abb. 2.5b): Der Jet wird flacher. Die starken zeitlichen Änderungen der relativen Vorticity sind somit auf die oberen Schichten begrenzt und halten dort einen besonders starken ageostrophischen Massenfluß aufrecht (Abb. 2.7). Dies ist die Ursache für die Neigung der Jetachse. Erhaltung von potentieller Vorticity erlaubt ein unbegrenztes Anwachsen zyklonaler Vorticity; das Wachstum der antizyklonalen Vorticity ist jedoch durch $-f$ begrenzt. Dadurch sind die unterschiedlichen Intensitäten der Zellen zyklonaler und antizyklonaler relativer Vorticity bedingt. Die Auswirkungen dieser Zirkulation spiegeln sich in der Änderung des Temperaturprofils (Abb. 2.11) wider: Vertikalbewegungen und vertikalintegrierte ageostrophische Massenflußdivergenz bewirken die Verbiegung der anfangs horizontal verlaufenden Isothermen sowie die Zunahme des vertikalen Isothermenabstands auf der zyklonalen und die Abnahme auf der antizyklonalen Seite. Der in den oberflächennahen Schichten entlang von Isopyknen verlaufende verstärkte ageostrophische Massenfluß von der antizyklonalen zur zyklonalen Seite führt zum Aufgleiten von kaltem über warmes Wasser und zu einer Faltung von Isothermen. Damit läßt sich auch die horizontale Verschiebung des Extremwerts der Thermoklinität erklären. Die zeitliche Änderung der Thermoklinität wird einerseits durch das kinematische Schrumpfen der Querfrontskala hervorgerufen, andererseits kann eine von null verschiedene Divergenz im entlang von Isopyknen verlaufenden ageostrophischen Massenfluß den isopyknischen Temperaturgradienten verändern. Abb. 2.7 enthüllt, daß im oberflächennahen Bereich dieser Massenfluß über größere Distanzen divergent ist, d.h. zu einer Auffächerung der Isothermen und damit zu einem Abbau der absoluten Thermoklinität führt. Diesem Vorgang entgegengesetzt ist die kinematische Deformation, die die Isothermen horizontal zusammendrängt. Der rein kinematische Effekt müßte hier eine Änderung des Extremwerts der Thermoklinität von ≈ -0.05 K/km am Tag 0 auf ≈ -0.65 K/km am Tag 3 nach sich ziehen, die Massenflußdivergenz läßt aber lediglich einen Wert von ≈ -0.5 K/km am Tag 3 zu. Anders dagegen die Situation in der tieferen Schicht: Hier verstärkt sich das absolute Thermoklinitätsmaximum um nahezu das 13-fache. Die

Schrumpfung der Querfrontskala von 200 km auf ≈ 15 km in diesem Zeitraum deutet darauf hin, daß in dieser Tiefe nur noch kinematische Effekte eine Rolle spielen.

Bis jetzt ist noch nicht die Frage beantwortet worden, was geschieht, wenn der Deformationsprozeß über den Tag 3 hinaus verlängert wird. Während dieser Phase wird die Querfrontskala unrealistisch klein und der Jet stößt gegen den linken Rand des Modellgebiets. Trotzdem wurde in einigen Läufen die Integration des Modells bis zum Tag 5 fortgesetzt. Wichtigstes Ergebnis ist, daß der Jet nicht weiter beschleunigt wird. Dies kann man bereits aus Abb. 2.5 ablesen: Zwischen Tag 2.2 und Tag 2.9 findet in den oberen Schichten kein Wachstum der Baroklinität mehr statt. In tieferen Schichten nimmt die Baroklinität bereits wieder ab. Dies geschieht, obwohl die Querfrontskala in diesem Zeitraum im gleichen Maß geschrumpft ist wie zwischen Tag 0.7 und Tag 1.5. Um mehr Aufklärung über die Hintergründe dieses Vorgangs zu erhalten, wurde die dynamische Balance des Jets diagnostiziert. Abb. 2.14a zeigt in einer Isoplethendarstellung das über eine Trägheitsperiode τ gemittelte Verhältnis zwischen der lokalen Beschleunigung $\partial u/\partial t$ und der Coriolisbeschleunigung $f \cdot v'$ des Jets am Tag 2.9. Vergleich mit Abb. 2.6d ergibt, daß in Regionen mit Jetgeschwindigkeiten > 0.1 m/s der lokale Beschleunigungsterm etwa 30 % der Coriolisbeschleunigung erreicht. In der Nähe des rechten und linken Rands überschreitet das Verhältnis den Wert 1, da hier v' gegen null geht. In der gleichen Weise wird der advektive Term $u \cdot \partial u/\partial x$ mit $f \cdot v'$ verglichen (Abb. 2.14b); dieses Verhältnis ist jedoch eine Größenordnung kleiner als das vorherige. Aus diesen Betrachtungen kann man schließen, daß in der Anfangsphase der Integration der Respons des Modells auf die externe Anregung linear ist. Es bietet sich an, diesen Zeitabschnitt der Frontogenese als "kinematische Phase" zu bezeichnen, da sich die Isobaren auf Isopyknen wie Isoplethen eines passiven Skalars verhalten. Die Linearität erlaubt keine quer zur Front gerichteten oder vertikalen Bewegungsvorgänge, die das Wachstum der Baroklinität bremsen könnten. In der späteren Phase der Integration nähert sich die Rossby-Zahl 1 und die ageostrophischen Terme erhalten mehr und mehr Gewicht. Das beschleunigt die quer zur Front gerichtete Zirkulation und resultiert in der "Selbstlimitierung" des Jetwachstums. Dies ist die "dynamische Phase" der Frontogenese. Abb. 2.15 bestätigt, daß die Selbstlimitierung nicht das Resultat der Zerstörung kinetischer Energie durch

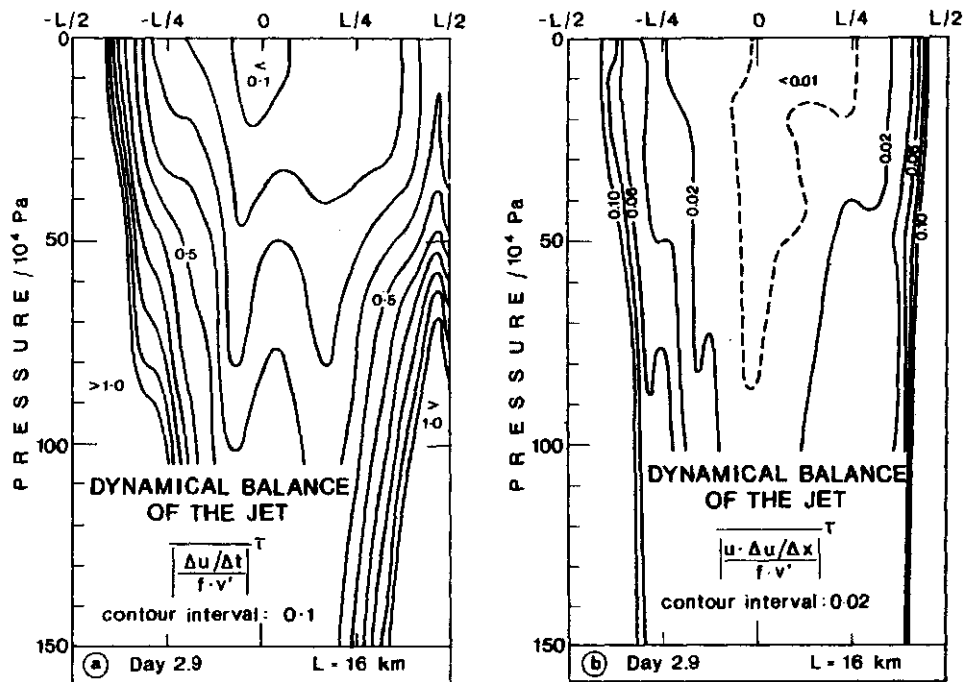


Abb. 2.14

Lauf FG0: Vergleich der (a) lokalen Beschleunigung und (b) des advektiven Terms mit der Coriolisbeschleunigung des Jets

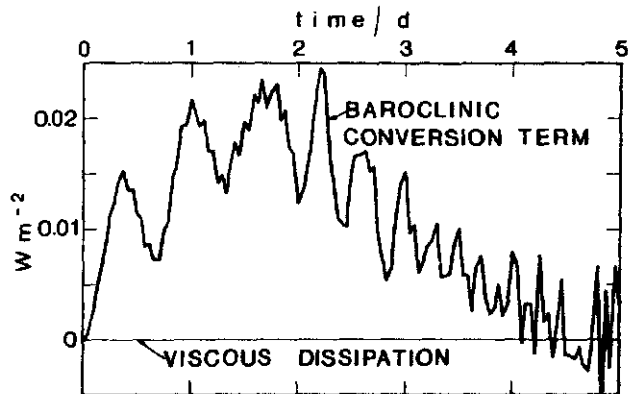


Abb. 2.15

Lauf FG0: Vergleich des baroklinen Umwandlungsterms mit der viskosen Dissipation.

viskose Dissipation ist. Während der ersten drei Tage der Modellintegration übersteigt der barokline Umwandlungsterm, der die Umwandlung potentieller in kinetische Energie beschreibt, den Dissipationsterm um mehrere Größenordnungen. Der Energieumwandlungsprozeß ist nach fünf Tagen beendet. Dies wird jedoch nicht durch die Viskosität bewirkt, sondern durch den Umstand, daß das Reservoir der verfügbaren potentiellen Energie durch Annäherung der Isopyknen an eine Horizontallage nahezu erschöpft ist. Es erhebt sich die Frage, ob etwa die Gitterauflösung oder die Wahl der Deformationsrate das unlimitierte Anwachsen der Jetgeschwindigkeit verhindern. Der Modellauf wurde deswegen mit der halben Gitterweite wiederholt - das Endresultat ist jedoch das gleiche. Nochmalige Wiederholung des Laufs mit einer Deformationsrate $\gamma = 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ und einer Integrationsdauer von 30 Tagen (diese Dauer ist kinematisch äquivalent zu drei Tagen bei $\gamma = 10^{-5} \text{ s}^{-1}$) ergibt die gleiche Frontenstruktur und Jetlimitierung am Tag 30. In beiden Fällen erreicht der Jet eine bestimmte Maximalstärke und wird danach nur noch flacher.

2.2.3 Diskussion der Ergebnisse

Die oben illustrierten Ergebnisse zeigen, daß MPV-Fronten durch Verschärfung des gyreskaligen IPVG der saisonalen Sprungschicht in einem synoptischskaligen Deformationsfeld erzeugt werden können. Im folgenden sollen nun die Ergebnisse mit den Resultaten bisheriger Frontogenesemodelle und den an Fronten beobachteten Phänomenen verglichen sowie ihre Bedeutung für dynamische Prozesse im Ozean diskutiert werden.

Das MW-Modell ist das einzige bisher existierende Modell, das dynamische Frontogenese mit Rossby-Zahlen in der Nähe von 1 beschreibt. Es ist, wie bereits in Abschnitt 1.3.2 bemerkt, semi-geostrophisch und diagnostisch. In der kinematischen Phase der Modellintegration sind die Ergebnisse des MW-Modells und des hier vorgestellten durchaus vergleichbar; in der dynamischen Phase divergieren die Lösungen aber. Dies zeigt, daß die Annahme geostrophischer Balance des Jets nur so lange gerechtfertigt ist, wie die Rossby-Zahl klein bleibt. In diesem Zeitabschnitt führt die semi-geostrophische Methode lediglich zu hinnehmbaren quantitativen Fehlern. In der dynamischen Phase der Frontogenese aber produziert das MW-Modell nicht nur quantitative Fehler, sondern die Lösungen (Diskontinuität der Dichte an der Meeresoberfläche, sich kreuzende Isopyknen, $\zeta/f > 15$) sind auch qualitativ falsch.

Diese unrealistischen Resultate sind offenbar eine Konsequenz der Vernachlässigung des du/dt -Terms. Dadurch ist das MW-Modell nicht in der Lage, die von dem hier vorgestellten Modell starken ageostrophischen Massenflüsse und das damit verbundene beträchtliche Strecken und Stauchen von Vortexelementen sowie die daraus resultierende Limitierung des Jetwachstums wiederzugeben.

Das in dieser Arbeit vorgestellte Frontogenesemodell gibt in vielerlei Hinsicht Aufschluß über das Zustandekommen dynamischer Strukturen, die an Fronten bisher beobachtet und in Abschnitt 1.2.3 bereits beschrieben worden sind. Die im Modell diagnostizierte Vertikalzirkulation unterstützt die u.a. von WOODS et al. (1977) und JOHANNESSEN et al. (1977) geäußerte Vermutung, daß Frontalzonen Regionen intensiver Auf- und Abtriebsvorgänge sind. Die von FISCHER (1986) beobachtete Korrelation zwischen der Abstandsmodulation von Isopyknen und relativer Vorticity (Abb. 1.13) an einer Front spiegelt durchaus die vom Modell prognostizierten Strukturen wider. Die Übereinstimmung erstreckt sich sogar bis ins Detail: Der horizontal relativ schmale Bereich zyklonaler und der breite Bereich antizyklonaler Scherungsvorticity entsprechen ziemlich genau den Modellvorhersagen (Abb. 2.9, 2.10). Die Modulation des Isopyknenabstands bietet darüber hinaus eine Erklärung für die in Abb. 1.12a von JOHANNESSEN et al. (1977) dokumentierten Regionen unterschiedlicher statischer Stabilität. Obwohl das im Modell verwendete Anfangstemperaturfeld nur in gröbster Näherung wahren Temperaturverhältnissen im Ozean entspricht, produziert das Modell nach drei Tagen Integrationsdauer Temperaturstrukturen, deren Qualität typisch für Frontalzonen ist. Die von FISCHER (1986) beobachtete Zone starker Thermoklinität (Abb. 1.8) sowie die Erzeugung von Temperaturinversionen finden sich auch in den Modellvorhersagen wieder (Abb. 2.11, 2.12). Sogar die vom Modell prognostizierte Neigung des Thermoklinitätsmaximums und die Verstärkung des Thermoklinitätssignals mit der Tiefe kann man aus Abb. 1.8 ablesen. Inwieweit allerdings im Modell und an der beobachteten Front die gleichen dynamischen Prozesse für derartige Strukturen verantwortlich sind, bleibt der Spekulation überlassen.

Beobachtungen (z.B. FISCHER, 1986) zeigen oft, daß in Frontennähe die Zone signifikanter Änderungen der Baroklinität viel breiter als die Zone starker Thermoklinität ist. Vergleich der Abbildungen 2.5 und 2.12 zeigt, daß dieser Sachverhalt vom Modell reproduziert wird: Während die "Halbwertsbreite" der Baroklinität (in \bar{x} -Koordinaten) mit fortschreitender Zeit immer größer wird

(d.h. die Varianz der Baroklinität einer Isopykne nimmt zu), bleibt sie beim Thermoklinitätssignal in erster Näherung konstant. Diese Tatsache offenbart den gravierenden Unterschied zwischen dem Verhalten von aktiven (= Baroklinität) und passiven (= Thermoklinität) Größen: Passive Größen "wehren" sich nicht gegen eine Änderung ihrer Gradienten durch externe Kräfte; ihr Respons ist kinematisch. Aktive Größen dagegen reagieren auf eine externe Änderung ihrer Gradienten dynamisch, indem sie versuchen, dieser Tendenz durch Veränderung der Dynamik der Flüssigkeit entgegenzuwirken. Dieses Verhalten wird ihnen durch Zwangsbedingungen (Erhaltung potentieller Vorticity) auferlegt. Passive Größen unterliegen nicht solchen Zwangsbedingungen; lediglich molekulare Diffusion kann sich der fortgesetzten Verstärkung ihrer absoluten Gradienten entgegenstemmen.

Der im Modell als Anfangsbedingung verwendete IPVG ist relativ schwach, verglichen mit den aus Atlasdaten ermittelten. Man kann daraus schließen, daß MPV-Fronten und Jets ein häufig anzutreffendes Phänomen der saisonalen Sprungschicht sind. Synoptischskalige Deformationsfelder sind in der Lage, durch hinreichende Verschärfung des IPVG gyreskalige potentielle Energie in mesoskalige kinetische Energie umzusetzen. Dieser Umwandlungsprozeß induziert eine beträchtliche Vertikalzirkulation. Auftriebsvorgänge an der antizyklonalen Flanke des Jets können Nährstoffe in die euphotische Zone bringen und somit ein Anwachsen der Primärproduktion bewirken. Obwohl im Modell keine Deckschicht explizit vorgesehen ist, kann man davon ausgehen, daß die Deckschichttiefe durch Vertikalzirkulation im Bereich von MPV-Fronten starke horizontale Variationen aufweist. Richardson-Zahlen in der Größenordnung von 1 sowie Temperaturinversionen bekräftigen die Vermutung, daß MPV-Fronten Vorbedingungen für diabatische Vorgänge wie Scherungsinstabilität und Doppeldiffusion schaffen können. Dies bestätigt die geforderte Rolle der MPV-Fronten als Bindeglied im Übergangsbereich zwischen zweidimensionalen und dreidimensionalen turbulenten Bewegungsvorgängen im Spektrum turbulenter kinetischer Energie des Ozeans (Abb.1.1).

2.3 Variationen der IPV-Anfangsbedingung

Wie bereits in Abschnitt 2.1.9 angedeutet, ist der IPVG ausschlaggebend für die Dynamik einer Flüssigkeit. Deshalb soll in diesem Abschnitt der Respons des Modells auf verschiedene Vertikalverteilungen des IPVG untersucht

werden. Zieht man den vernachlässigbaren IPVG in der Bodenschicht des Modellaufs FG0 nicht in Betracht, so existiert in dieser Modellversion ein nennenswerter IPVG nur an der Meeresoberfläche. Im folgenden werden die Resultate dreier Modellläufe FG1, FG2, FG3 miteinander verglichen, die jeweils mit einer anderen IPVG-Anfangsbedingung initialisiert werden.

Die Anfangsbedingung des Laufs FG1 entspricht im wesentlichen der des Laufs FG0. Es wird allerdings - wie in den Folgeläufen FG2 und FG3 - auf den in Abschnitt 2.1.8 beschriebenen Verdunstungsprozeß der obersten Wasserschicht verzichtet. Außerdem wird das vertikale Dichteprofil leicht modifiziert. Dadurch soll ausgeschlossen werden, daß während der Modellintegration irgendwo die minimale Schichtdicke $\Delta\rho_0$ unterschritten wird (vgl. Abschnitt 2.1.8) und ein Massenfluß durch die s-Flächen hindurch erfolgt. Auf diese Weise bleibt das Modell während der gesamten Integrationszeit rein isopyknisch, und exakte Erhaltung potentieller Vorticity ist überall gewährleistet, da $\dot{s} \equiv 0$. Im Unterschied zu FG1 verlaufen im Anfangsfeld von FG2 die Isopyknen (= s-Flächen) in der Nähe der Meeresoberfläche horizontal, d.h. dort existiert kein von null verschiedener IPVG. Im Lauf FG3 schließlich wird von einer Anfangsbedingung ausgegangen, die eine Vorzeichenumkehr des IPVG mit der Tiefe beinhaltet. Eine genaue Beschreibung der Anfangsbedingungen dieser drei Modellläufe wird im nun folgenden Abschnitt gegeben.

2.3.1 Formulierung der Anfangsbedingungen

Die exakte Spezifizierung der Anfangsbedingungen für FG1, FG2 und FG3 erfolgt wiederum durch die Gleichung (2.37). Um die gewünschten Unterschiede in den Anfangsfeldern zu erlangen, ist es lediglich notwendig, für den Parameter $\Delta\rho_{\max}$ eine k-Abhängigkeit einzuführen. Die Anfangswerte der Parameter P_k , σ_{tk} und $\Delta\rho_{\max k}$ für die drei Läufe sind in Tabelle 2.2 zusammengestellt. Abb. 2.16 zeigt die daraus resultierenden Dichteverteilungen und das geostrophisch balancierte Geschwindigkeitsfeld. Die zu jeder dieser drei Abbildungen gehörende IPVG-Vertikalstruktur ist in den Skizzen darunter wiedergegeben. Der IPVG wird dabei als Differenz der IPV über die Quersfrontskala ausgedrückt.

k	$\frac{\sigma_{t_k}}{\text{kg m}^{-3}}$	$\frac{p_k(x = -L_o/2)}{10^4 \text{ Pa}}$			$\frac{\Delta p_{\max_k}}{10^4 \text{ Pa}}$		
		FG1	FG2	FG3	FG1	FG2	FG3
1	25.9	0	0	0	0	0	0
2	26.1	5	5	5	60	0	60
3	26.3	11	11	21	60	0	50
4	26.5	17	17	37	60	60	40
5	26.7	25	25	53	60	60	30
6	26.9	37	37	69	60	60	20
7	27.1	60	60	85	60	60	10
8	27.3	100	100	101	60	60	0
9	27.5	300	300	300	60	60	0
10	27.7	500	500	500	60	60	0
11		1000	1000	1000	0	0	0

Tabelle 2.2: Läufe FG1, FG2, FG3: Dichtemittelwerte der s-Schichten und Positionierung der s-Flächen.

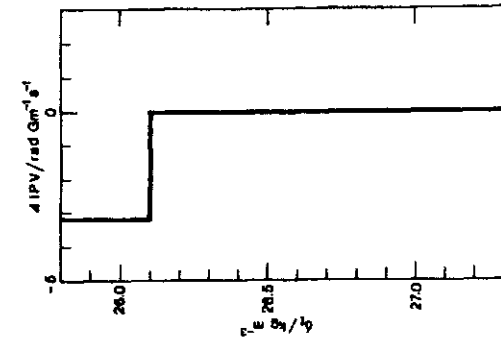
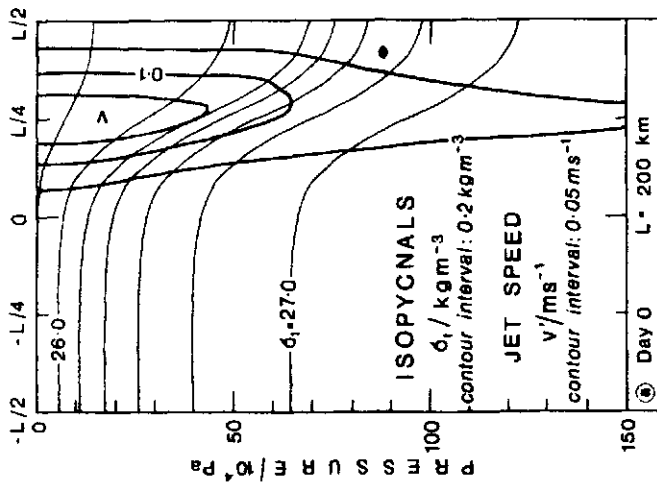
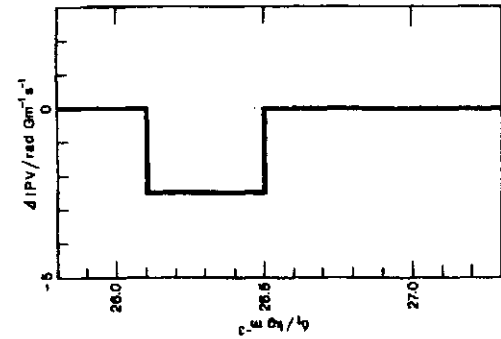
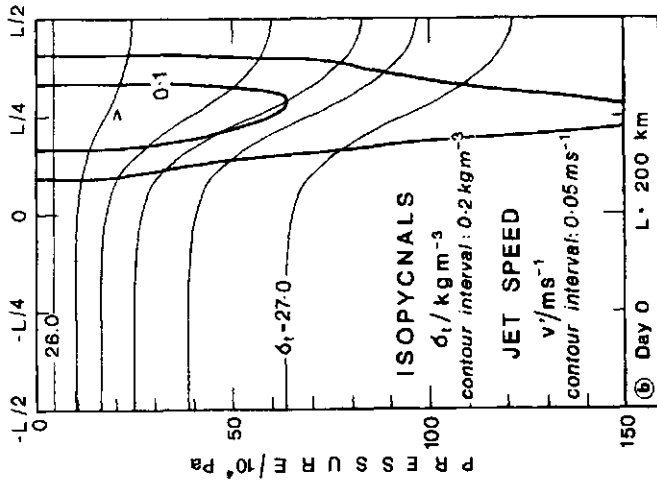
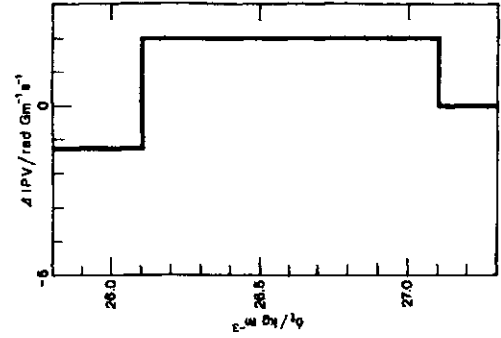
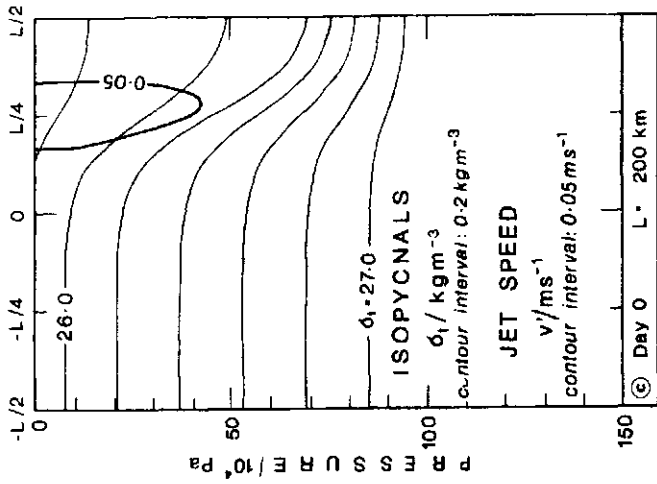


Abb. 2.16: Anfangsdichte- und Geschwindigkeitsfelder sowie die daraus abgeleitete ΔIPV -Vertikalstruktur
 a) Lauf FG1 b) Lauf FG2 c) Lauf FG3

$$\Delta IPV = f \cdot \frac{\Delta \rho}{\bar{\rho}_0} \left[\frac{1}{H(x=L_0/2)} - \frac{1}{H(x=-L_0/2)} \right]. \quad (2.38)$$

Dabei ist $\Delta \rho \equiv 0.1 \text{ kg m}^{-3}$ die Dichtedifferenz zwischen Ober- und Untergrenze der betrachteten Dichteschicht. Für die mittlere Dichte $\bar{\rho}_0$ wird für alle Schichten $\bar{\rho}_0 \equiv 1026.5 \text{ kg m}^{-3}$ verwendet. $H(x)$ ist die Schichtdicke in Metern. Wie in Abschnitt 2.1.9 wird angenommen, daß die relative Vorticity vernachlässigbar ist. Demnach existiert in FG1 ein signifikantes ΔIPV von $\approx -3.2 \text{ rad/Gm}\cdot\text{s}$ lediglich zwischen den oberflächennahen Dichteflächen $\sigma_t = 25.8 \text{ kg m}^{-3}$ und $\sigma_t = 26.1 \text{ kg m}^{-3}$. Darunter ist die Differenz null. Ähnlich bei FG2: Hier beschränkt sich ein von null verschiedenes ΔIPV auf das Dichteintervall zwischen $\sigma_t = 26.1 \text{ kg m}^{-3}$ und $\sigma_t = 26.5 \text{ kg m}^{-3}$. Unterhalb und oberhalb dieses Dichtebereichs ist kein ΔIPV mehr vorhanden. FG3 weist zwischen $\sigma_t = 25.8 \text{ kg m}^{-3}$ und $\sigma_t = 26.1 \text{ kg m}^{-3}$ qualitativ die gleiche ΔIPV -Vertikalstruktur wie FG1 auf; zwischen $\sigma_t = 26.1 \text{ kg m}^{-3}$ und $\sigma_t = 27.1 \text{ kg m}^{-3}$ ist ΔIPV jedoch nicht null, sondern positiv, d.h. bei $\sigma_t = 26.1 \text{ kg m}^{-3}$ erfolgt eine Vorzeichenumkehr. Das geostrophisch balancierte Geschwindigkeitsfeld ist in allen drei Läufen verschieden stark ausgeprägt: Maximalwerte für v' sind $\approx 0.18 \text{ m/s}$ (FG1), $\approx 0.14 \text{ m/s}$ (FG2) und $\approx 0.07 \text{ m/s}$ (FG3). Ein passives Skalarfeld ist nicht definiert.

2.3.2 Ergebnisse

Um den Umfang dieses Abschnitts in Grenzen zu halten, werden nur die Resultate dargestellt, die signifikante Unterschiede in den drei Modellläufen beinhalten und neue Erkenntnisse gegenüber dem Lauf FG0 bringen.

Abb. 2.17 zeigt Dichte- und Geschwindigkeitsfelder am Tag 3. Ein Vergleich zwischen Abb. 2.17a und Abb. 2.6d offenbart qualitative Gleichheit in den Strukturen. Der Verzicht auf die Verdunstung der obersten Wasserschicht hat demnach nur einen quantitativen Einfluß auf die Stärke des Jets. Die Struktur der Dichtefelder in Abb. 2.17b,c zeigt ein bemerkenswertes Phänomen: Die anfänglich horizontal verlaufenden Isopyknen ($\sigma_t = 26.0 \text{ kg m}^{-3}$ in FG2 und $\sigma_t = 27.2 \text{ kg m}^{-3}$ in FG3, vgl. Abb. 2.16b,c) weisen eine negative Baroklinität auf; die Isopykne $\sigma_t = 27.0 \text{ kg m}^{-3}$ in FG3 kehrt sogar ihre Baroklinität um: Zum Zeitpunkt $t = 0 \text{ d}$ ist ihre Baroklinität positiv, nach drei

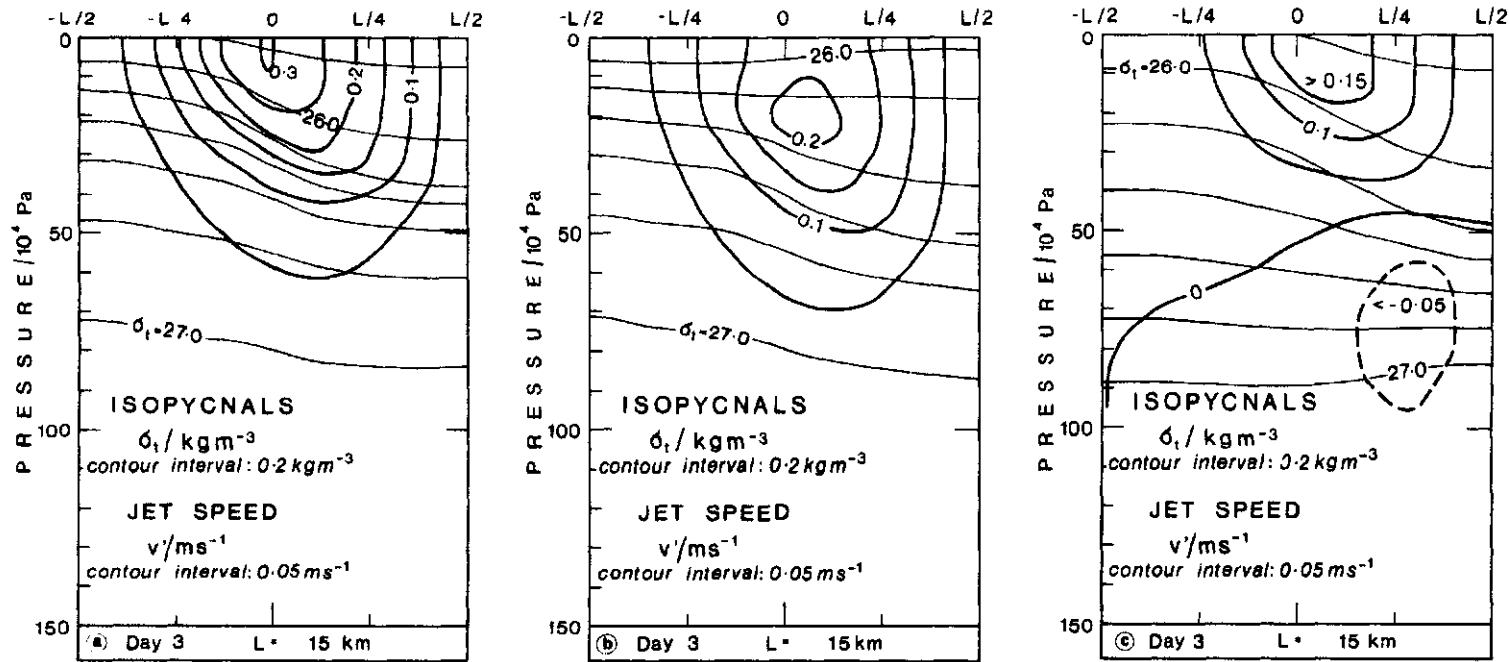


Abb. 2.17

Isopyknen und Jetgeschwindigkeit am Tag 3

a) Lauf FG1 b) Lauf FG2 c) Lauf FG3

Tagen dagegen negativ. Die Jetgeschwindigkeiten in 2.17a,b,c sind sowohl quantitativ als auch qualitativ stark unterschiedlich: Während die Maximalgeschwindigkeit in FG1 Werte über 0.3 m/s erreicht, liegt das Maximum in FG2 bei ≈ 0.22 m/s und in FG3 lediglich bei ≈ 0.19 m/s. Man beachte, daß die maximale Geschwindigkeit in FG3 zwischen $t = 0$ d und $t = 3$ d sich nahezu verdreifacht hat. Die Besonderheit in FG2 liegt darin, daß der Jet seine Maximalgeschwindigkeit nicht an der Oberfläche, sondern in etwa 20 m Tiefe erreicht. Charakteristisches Merkmal des Laufs FG3 ist die Umkehrung der Jetgeschwindigkeit unterhalb ≈ 60 m sowie ein gegenläufiger Jetkern in einer Tiefe von ≈ 80 m.

Die Strukturen der Vertikalgeschwindigkeitsfelder in FG1 und FG2 sind der Struktur in FG0 ähnlich (vgl. Abb. 2.8). Die \bar{w}^{τ} -Verteilung in FG3 weicht dagegen erheblich von diesem Schema ab (Abb. 2.18). Man erkennt zwar noch die Trennung in ein Auftriebsregime im rechten Teil des Modellgebiets und ein Abtriebsregime im linken Teil, die Strukturen innerhalb dieser Regionen sind jedoch weitaus differenzierter als in den anderen Läufen. Sowohl die Auftriebs- als auch die Abtriebsgebiete sind durch absolute Maxima in etwa 50 m bzw. 30 m Tiefe gekennzeichnet. Die Extremwerte dort sind ≈ 10 m/d bzw. ≈ -4 m/d.

Abb. 2.19 zeigt Verteilungen der lokalen Rossby-Zahl am Tag 3. Abgesehen von der Stärke der zyklonalen Zelle gleicht Abb. 2.19a der Abb. 2.9b. Abb. 2.19b zeigt zwar auch die Zwei-Zellen-Struktur, die Extremwerte der zyklonalen und antizyklonalen Zelle liegen jedoch nicht an der Meeresoberfläche, sondern in einer Tiefe von etwa 20 m. Außerdem ist das Maximum der zyklonalen Zelle nicht mehr größer als der Absolutwert des Extremums der antizyklonalen Zelle. Ein völlig anderes Bild zeigt die Struktur der lokalen Rossby-Zahl des Laufs FG3 (Abb. 2.19c): Hier befindet sich je eine Zelle maximaler zyklonaler relativer Vorticity an der Oberfläche in der linken Hälfte des Modellgebiets und in etwa 70 m Tiefe am rechten Rand des Gebiets. Beide Zellen werden durch ein von rechts oben nach links unten verlaufendes Band antizyklonaler relativer Vorticity voneinander getrennt. Dieses besitzt einen Extremwert an der Meeresoberfläche und schiebt sich zungenförmig zwischen die beiden Regionen zyklonaler relativer Vorticity.

Die Entwicklung der Schichtdicken im Lauf FG3 für eine oberflächennahe Schicht und eine Schicht, die sich in ≈ 80 m Tiefe befindet, geht aus

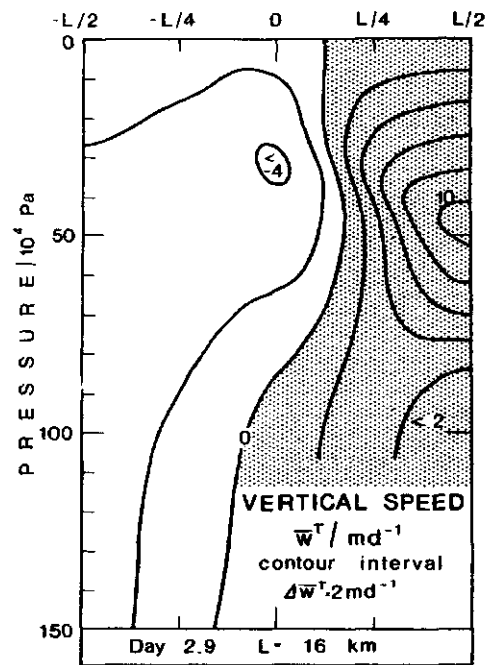


Abb. 2.18

Lauf FG3: Vertikalgeschwindigkeit

Im gerasterten Gebiet herrscht Auftrieb

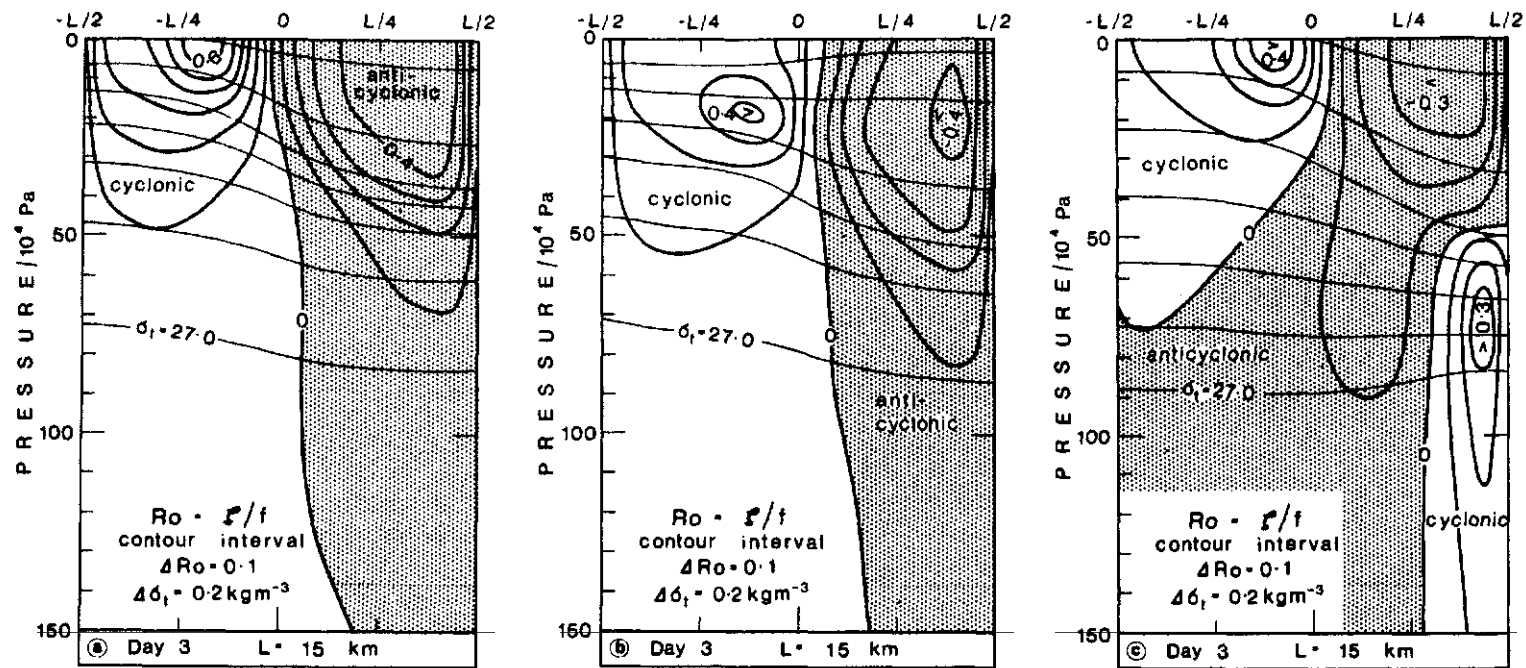


Abb. 2.19

Die lokale Rossby-Zahl. Der Bereich antizyklonaler Vorticity ist gerastert.

- a) Lauf FG1 b) Lauf FG2 c) Lauf FG3

Abb. 2.20 bevor. Schicht 2 (Abb. 2.20a) zeigt qualitativ die gleichen räumlich/zeitlichen Strukturen, wie Abb. 2.10: Vergrößerung der Schichtdicke im zyklonalen Bereich (vgl. Abb. 2.19c) und Verringerung derselben im antizyklonalen Bereich. Gleiches gilt für Schicht 6 (Abb. 2.20b), wobei jedoch zu beachten ist, daß der zyklonale Bereich sich für diese Schicht im rechten und der antizyklonale Bereich im linken Teil des Modellgebiets befindet. Die zeitliche Änderung der Schichtdicken in den Läufen FG1 und FG2 verhält sich qualitativ wie in FGO.

2.3.3 Diskussion der Ergebnisse

Im folgenden sollen nun die Ergebnisse der Läufe FG1, FG2 und FG3 interpretiert und diskutiert werden. Eine generelle Interpretation der Resultate des Laufs FG1 erübrigt sich, da die Anfangsbedingungen dieses Laufs im wesentlichen denen des Laufs FGO entsprechen. Unterschiede in der Stärke des Jets und der Intensität der zyklonalen relativen Vorticity am Tag 3 sind darauf zurückzuführen, daß durch den Verdunstungsprozeß während der ersten 24 Stunden der Integration in FGO ein horizontaler Dichtegradient an der Meeresoberfläche geschaffen wurde. Dies bedingt einen Schnitt von s -Flächen mit Isopyknen (siehe Abschnitt 2.1.8), und die in dem Modell verwendete Erhaltungsgröße Q (siehe Abschnitt 2.1.5) repräsentiert nicht mehr die individuelle Erhaltungsgröße IPV.

Charakteristisches Merkmal der Ergebnisse des Laufs FG2 am Tag 3 sind die negative Baroklinität der Fläche $\alpha_t = 26.0 \text{ kg m}^{-3}$, die Erzeugung eines v' -Maximums unterhalb der Meeresoberfläche sowie die geschlossenen Iso-plethen der lokalen Rossby-Zahl (Abb. 2.17b, 2.19b). Das Zustandekommen dieser Strukturen kann mit den gleichen Argumenten erklärt werden, die bereits im Abschnitt 2.2.2 verwendet worden sind. Wie in FGO und FG1 bewirkt die Deformation des Modellgebiets in der kinematischen Phase der Frontogenese eine Verstärkung des Absolutwerts der Baroklinität einer jeden Iso-pykne, sofern deren Anfangsneigung von null verschieden ist. Da in dieser Phase die Rossby-Zahl $\ll 0.1$ ist, reagiert der Jet geostrophisch und beschleunigt. In der darauffolgenden dynamischen Phase der Deformation wird Stauchen und Strecken von Vortexelementen signifikant. Im Lauf FG2 haben nun zu Beginn der Deformation das Jetmaximum sowie die Extrema der (noch verschwindend geringen) relativen Vorticity Kontakt mit der Meeresoberfläche,

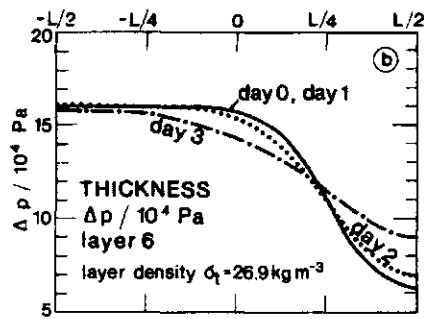
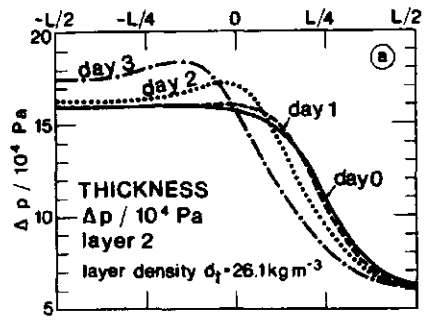


Abb. 2.20

Lauf FG3: Zeitliche Entwicklung der Schichtdicke

da in dem Bereich, wo die Isopyknen horizontal liegen, keine Vertikalscherung vorhanden ist (Abb. 2.16b). Sobald aber der Jet beschleunigt, nimmt die zyklonale relative Vorticity zu und die antizyklonale ab. Das damit verbundene Stauchen von Vortexelementen auf der zyklonalen und das Stauchen auf der antizyklonalen Seite bewirkt die Schrägstellung der anfangs horizontalen Isopykne $\sigma_t = 26.0 \text{ kg m}^{-3}$. Der geostrophisch balancierte Anteil der Vertikalscherung des Jets besitzt dann in der Oberschicht ein Vorzeichen, das der Scherung in den darunterliegenden Schichten entgegengesetzt ist, und die Jetgeschwindigkeit an der Meeresoberfläche nimmt weniger schnell zu als darunter. Im gleichen Sinn, wie nun das Jetmaximum in die Tiefe wandert, entfernen sich die Extrema der relativen Vorticity von der Meeresoberfläche. Signifikante zeitliche Änderungen der relativen Vorticity beschränken sich jetzt auf die unmittelbare Nachbarschaft des Jetkerns und induzieren dort auch einen beobachteten verstärkten ageostrophischen Massenfluß.

Markant für die Ergebnisse des Laufs PG3 sind die Vorzeichenumkehr der Neigung der Isopykne $\sigma_t = 27.0 \text{ kg m}^{-3}$, die Entwicklung eines gegenläufigen Jets mit einem Kern in ca. 80 m Tiefe sowie die Anordnung der Vorticityzellen. Die Besonderheit dieses Laufs besteht darin, daß durch die Vorzeichenumkehr des AIPV (vgl. Abb. 2.16c) die anfängliche Neigung der Isopyknen mit der Tiefe abnimmt und die Baroklinität für alle Isopyknen mit $\sigma_t > 27.2 \text{ kg m}^{-3}$ null ist (Tab. 2.2). Während der Integration des Modells geschieht nun in den Regionen mit $\sigma_t < 27.2 \text{ kg m}^{-3}$ das gleiche wie in den anderen Modellläufen: Stauchen von Vortexelementen und Auftrieb auf der antizyklonalen sowie Strecken von Vortexelementen und Abtrieb auf der zyklonalen Seite des Jets. Durch dieses Zirkulationsschema werden die ursprünglich horizontalen Isopyknen auf der zyklonalen Seite des Jets abgesenkt und auf der antizyklonalen Seite aufgehoben; dadurch wird die Baroklinität in tieferen Schichten negativ. Die Baroklinität der Fläche $\sigma_t = 27.0 \text{ kg m}^{-3}$ wechselt durch diesen Vorgang während der Integration sogar ihr Vorzeichen (vgl. Abb. 2.16c, 2.17c). In der dynamischen Phase der Frontogenese wird also ein Massenfeld mit positiver Baroklinität in den oberen Schichten und mit negativer Baroklinität in den darunterliegenden Bereichen erzeugt. Dies erfordert nun verschiedenes Vorzeichen der geostrophisch balancierten Vertikalscherung in den genannten Regionen, welche zusammen mit der weiteren kinematischen und dynamischen Verschärfung der

Baroklinität der "umgekippten" Isopyknen einen Jet mit gegenläufiger Strömungsrichtung in etwa 80 m Tiefe generiert (Abb. 2.17c). Dieser Tiefenjet erzeugt jetzt - genau wie der Oberflächenjet - je eine Zelle zyklonaler und antizyklonaler relativer Vorticity (Abb. 2.19c), wodurch ein ageostrophischer Massenfluß induziert wird. Dadurch wird auf der antizyklonalen Seite des Tiefenjets die Schichtdicke vermindert, auf der zyklonalen Seite vergrößert (Abb. 2.20b). Aus Kontinuitätsgründen muß nun Auftrieb auf der antizyklonalen und Abtrieb auf der zyklonalen Seite einsetzen. Da die Vorticityzellen des Tiefenjets antisymmetrisch zu denen des Oberflächenjets angeordnet sind, ist die Richtung der Vertikalgeschwindigkeit in tieferen Schichten der Vertikalgeschwindigkeitsrichtung in den oberen Schichten entgegengesetzt; das ist die Erklärung für die in Abb. 2.18 dargestellten internen Maxima der absoluten Vertikalgeschwindigkeit.

Die Ergebnisse der Läufe FG1, FG2 und FG3 haben gezeigt, daß das durch die Frontogenese erzwungene Zirkulationsschema durch die Vertikalstruktur des anfänglichen IPVG geprägt wird. Ein wichtiges Resultat dieser Studie ist, daß bei entsprechender Wahl der IPVG-Vertikalstruktur eine Vorzeichenumkehr der Baroklinität und eine zeitliche Umkehr der Strömungsrichtung aller drei Geschwindigkeitskomponenten erzwungen werden kann. Dies mag eine Erklärung für die oft beobachtete Baroklinitätsumkehr in Frontalzonen (FISCHER, 1986) und Wirbeln (RICHARDSON, 1983) sein. Die Vorzeichenumkehr in Wirbeln kann einerseits eine "fossile" Struktur einer Front sein, die instabil geworden ist und zur Bildung dieses Wirbels führte; andererseits ist denkbar, daß durch "sekundäre" Frontogenese im Deformationsfeld dieses Wirbels eine Frontalzone geschaffen wurde, deren dynamische Strukturen dem Wirbel überlagert worden sind.

2.4. Variationen des Anfangstemperaturfelds

In diesem Abschnitt soll der Respons verschiedener Anfangsbedingungen des passiv advectierten Temperaturfelds auf das durch die Frontogenese induzierte Zirkulationsschema untersucht werden. Dazu werden jeweils drei verschieden strukturierte Temperaturfelder dem Anfangsmassenfeld des Laufs FG1 (Abb. 2.16a) überlagert und bis zum Tag 3 integriert. Alle Parameter des Laufs FG1 und damit auch die Dynamik bleiben unverändert. Die drei dazu erforderlichen Modellläufe werden mit FG4, FG5 und FG6 bezeichnet.

2.4.1 Formulierung der Anfangstemperaturfelder

Die Anfangstemperatur- und Dichtefelder der Läufe FG4, FG5 und FG6 sind in Abb. 2.21 dargestellt. Die Temperaturverteilung in FG4 ist dabei die gleiche wie in FGO (zumindest bzgl. der Druckabhängigkeit, siehe Abb. 2.11a). Die Isothermen verlaufen horizontal, der vertikale Temperaturgradient ist linear mit $-0.05 \text{ K}/10^4 \text{ Pa}$. Der Lauf FG4 ist im wesentlichen mit FGO identisch; er dient lediglich zu Vergleichszwecken. In FG5 und FG6 nimmt die Temperatur im gleichen Maße linear mit zunehmendem Druck ab, zusätzlich ist jedoch eine horizontale Abhängigkeit eingeführt worden, die durch eine lineare Temperaturzunahme von 10 °C bei $x = -L_0/2$ auf 20 °C bei $x = L_0/2$ in FG5 und eine lineare Abnahme von 20 °C bei $x = -L_0/2$ auf 10 °C bei $x = L_0/2$ in FG6 an der Meeresoberfläche gekennzeichnet ist. Die Neigung der Isothermen in FG5 weist also das gleiche Vorzeichen wie die Neigung der Isopyknen auf; in FG6 ist das Vorzeichen entgegengesetzt und in FG4 gleich null.

2.4.2 Ergebnisse

Abb. 2.22 zeigt Temperatur- und Dichteverteilungen der drei Läufe am Tag 3. Die Temperaturstruktur des Laufs FG4 ist nahezu die gleiche wie in FGO (vgl. Abb. 2.11d). Die Entwicklung des Temperaturfelds in FG5 (Abb. 2.21b und 2.22b) läßt sich folgendermaßen beschreiben: In der linken Hälfte des Modellgebiets sind die Isothermen abgesenkt, im rechten Teil angehoben worden. Die absolute Vertikalverlagerung in der rechten Hälfte ist dabei stärker als in der linken; dadurch sind die Isothermen verbogen worden. Die anfänglich lineare horizontale Temperaturveränderung ist nicht mehr vorhanden. Unterhalb von etwa 50 m ist die horizontale Temperaturverteilung durch starke Gradienten in der linken Hälfte des Modellgebiets (dem zyklonalen Bereich, vgl. Abb. 2.19a), fast verschwindende Thermoklinität im mittleren antizyklonalen Bereich und wieder stärkere Gradienten am rechten Rand gekennzeichnet. In den oberen 50 m sind die horizontalen Temperaturgradienten auf der antizyklonalen Seite generell schwächer ausgeprägt als auf der zyklonalen Seite. Außerdem erkennt man hier deutlich eine Verlagerung der Isothermen von der antizyklonalen auf die zyklonale Seite. Gleiches gilt auch für FG6 (Abb. 2.22c) im oberflächennahen Bereich: Auf der zyklonalen Seite sind die Isothermen in der Horizontalen stärker gedrängt als auf der antizyklonalen; im Übergangsbereich haben sich sogar Inversionen

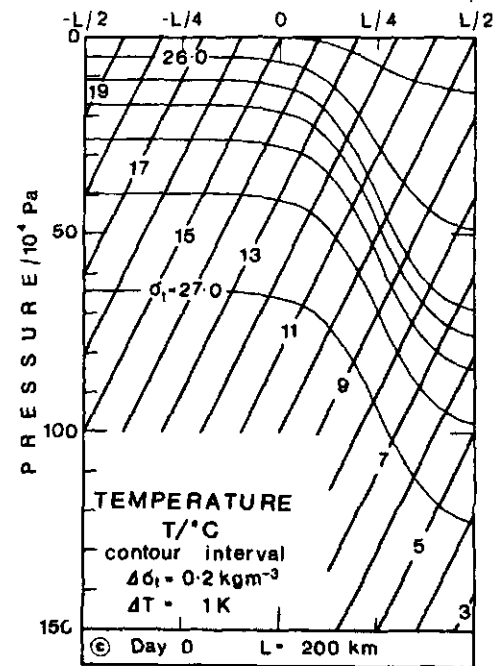
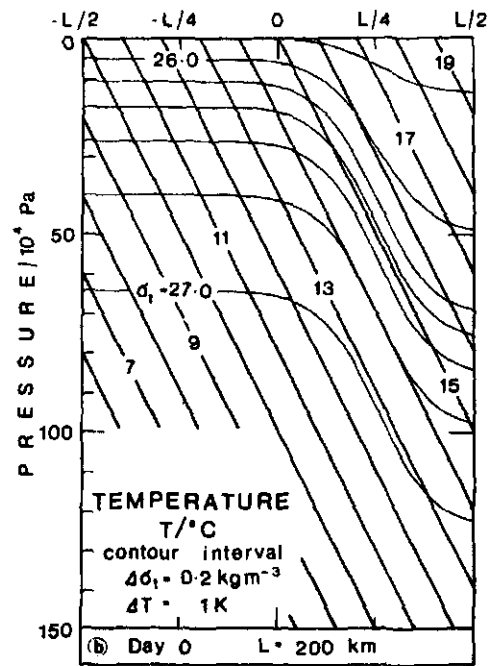
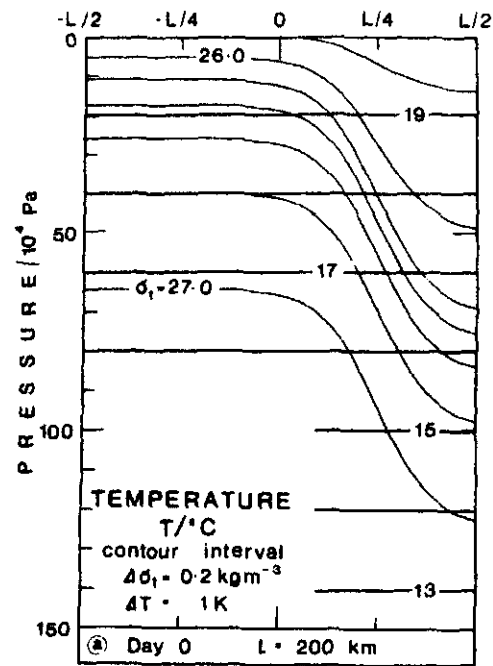


Abb. 2.21

Anfangstemperaturfelder

a) Lauf FG4

b) Lauf FG5

c) Lauf FG6

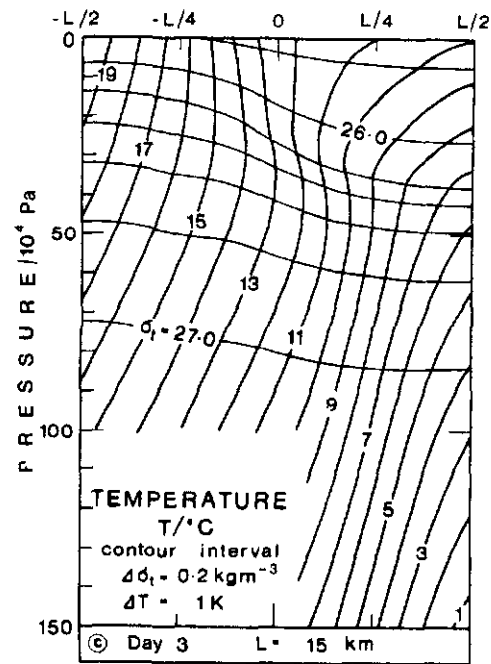
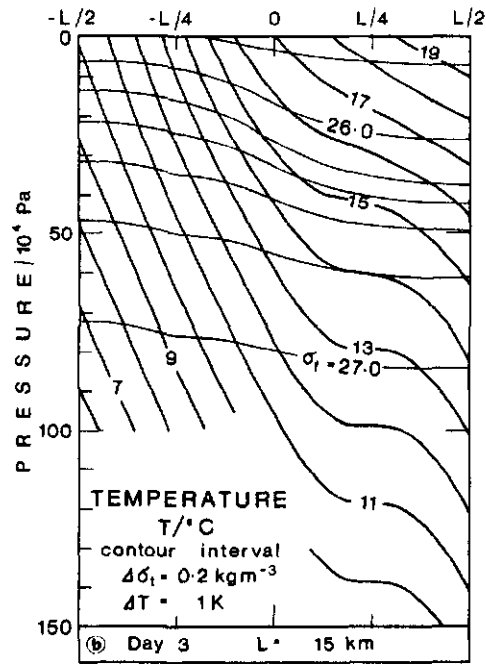
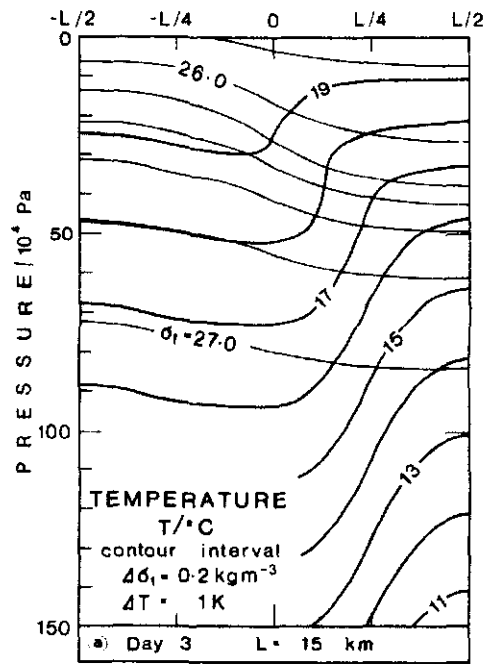


Abb. 2.22

Temperaturfelder am Tag 3

a) Lauf FG4

b) Lauf FG5

c) Lauf FG6

gebildet. In tieferen Regionen hat sich der horizontale Temperaturgradient insbesondere auf der antizyklonalen Seite verstärkt - im Gegensatz zu FG5. Da im Modell horizontale Advektion rein isopyknisch erfolgt, erleichtert die Darstellung der Thermoklinität auf Isopyknen das Verstehen der Vorgänge, die die beschriebenen Strukturen erzeugt haben. Abb. 2.23 zeigt die Entwicklung der Thermoklinität in den drei Läufen auf einer oberflächennahen ($\sigma_t = 26.1 \text{ kg m}^{-3}$) und auf einer tieferen Isopykne ($\sigma_t = 27.5 \text{ kg m}^{-3}$, vgl. Tabelle 2.2). Die zeitliche Änderung der Thermoklinität in FG4 ist dabei annähernd identisch mit der in Abb. 2.12 dargestellten. Die Anfangsverteilung der Isothermen in FG5 (die Neigung der Isothermen hat das gleiche Vorzeichen wie die Neigung der Isopyknen) bewirkt ein Thermoklinitätsminimum genau dort, wo die Baroklinität am stärksten ist. Dies spiegelt sich auch in den Abb. 2.23b1,b2 wider: Am Tag 1 ist die Thermoklinität fast überall positiv mit etwa 0.05 K/km. Nur in einem schmalen Bereich, etwa bei $x = L/4$, ist sie annähernd gleich null; sie ist dort sogar leicht negativ. Während der Deformation verstärkt sich dieses Signal nun absolut sowohl auf der unteren als auch in der oberen σ_t -Fläche. Auf $\sigma_t = 27.5 \text{ kg m}^{-3}$ erreicht die Verstärkung etwas mehr als einen Faktor 13, die Position des Minimums bleibt dabei ortsfest. Anders dagegen auf $\sigma_t = 26.1 \text{ kg m}^{-3}$: Hier wächst die Thermoklinität bei $x = -L/4$ um mehr als das 18fache, bei $x = -L/2$ dagegen nur um einen Faktor 7. Außerdem verschiebt sich das Thermoklinitätsminimum nach links. In FG6 ist die Anfangsneigung der Isothermen mit einem anderen Vorzeichen versehen als die Baroklinität; das Maximum der absoluten Thermoklinität deckt sich also mit dem Baroklinitätsmaximum bei $x = L/4$. Dies erkennt man in Abb. 2.23c1,c2. Wie in FG4 und FG5 verstärkt sich die absolute Thermoklinität auf $\sigma_t = 27.5 \text{ kg m}^{-3}$ bis zum Tag 3 überall um etwa einen Faktor 13. Dies ist wiederum nicht auf $\sigma_t = 26.1 \text{ kg m}^{-3}$ der Fall. Das Maximum der absoluten Thermoklinität am Tag 3 erreicht nur etwa den 10fachen Wert des Maximums am Tag 0. Bei $x = -L/2$ ist das Thermoklinitätssignal um etwa das 8fache, bei $x = L/2$ nur um das 4.5fache gewachsen. Auch hier ist das Maximum der absoluten Thermoklinität nach links verschoben worden.

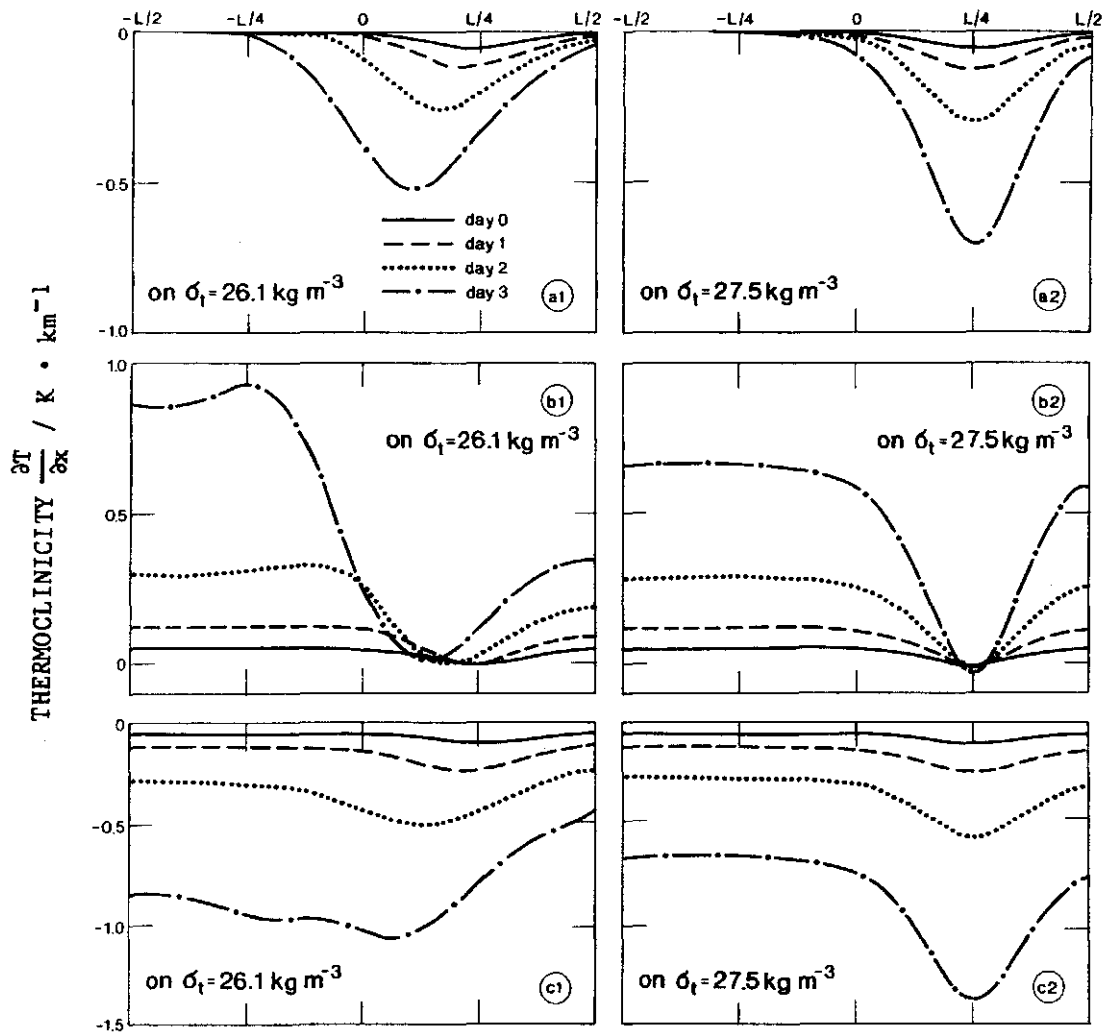


Abb. 2.23

Zeitliche Entwicklung der Thermoklinität

a) Lauf FG4 b) Lauf FG5 c) Lauf FG6

2.4.3 Diskussion der Ergebnisse

Das Zustandekommen der Temperatur- und Thermoklinitätsstrukturen in FG4, FG5 und FG6 läßt sich mit den gleichen Argumenten erklären, die schon in Abschnitt 2.2.2 verwendet worden sind, da die dynamischen Strukturen in FGO sowie in den hier zur Diskussion stehenden Modellläufen annähernd die gleichen sind. Demnach reagiert die Temperaturstruktur in den tieferen Schichten des Modells rein kinematisch auf die Anregung durch das Deformationsfeld, indem existierende Gradienten lokal absolut verstärkt werden. In den Gebieten jedoch, wo Strecken und Stauchen von Vortexelementen signifikant ist, wird die (auch hier wirksame) rein kinematische Änderung der Thermoklinitätsstruktur durch ageostrophische Massenflüsse modifiziert. Der von der antizyklonalen zur zyklonalen Seite gerichtete Massenfluß sorgt einerseits für eine Verlagerung der Isothermen, andererseits bewirkt die Konvergenz des ageostrophischen Massenflusses auf der zyklonalen Seite (Abtrieb) eine zusätzliche Verstärkung des absoluten isopyknischen Temperaturgradienten, der den kinematischen Effekt noch steigert. Auf der antizyklonalen Seite ist das Gegenteil der Fall: Divergenz im ageostrophischen Massenfluß (Auftrieb) schwächt hier den kinematischen Anstieg der absoluten Thermoklinität.

Mit den in diesen drei Modellläufen verwendeten Anfangstemperaturfeldern soll nicht irgendeine reale Situation im Ozean simuliert werden. Es geht lediglich darum, zu untersuchen, welche Signale die ursprünglich großskalige isopyknische Temperaturverteilung nach erfolgter Konfluenz in Frontalzonen erzeugen kann. Damit kann z.B. die Interpretierbarkeit von in Feldexperimenten gewonnenen Meßdaten verbessert werden. Die Ergebnisse lassen jetzt folgende Schlüsse zu: In Konfluenzzonen wird Thermoklinität in erster Näherung kinematisch verstärkt. Die Position des Maximums der absoluten Thermoklinität ist nicht notwendigerweise mit der Position des Baroklinitätsmaximums deckungsgleich. Maßgebend dafür ist in erster Linie die Anfangsbedingung, d.h. die großskalige Thermoklinitätsstruktur. Bei entsprechender Wahl der Anfangsbedingungen kann deshalb das Baroklinitätsmaximum von einem Minimum der absoluten Thermoklinität begleitet werden und extreme Thermoklinität beiderseits der Baroklinitätsmaximums anzutreffen sein (FG5). Solche Doppelstrukturen der Thermoklinität wurden z.B. von FISCHER (1986) beobachtet (vgl. Abb. 1.8b). Strecken und Stauchen von

Vortexelementen während der Frontogenese führen zu einer horizontalen Verschiebung des Thermoklinitätssignals von der antizyklonalen zur zyklonalen Seite der Front. Das mag eine Erklärung für die in Feldexperimenten häufig registrierte Neigung des Thermoklinitätsmaximums mit der Tiefe sein. Dieser Vorgang bewirkt außerdem eine über den rein kinematischen Effekt hinausgehende absolute Verstärkung der Thermoklinität auf der zyklonalen und ein der kinematischen Verstärkung entgegengesetzte Aufweichung der Thermoklinität auf der antizyklonalen Seite des Jets.

Die Läufe FG4 und FG6 haben die Möglichkeit angedeutet, daß ageostrophische Massenflüsse Temperaturinversionen erzeugen können. Diese Inversionen sind allerdings sehr schwach ausgeprägt und lokal begrenzt. Inversionen mit mehreren Kilometern horizontaler Ausdehnung, wie z.B. in Abb. 1.8b dargestellt, können mit der zweidimensionalen Deformationsmethode möglicherweise nicht erzeugt werden. Wahrscheinlich sind sie das Produkt dreidimensionaler Frontendynamik, die in Abschnitt 3 beschrieben werden wird.

2.5 Schlußfolgerungen

Das in Abschnitt 2 vorgestellte voll-nichtlineare Modell beschreibt die Erzeugung einer mesoskaligen Front im Deformationsfeld synoptischskaliger Wirbel. Es gibt Aufschluß über die während des Frontogeneseprozesses induzierte lokale Dynamik, während die Rossby-Zahl in der Nähe von 1 liegt. Das Modell produziert eine Front, deren Strukturen signifikant von denen abweichen, die mit dem diagnostischen Modell von MW vorhergesagt worden sind. Deren Modell ist semi-geostrophisch und erzeugt unrealistische Dichte- und Vorticitystrukturen, sobald die Rossby-Zahl sich 1 nähert. Der grundlegende Mechanismus mesoskaliger Frontogenese, insbesondere die aus dem Stauchen und Strecken von Vortexelementen resultierende ageostrophische Zirkulation, ist in beiden Modellen der gleiche. In dem hier vorgestellten Modell werden jedoch die sich daraus ergebenden Konsequenzen detaillierter aufgedeckt.

Die Ergebnisse des Modells führen zu folgenden Schlüssen:

- In der dynamischen Phase der Frontogenese, d.h. wenn die Rossby-Zahl Werte > 0.1 erreicht, wird die Neigung von Isopyknen durch Strecken und Stauchen von Vortexelementen abgebaut, obwohl das Deformationsfeld

weiterhin versucht, die Baroklinität kinematisch zu verstärken. Dadurch wird der anfängliche Vorrat an verfügbarer potentieller Energie ständig in kinetische Energie des Jets umgesetzt. Da dieser Vorrat endlich ist, kann der Jet nicht beliebig stark werden. Durch den fortgesetzten Abbau der Baroklinität, insbesondere in tiefer liegenden Schichten, wird der Jet flacher. Individuelle Erhaltung potentieller Vorticity verbietet, daß die horizontale Ausdehnung der Zelle antizyklonaler relativer Vorticity beliebig klein wird. Dadurch ist die minimale Weite des Jets limitiert und die Kaskade potentieller Enstrophie zu höheren Wellenzahlen wird abgebrochen.

- Die dynamische Struktur der entstehenden Front wird durch das anfängliche Profil des Gradienten der isopyknischen potentiellen Vorticity (IPVG) bestimmt. Durch entsprechende Wahl des IPVG-Anfangsprofils werden Fronten erzeugt, deren Strukturen sich signifikant voneinander unterscheiden. Existiert kein von null verschiedener IPVG an der Meeresoberfläche, so führt dies zu einer Front, deren endgültiges Aussehen durch eine Baroklinitätsumkehr in den oberen Schichten und einen Jet gekennzeichnet ist, der ein Geschwindigkeitsmaximum unterhalb der Meeresoberfläche aufweist. Ist das anfängliche IPVG-Profil derart beschaffen, daß die Anfangsbaroklinität mit zunehmender Tiefe immer geringer wird, so führt dies in der Tiefe geringer Anfangsbaroklinität zu einem Jet, der dem Oberflächenjet entgegengerichtet ist. Auch in diesem Fall kann eine Baroklinitätsumkehr mit der Tiefe erzwungen werden.
- Passive Skalare, wie Temperatur auf Isopyknen, reagieren in erster Näherung kinematisch auf das frontenerzeugende Deformationsfeld, d.h. fortgesetzte Konfluenz bewirkt eine permanente Verstärkung ihrer absoluten isopyknischen Gradienten. Lediglich dort, wo signifikante Divergenzen in entlang von Isopyknen gerichteten ageostrophischen Massenflüssen herrschen, wird dieses Verhalten modifiziert. Durch verschiedene Vorgaben des Anfangstemperaturfelds konnte nachgewiesen werden, daß der maximale absolute isopyknische Temperaturgradient (Thermoklinität) nicht notwendigerweise mit der Position maximaler Baroklinität deckungsgleich sein muß. Bei bestimmter Wahl des Anfangstemperaturfelds sind sogar Doppelstrukturen der Thermoklinität mit einem Minimum der absoluten Thermoklinität in der Region stärkster Baroklinität und Zonen verstärkter absoluter Thermoklinität beiderseits davon möglich. Außerdem gelang der

Nachweis, daß Temperaturinversionen durch rein isopyknische Transporte während der Frontogenese erzeugt werden können.

Mit dem hier vorgestellten Modell kann erfolgreich die Genese mesoskaliger Fronten simuliert werden. Die Ergebnisse legen jedoch nahe, daß auch größer-skalige Fronten, wie z.B. die Azorenfront (GOULD, 1985), das Resultat gyreskaliger Deformationsprozesse sind. Daß diese Fronten bisher nicht in gyreskaligen Zirkulationsmodellen reproduziert werden, hat seine Ursache möglicherweise in der Tatsache, daß mit diesen Modellen der gyreskalige IPVG in der saisonalen Sprungschicht nicht aufgelöst wird. Hier ergeben sich neue Anwendungsmöglichkeiten dieses Modells.

3 DAS MÄANDERMODELL

Das im letzten Abschnitt vorgestellte Modell ist zweidimensional, d.h. es sind wegen $\partial/\partial y \equiv 0$ keine y -abhängigen Lösungen möglich. In diesem Abschnitt soll die hydrodynamische (barotrope/barokline) Instabilität der durch das Frontogenesemodell erzeugten Fronten untersucht werden. Derartige Instabilitäten offenbaren sich durch Mäandrieren des Frontenjets; es werden also y -abhängige Lösungen des Gleichungssystems (2.1), (2.2), (2.3) gesucht. Das erfordert eine Ausdehnung des Modellgebiets in die dritte Dimension. Abschnitt 3.2 beschreibt die grundlegenden Gleichungssysteme des Modells, Rand- und Anfangsbedingungen. Die Ergebnisse eines Modellaufs mit der Bezeichnung M0 (M = Mäander) werden in 3.3 dargestellt. Der Respons der Modellergebnisse auf verschiedene Anfangsbedingungen wird in den Abschnitten 3.4 und 3.5 untersucht. Eine Zusammenfassung aller Ergebnisse enthält Abschnitt 3.6.

Zuerst sollen jedoch im folgenden Abschnitt (3.1) die für die Behandlung des Instabilitätsproblems notwendigen theoretischen Grundlagen vermittelt werden.

3.1 Hydrodynamische Instabilität

Die Theorie hydrodynamischer Instabilität befaßt sich mit dem Respons einer "einfachen Bewegung", der eine "kleine Bewegung" überlagert worden ist (VAN MIEGHEM, 1951). Diese "einfache Bewegung", auch "hydrodynamischer Grundzustand" genannt, ist als Zustand eines Mediums definiert, bei dem an jedem Ort alle Kräfte senkrecht zur Bewegungsrichtung und zueinander im Gleichgewicht stehen. Die "kleine Bewegung" ist eine dem Grundzustand überlagerte sinusoidale "Störung" kleiner Amplitude in der Form ebener Wellen, die sich in Richtung der durch den Grundzustand vorgegebenen Bewegung fortpflanzen. Unter bestimmten Bedingungen kann nun die Amplitude der Störung stark anwachsen - sie ist instabil. Ein Ziel der Instabilitätstheorie ist, notwendige und hinreichende Bedingungen für die Instabilität der Störung zu finden.

Die mathematische Behandlung dieses Problems beginnt mit der Aufstellung der Störungsgleichungen, d.h., in dem Gleichungssystem, das den Grundzustand beschreibt, werden die "ungestörten" Größen durch die "gestörten"

Größen ersetzt. Ein exponentieller Lösungsansatz führt zu einer allgemeinen Beziehung zwischen der Wellenzahl κ und der Phasengeschwindigkeit c der Störung. Diese Beziehung stellt ein Eigenwertproblem für die komplexe Phasengeschwindigkeit $c = c_r + ic_i$ dar. Existieren für eine vorgegebene Wellenzahl κ nur Lösungen mit $c_i > 0$, dann ist dies eine notwendige und hinreichende Bedingung für die Instabilität der Störung; existieren jedoch nur reelle Lösungen, dann ist die Störung stabil. Ob eine Störung stabil oder instabil ist, hängt also von ihrer Wellenzahl ab. Da äußerst umfangreiche Rechnungen erforderlich sind, eine Dispersionsrelation $c_i(\kappa)$ aufzustellen, beschränken sich die meisten der mit diesem Problem befaßten Arbeiten darauf, notwendige Bedingungen für das Auftreten von Instabilitäten herzuleiten, d.h., es werden die Voraussetzungen formuliert, unter denen c_i positiv werden kann.

In diesem Modell soll jetzt die Stabilität der im Abschnitt 2 erzeugten Fronten untersucht werden. Dazu ist jedoch notwendig, die Produkte der Integration des Frontogenesemodells in der Weise zu modifizieren, daß ein Gleichgewichtszustand erreicht wird. Diesem Grundzustand wird dann ein Störungsfeld überlagert.

3.2 Formulierung des Modells

3.2.1 Modellgleichungen in Hybridkoordinaten

Grundlage des Modells sind wiederum die von BLECK (1978b) formulierten und von BB verwendeten nichtlinearen Gleichungen, die das Strömungsfeld in einem Koordinatensystem (x,y,s) darstellen, wobei s eine verallgemeinerte Vertikalcoordinate ist. Die Bewegungsgleichungen mit der hydrostatischen Approximation, die Kontinuitätsgleichung und die thermodynamische Gleichung sind identisch mit den bereits im Abschnitt 2.1.2 vorhandenen Gleichungen (2.1), (2.2) und (2.3). Die Bedeutung aller verwendeten Symbole bleibt erhalten. Für den Gebrauch in diesem Modell werden die rechten Seiten der Bewegungsgleichungen (2.1a) und (2.1b) sowie die hydrostatische Grundgleichung (2.1c) wieder mit Hilfe des Montgomery-Potentials

$$M(x,y,s) = \sigma p + \Phi$$

ausgedrückt. Advektions- und Coriolis term in (2.1a,b) werden durch die Beziehung

$$\mathbf{v} \cdot \nabla_s \mathbf{u} - f v = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{2} v^2 \right) - v (\zeta + f)$$

$$\mathbf{v} \cdot \nabla_s \mathbf{v} + f u = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{2} v^2 \right) + u (\zeta + f)$$

zusammengefaßt, wobei

$$\zeta = \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)_s - \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_s$$

die relative Vorticity in s-Koordinaten repräsentiert. Die Bewegungsgleichungen lauten dann

$$\left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)_s + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u^2 + v^2}{2} \right)_s - v (\zeta + f) + \dot{s} \frac{\partial u}{\partial s} = - \left(\frac{\partial M}{\partial x} \right)_s + p \left(\frac{\partial \alpha}{\partial x} \right)_s \quad (3.1a)$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)_s + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{u^2 + v^2}{2} \right)_s + u (\zeta + f) + \dot{s} \frac{\partial v}{\partial s} = - \left(\frac{\partial M}{\partial y} \right)_s + p \left(\frac{\partial \alpha}{\partial y} \right)_s \quad (3.1b)$$

und die hydrostatische Gleichung

$$\frac{\partial M}{\partial s} = p \frac{\partial \alpha}{\partial s} \quad (3.1c)$$

Die Kontinuitäts- und die thermodynamische Gleichung seien der Vollständigkeit halber nochmal an dieser Stelle wiedergegeben:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial p}{\partial s} \right) + \nabla_s \cdot \left(\mathbf{v} \frac{\partial p}{\partial s} \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left(\dot{s} \frac{\partial p}{\partial s} \right) = 0 \quad (3.2)$$

$$\dot{\alpha} \equiv \left(\frac{\partial \alpha}{\partial t} \right)_s + \mathbf{v} \cdot \nabla_s \alpha + \left(\dot{s} \frac{\partial p}{\partial s} \right) \frac{\partial \alpha}{\partial p} = 0 \quad (3.3)$$

Die Eigenschaften dieses Gleichungsterms bleiben unverändert erhalten, d.h. Erhaltung von potentieller Vorticity und potentieller Enstrophie gilt

weiterhin, solange $\dot{s} \equiv 0$ ist. Genau wie im Frontogenesemodell soll auch im Mäandermodell Temperatur passiv advektiert werden. $dT/dt \equiv 0$ lautet dann

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_s + \mathbf{v} \cdot \nabla_s T + \left(\dot{s} \frac{\partial p}{\partial s} \right) \frac{\partial T}{\partial p} = 0. \quad (3.4)$$

3.2.2 Modellgleichungen in endlichen Differenzen

Die Differenzengleichungen für (3.1a,b) im "C"-Gitter erhält man, indem man die rechten Seiten von (2.28a,b) mit Hilfe des Montgomery-Potentials ausdrückt (Gleichung (2.30a,b)). Die Bewegungsgleichungen lauten dann

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)_s + \delta_x \left[\frac{\overline{u^2}^x + \overline{v^2}^y}{2} \right] - \overline{v^{xy}} \overline{Q^y} + \left(\delta_s \overline{p^x} \right)^{-1} \overline{\left(\dot{s} \frac{\partial p^x}{\partial s} \right)} \delta_s u \\ = - \delta_x M + \overline{p^{sx}} \delta_x \alpha \end{aligned} \quad (3.5a)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)_s + \delta_y \left[\frac{\overline{u^2}^x + \overline{v^2}^y}{2} \right] + \overline{u^{xy}} \overline{Q^x} + \left(\delta_s \overline{p^y} \right)^{-1} \overline{\left(\dot{s} \frac{\partial p^y}{\partial s} \right)} \delta_s v \\ = - \delta_y M + \overline{p^{sy}} \delta_y \alpha. \end{aligned} \quad (3.5b)$$

Die hydrostatische Gleichung entspricht (2.30c)

$$\delta_s M = p \delta_s \alpha, \quad (3.5c)$$

die Kontinuitätsgleichung ist identisch mit (2.31)

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta_s p + \delta_x U + \delta_y V + \delta_s \left(\dot{s} \frac{\partial p}{\partial s} \right) = 0 \quad (3.6)$$

und die thermodynamische Gleichung mit (2.32)

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{1}{\delta_s p} \left[\overline{U \delta_x \alpha^x} + \overline{V \delta_y \alpha^y} + \overline{\left(\dot{s} \frac{\partial p}{\partial s} \right) \delta_s \alpha^s} \right] = 0. \quad (3.7)$$

Die Erhaltungsgleichung für die Temperatur entspricht formal (3.7):

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{\delta_s p} \left[\overline{U \delta_x T^x} + \overline{V \delta_y T^y} + \overline{\left(\dot{s} \frac{\partial p}{\partial s} \right) \delta_s T^s} \right] = 0. \quad (3.8)$$

Die Bedeutung aller in (3.5) bis (3.8) verwendeten Symbole ist bereits in Abschnitt 2.1.6 erläutert worden.

3.2.3 Randbedingungen

Das Modellgebiet ist ein rechteckiger Kanal mit festen Wänden bei $x = 0$ und $x = L$. In y -Richtung ist das Gebiet begrenzt durch $y = 0$ und $y = B$. In der Vertikalen erstreckt sich der Kanal bis zu $p = 1000 \cdot 10^4$ Pa. Die Randbedingungen lauten

$$u = 0 \text{ und } \partial v / \partial x = 0 \text{ (free slip) bei } x = 0 \text{ und } x = L.$$

In y -Richtung ist das Modell periodisch. Die Randbedingungen für die Meeresoberfläche und den Boden sind Bedingungen für materielle Flächen, d.h.

$$\dot{s} \frac{\partial p}{\partial s} = 0 \text{ bei } p = 0 \text{ Pa und } p = 1000 \cdot 10^4 \text{ Pa.}$$

Diabatische Erwärmung/Abkühlung im Innern des Modellgebiets ist untersagt.

3.2.4 Technische Details

Das Modellgebiet ist in x -Richtung in 32 gleiche Intervalle $\Delta x = 2.5$ km und in y -Richtung in 64 gleiche Intervalle $\Delta y = 2.5$ km unterteilt. Damit ist $L = 80$ km und $B = 160$ km. L wird im folgenden als "Querfrontskala" oder "Kanalbreite" bezeichnet, B als "Längsfrontskala" oder "Kanallänge". (Die etwas unglückliche Wahl der Buchstaben L und B resultiert aus dem Wunsch nach einer möglichst konsistenten Nomenklatur im Frontogenese- und Mäandermodell.) Der Zeitschritt beträgt $\Delta t = 1000$ s. Die im Abschnitt 2.1.8

beschriebenen Restriktionen bei der Spezifizierung des Anfangsmassenfelds sowie der für die Positionierung der Koordinatenflächen verantwortliche Algorithmus haben auch in diesem Modell Gültigkeit. Eine "rigid-lid"-Approximation sorgt für eine Elimination schneller barotroper Schwerewellen, zur Dämpfung von 2- Δx -Rauschen werden die in 2.1.8 definierten Austausch-terme (mit u, v statt u', v') zu den rechten Seiten der Gleichungen (3.5a,b), (3.7) und (3.8) addiert. Der horizontale Austauschkoefizient ist mit $v = 50 \text{ m}^2/\text{s}$ konstant, für h^2 wird $h^2 = \Delta x \cdot \Delta y = 6.25 \cdot 10^6 \text{ m}^2$ gesetzt. Das Differentiationsschema unterscheidet sich von dem im Frontogenesemodell verwendeten lediglich dadurch, daß die Flußsterme $\overline{U \delta_x \alpha^x}$ und $\overline{V \delta_x \alpha^y}$ in (3.6) und (3.7) nicht mit dem antidiffusiven "upstream"-Differenzenschema, sondern räumlich zentriert berechnet werden. Hochfrequente Fluktuationen in den Feldern der prognostischen Variablen u, v, α und T werden mit einem (0.25 - 0.5 - 0.25)-Filter, Fluktuationen im δ_{sp} -Feld durch einen (0.01 - 0.98 - 0.01)-Filter gedämpft. Statische Instabilität wird durch den in 2.1.8 beschriebenen Mechanismus eliminiert.

3.2.5 Anfangsbedingungen

Im Modellauf M0 soll die hydrodynamische Instabilität der durch den Lauf FGI erzeugten Front untersucht werden. Da für jeden Zeitpunkt $t > 0$ während der Integration von FGI keine geostrophische Balance besteht, erfüllen Massen- und Geschwindigkeitsfeld nicht das Kriterium eines hydrodynamischen Grundzustands. Ein solcher Grundzustand ist jedoch gegeben, wenn man in einer beliebigen Phase der Integration von FGI lediglich das Massenfeld extrahiert und das dazugehörige geostrophisch balancierte Geschwindigkeitsfeld bestimmt. Dies wird zum Zeitpunkt $t = 2.665 \text{ d}$ getan. Die Querfrontskala $L(t)$ beträgt dann 20 km und die momentane Gitterweite $\Delta x(t) = 312.5 \text{ m}$. Da im Mäandermodell eine so hohe horizontale Auflösung nicht vorgesehen ist, wird die ursprünglich mit 64 Δx -Intervallen aufgelöste Front nur noch durch jeden achten Gitterpunkt approximiert (siehe Abb. 3.1). Die Gitterweite hat dann den gewünschten Wert von $\Delta x = 2.5 \text{ km}$. Das auf diese Weise gewonnene zwei-dimensionale Massenfeld wird jetzt unverändert auf alle 64 "Scheiben" mit der Dicke Δy abgebildet, so daß ein Kanal mit 20 km Breite und 160 km Länge entsteht. Um sich entwickelnden Mäandern in x -Richtung genügend Platz zu geben, wird der Kanal auf 80 km verbreitert. Dies geschieht durch Hinzufügen

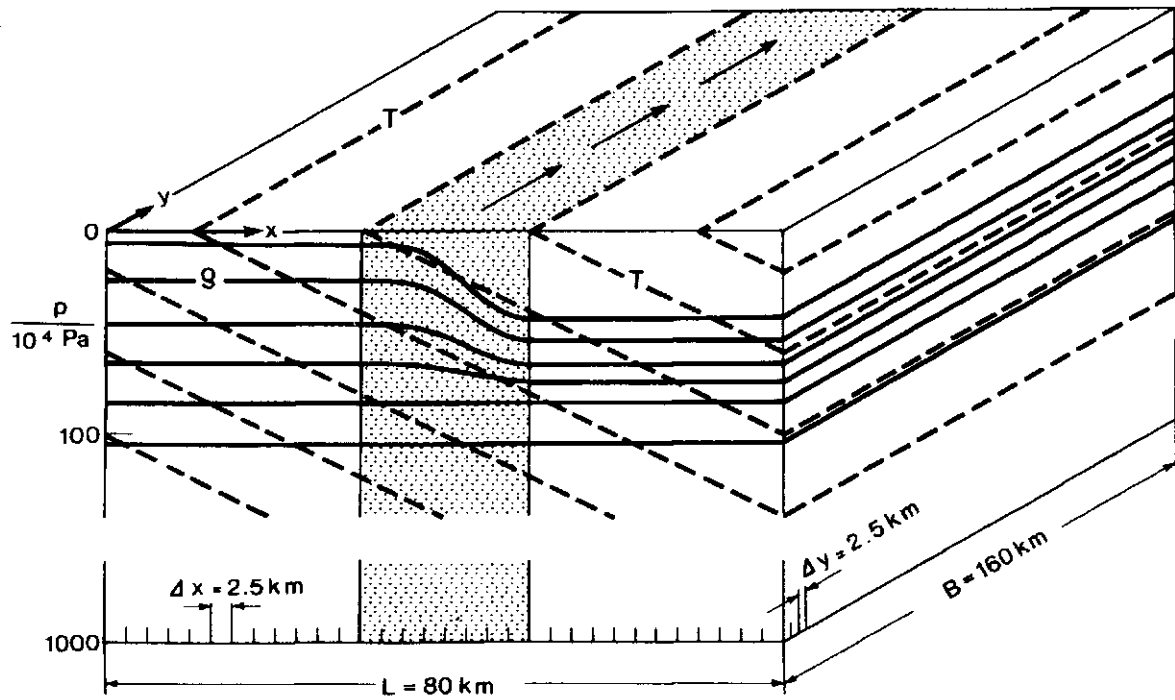


Abb. 3.1

Prinzipielle Struktur der Anfangsbedingung des Mäandermodells
durchgezogene Linien: Isopyknen

gerissene Linien : Isothermen

Das Massenfild im gerasterten Bereich ist das Produkt der
Integration des Frontogenesemodells.

von jeweils zwölf weiteren Gitterpunkten mit einem Abstand von $\Delta x = 2.5$ km zu beiden Seiten des bereits definierten Kanals. Die Vertikalstruktur des Massenfelds in diesen neu geschaffenen "äußeren" Gebieten wird durch horizontales Fortsetzen der Isopyknen des "inneren" Gebiets in x-Richtung erzeugt. Das ist problemlos, da die Isopyknen an den Rändern des inneren Gebiets nahezu horizontal liegen (vgl. Abb. 2.17a). Zu diesem Massenfeld wird nun die geostrophische Geschwindigkeit $v(x,y,s)$ bestimmt, wobei $v \equiv 0$ bei $1000 \cdot 10^4$ Pa angenommen wird. Das so entstandene Massen- und Geschwindigkeitsfeld ist nunmehr gekennzeichnet durch eine schmale 20 km breite Frontalzone mit dem dazugehörigen baroklinen Jet, die beiderseits von einem jeweils 30 km breiten Streifen bewegungslosen Wassers umgeben ist (siehe Abb. 3.1).

Die Analyse der Anfangsbedingung von FG1 (Abschnitt 2.3.1) hat ergeben, daß ein von null verschiedener IPVG nur an der Meeresoberfläche und am Boden existiert, wobei der IPVG am Boden ein entgegengesetztes Vorzeichen besitzt. Da das Frontogenesemodell zweidimensional ist und potentielle Vorticity individuell erhalten wird, bleibt diese Vertikalstruktur für alle Zeitpunkte $t > t_0$ bestehen, also auch für den Zeitpunkt $t = 2.665$ d. Eine solche Vorzeichenumkehr ist nach KILLWORTH (1980) eine notwendige Bedingung für das Auftreten barokliner Instabilität. Es ist nun zu untersuchen, inwieweit diese Struktur nach der oben beschriebenen "geostrophischen Anpassung" noch konserviert worden ist. In die Analyse der IPVG-Vertikalstruktur der Läufe FG1, FG2, FG3 ging lediglich die quer zur Front gerichtete Modulation des Isopyknenabstands ein (Gleichung (2.38)), die Horizontalscherung $\partial v' / \partial x$ brauchte wegen der kleinen Rossby-Zahl ($Ro \ll 0.1$) nicht berücksichtigt zu werden. Diese Approximation ist bei der Analyse der IPVG-Struktur des Mäandermodells nicht mehr zulässig, da der Jet stärker ($v \approx 0.3$ m/s) und die Querfrontskala (das ist der Bereich, in dem die Isopyknen geneigt sind) eine Größenordnung kleiner ist ($L = 20$ km). Die Rossby-Zahl ist deshalb $Ro > 0.1$ und die relative Vorticity darf nicht mehr vernachlässigt werden. Eine Analyse der IPVG-Vertikalstruktur ergibt jedoch, daß der negative IPVG an der Oberfläche und ein schwächerer positiver IPVG in der Bodenschicht auch nach der Linearisierung des Geschwindigkeitsfelds erhalten geblieben sind. Darüber hinaus bewirkt das "Anflicken" bewegungslosen Wassers beiderseits der Front zusätzlich eine IPVG-Struktur in den nächsten Schichten unterhalb der Oberflächenschicht, deren Vorzeichen dem IPVG in der Ober-

flächenschicht entgegengesetzt ist (siehe Abschnitt 3.3.6). Eine notwendige Bedingung für das Auftreten barotroper Instabilität (PEDLOSKY, 1979) ist ebenfalls erfüllt: Das Geschwindigkeitsprofil des Jets (siehe Abschnitt 3.3.1, Abb. 3.2b) bedingt eine Vorzeichenumkehr des horizontalen Gradienten der absoluten Vorticity, da der Coriolisparameter f konstant ist.

Die anfängliche Temperaturverteilung lehnt sich eng an die bereits im Lauf FG5 verwendete an.

$$T(x,y,p) = T(0,y,0) + \frac{T(L,y,0) - T(0,y,0)}{L} \cdot x - 5 \cdot 10^{-6} \cdot p \quad (3.9)$$

Setzt man $T(0,y,0) = 10 \text{ °C}$ und $T(L,y,0) = 20 \text{ °C}$ und impliziert man, daß x positiv nach Süden und y positiv nach Osten zeigt, dann erhält man als Nord-Süd-Gradienten der Temperatur 10 °C über 80 km . Die durch die lineare Temperaturabnahme mit steigendem Druck bedingte Neigung der Isothermen nach Süden entspricht qualitativ der Struktur an der nordatlantischen Polarfront im Sommer (FISCHER, 1986). Der gewählte Nord-Süd-Temperaturgradient ist für ozeanographische Verhältnisse zweifellos sehr groß, Hauptgesichtspunkt für die Wahl dieser Horizontalstruktur im Temperaturfeld ist jedoch, auf allen Isopyknen einen signifikanten Temperaturgradienten vorzugeben, um die räumliche und zeitliche Struktur von Temperatur auf Dichteflächen (d.h. die isopyknische Vermischung) gut verfolgen zu können.

3.2.6 Das Störungsfeld

Dem geostrophischen (d.h. $u \equiv 0$) Anfangsgeschwindigkeitsfeld wird eine barotrope Störung $u_\varepsilon(x,y)$ der u -Komponente überlagert:

$$u_\varepsilon(x,y) = u_0 \cdot \sin\left(2\pi \cdot \kappa \frac{y}{B}\right) \cdot \left[a_1 \exp\left(a_2 \frac{x}{L} + a_3 \frac{x^2}{L^2}\right) - a_1 \right]. \quad (3.10)$$

u_0 ist dabei die Amplitude der Störung und $\kappa = B/\lambda_y$ die Kanalwellenzahl, wobei λ_y die Wellenlänge der Störung ist. Die Funktion in eckigen Klammern mit den Koeffizienten $a_1 = 10^{-8}$, $a_2 = 4 \cdot \ln a_1$ und $a_3 = -a_2$ (siehe BRONSTEIN und SEMENDJAJEW, 1977, Seite 76) sorgt dafür, daß die Störung maximal bei $x/L = 0.5$ ist, also in der Mitte des Kanals, wo der Jet am stärksten ist.

Hier erreicht die Funktion den Wert 1. Zu beiden Seiten fällt sie dann rasch ab und erreicht bei $x = 0$ und $x = L$ den Wert 0. Damit wird die Randbedingung $u = 0$ dort (siehe Abschnitt 3.2.3) nicht verletzt. Mit $u_0 = 10^{-3}$ m/s erfüllt u_ε das Kriterium einer "kleinen Störung". Im Lauf M1 (siehe Abschnitt 3.4) wird sich herausstellen, daß die Wellenlänge $\lambda_y \approx 53.3$ km, also die Wellenzahl $\kappa = 3$, eine der Wellenzahlen ist, die das größte Wachstum zeigen. Da der Lauf M0 hauptsächlich dazu dienen soll, Strukturen in einer baroklin/barotrop instabilen Welle sichtbar zu machen, wird $\kappa = 3$ gewählt.

3.3 Ergebnisse

Der Modellauf M0 wurde über eine Zeitspanne von 50 Tagen integriert. In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse präsentiert.

3.3.1 Das horizontale Geschwindigkeitsfeld

Die Entwicklung des Geschwindigkeitsfelds an der Meeresoberfläche ist in Abb. 3.2a mit Hilfe der Stromfunktion dargestellt. Da diese mittels zweifacher Integration aus dem Feld der relativen Vorticity ermittelt wird, repräsentiert sie nur den divergenzfreien Anteil des Strömungsfelds. Abgebildet ist die Stromfunktion zu den Zeitpunkten 0, 20, 30, 40 und 50 d nach Integrationsbeginn. Eine Beschriftung der Isoplethen wurde unterlassen, da dies den Informationsgehalt der Abbildungen nur unwesentlich steigert. Dem Betrachter soll der Hinweis genügen, daß das Hauptstromband in positive y -Richtung verläuft; der Jet strömt also von West nach Ost.

Am Tag 0 sind die Stromlinien, außer im Bereich nördlich des Jets, parallel zu den Kanalwänden orientiert. Die vorgegebene Anfangsstörung erkennt man lediglich an den drei geschlossenen Konturen im quasi-bewegungslosen Gebiet an der zyklonalen Jetflanke. Nach 20 Tagen ist der Jet bereits von seiner streng zonalen Orientierung abgewichen; die Struktur der Anregungswellenzahl 3 hebt sich heraus. Diese Tendenz verstärkt sich dann immer mehr mit fortschreitender Zeit. Am Tag 50 haben sich schließlich Mäander mit Amplituden von ca. 30 km entwickelt. Als Amplitude wird dabei die maximale Nord-Süd-Elongation einer Stromlinie bezeichnet. Zwischen Tag 40 und Tag 50 ist die Amplitude dabei von etwa 20 km auf 30 km angewachsen.

In den Trögen und Rücken der Mäander haben sich geschlossene Zirkulationszellen mit zyklonalem bzw. antizyklonalem Drehsinn gebildet. Die Krümmung

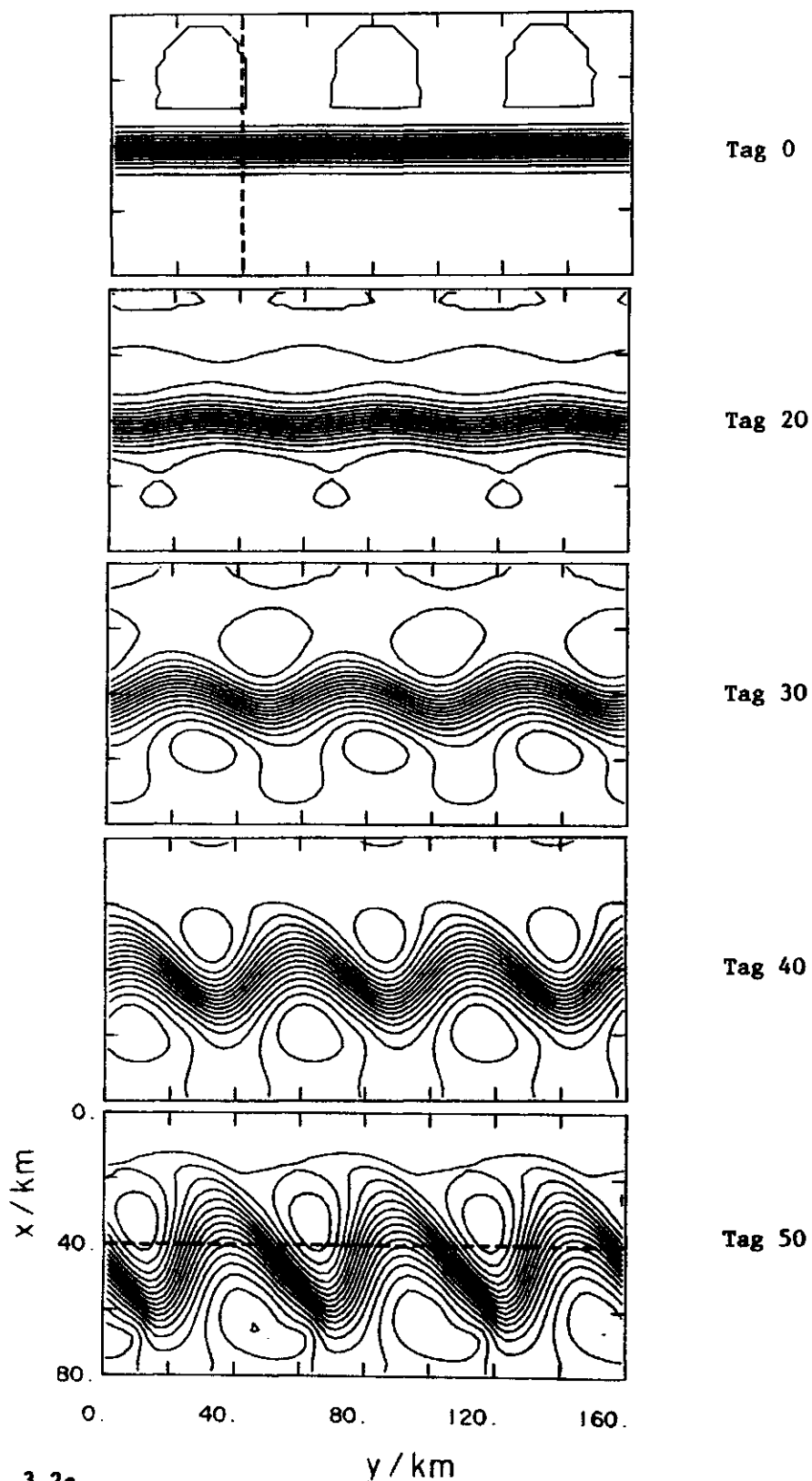


Abb. 3.2a

Lauf M0: Die Stromfunktion an der Meeresoberfläche

Die gestrichelten Linien markieren die Positionen der in Abb. 3.2b,c gezeigten Vertikalschnitte.

der zyklonal gekrümmten Stromlinien ist dabei stärker ausgeprägt als die der antizyklonalen (Tag 50). Dies drückt sich insbesondere durch die schmalen spitzen Tröge und die breiteren, weniger stark gekrümmten Rücken aus. Auffallend ist auch die starke Drängung der Stromlinien dort, wo sie zyklonal gekrümmt sind und die Auffächerung in Regionen antizyklonaler Krümmung. Das bedeutet, daß der Jet die Zyklonen schneller umströmt als die Antizyklonen. Diese Asymmetrie manifestiert sich außerdem in der nicht mehr sinusoidalen Form der Mäander, obwohl die anfängliche Störung rein sinusförmig gewesen ist. Aus der Abb. 3.2a läßt sich die Phasengeschwindigkeit der Mäander abschätzen. Relativ zum Kanal und zur horizontal und vertikal gemittelten v -Komponente (≈ 0.004 m/s) beträgt sie etwa 30 km/10 d oder 0.03 m/s. Die Phasengeschwindigkeit ist also relativ zur barotropen Strömung positiv.

Die Vertikalstruktur der Strömung in den obersten $150 \cdot 10^4$ Pa ist in den Abbildungen 3.2b und 3.2c dargestellt. Abb. 3.2b zeigt die v -Komponente des Jets am Tag 0. Die Schnittposition ist in Abb. 3.2a durch eine gerissene Linie markiert. Man erkennt den ca. 20 km breiten Jet, der in beiderseits bewegungslosem Wasser eingebettet ist. Die Maximalgeschwindigkeit an der Meeresoberfläche ist > 0.3 m/s. Deutlich erkennbar ist auch die Schrägstellung der Jetachse, die der Linearisierung des Anfangsgeschwindigkeitsfelds (siehe Abschnitt 3.2.5) offensichtlich nicht zum Opfer gefallen ist. Abb. 3.2c zeigt die u -Komponente am Tag 50 senkrecht zu einem Schnitt bei $x = 38.75$ km (Schnittposition siehe gerissene Linie in Abb. 3.2a). Hier spiegelt sich die Wellenzahl 3 des Mäanders wider. Absolute Maximalgeschwindigkeiten für diese Komponente sind > 0.15 m/s an der Meeresoberfläche, unterhalb von etwa 50 m ist die $|u|$ -Komponente generell < 0.05 m/s. Bemerkenswert ist die immer noch vorhandene Schrägstellung der Jetachse, die sich gegenüber Tag 0 sogar noch verstärkt hat.

Das Maximum der absoluten Jetgeschwindigkeit ist zeitlichen Schwankungen unterworfen. Von ≈ 0.31 m/s am Tag 0 sinkt es bis zum Tag 35 auf ≈ 0.25 m/s, um danach wieder auf ≈ 0.27 m/s am Tag 45 anzusteigen. Zwischen Tag 45 und Tag 50 bleibt es annähernd konstant.

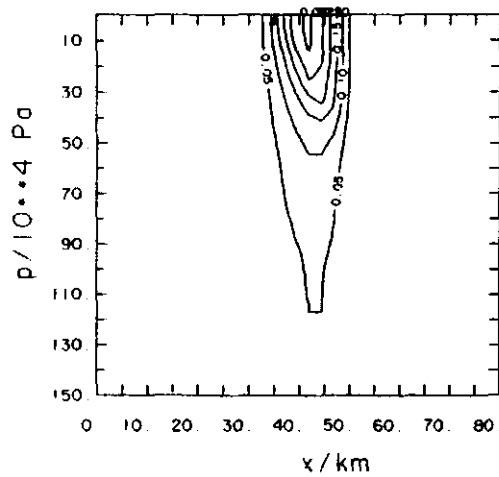


Abb. 3.2b

Lauf M0: Vertikalschnitt der v-Komponente bei $y = 41.25$ km am Tag 0

Isotachenabstand: 0.05 m/s
Die Strömung ist in die Bildebene hinein gerichtet.
Die Schnittposition ist in Abb. 3.2a eingezeichnet.

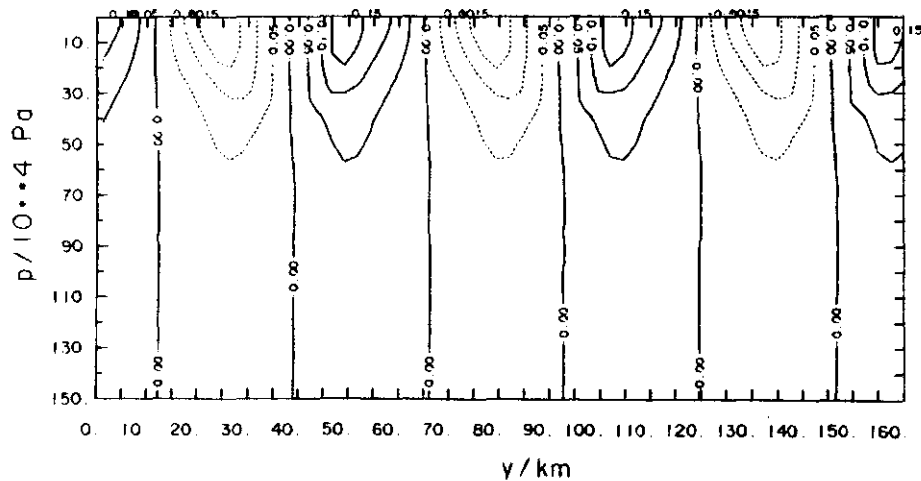


Abb. 3.2c

Lauf M0: Vertikalschnitt der u-Komponente bei $y = 38.75$ km am Tag 50

Isotachenabstand: 0.05 m/s

durchgezogene Isotachen: Strömung aus der Bildebene heraus ($u > 0$)

gerissene Isotachen: Strömung in die Bildebene hinein ($u < 0$)

Die Schnittposition ist in Abb. 3.2a eingezeichnet.

3.3.2 Vertikalgeschwindigkeiten

In Abb. 3.3 ist die zeitliche Entwicklung des Vertikalgeschwindigkeitsfelds im Druckniveau $p = 25 \cdot 10^4$ Pa zwischen Tag 30 und Tag 50 dargestellt. Zeitliche und räumliche Strukturen lassen sich folgendermaßen beschreiben: Auftriebs- und Abtriebsregionen sind deutlich voneinander getrennt. Die zonale Ausdehnung der Auf- und Abtriebsgebiete beträgt etwa 25 km, die meridionale Ausdehnung entspricht in etwa der Querfrontskala. Minimum und Maximum der Vertikalgeschwindigkeit liegen dicht zusammen; am Tag 50 sind sie ca. 10 km voneinander entfernt. Die Intensität der Vertikalgeschwindigkeiten nimmt zu. Der Extremwert der abwärts gerichteten Geschwindigkeit fällt von ≈ -2 m/d am Tag 30 auf ≈ -9 m/d am Tag 50, das Extremum der aufwärtsgerichteten Strömung wächst von ≈ 2 m/d am Tag 30 auf über 6 m/d am Tag 50. Während die Auftriebsregion lediglich ein relatives Maximum aufweist, erkennt man in der Abtriebsregion mehrere relative Minima. Diese Mehrfachstruktur existiert während des gesamten Modellaufs. Vergleicht man Abb. 3.3 mit Abb. 3.2a, so kommt man zu dem Ergebnis, daß Abtrieb mit positivem und Auftrieb mit negativem u korreliert ist. Anders ausgedrückt: Dort, wo die Stromlinien von antizyklonaler in zyklonale Krümmung übergehen, herrscht vornehmlich Abtriebsbewegung, dort, wo die Stromlinien von zyklonaler in antizyklonale Krümmung übergehen, dominiert Auftrieb. Extremere Auf-/Abtrieb ist in der Nachbarschaft maximaler zyklonaler Stromlinienkrümmung lokalisiert.

3.3.3 Strukturen des Dichtefelds

Die zeitliche Entwicklung der Topographie der Dichtefläche $\sigma_t = 26.0 \text{ kg m}^{-3}$ zeigt die Abb. 3.4a. Gezeichnet sind die Abweichungen des Drucks p auf dieser Fläche vom mittleren Druck $\bar{p} = 17.5 \cdot 10^4$ Pa. (Aus Kontinuitätsgründen ist \bar{p} sowohl ein zeitliches als auch ein räumliches Mittel.) Regionen, in denen die σ_t -Fläche anomal tief liegt, sind somit durch negative Isoplethen gekennzeichnet. Positive Isoplethen zeigen an, daß der Druck auf der Fläche hier anomal niedrig ist, die Fläche liegt dichter an der Meeresoberfläche. Vergleicht man diese Abbildung mit Abb. 3.2a, so stellt man in erster Näherung eine recht gute Übereinstimmung zwischen den "Höhenlinien" der Dichtefläche und den Stromlinien fest, besonders in den Bereichen, wo die Strom-

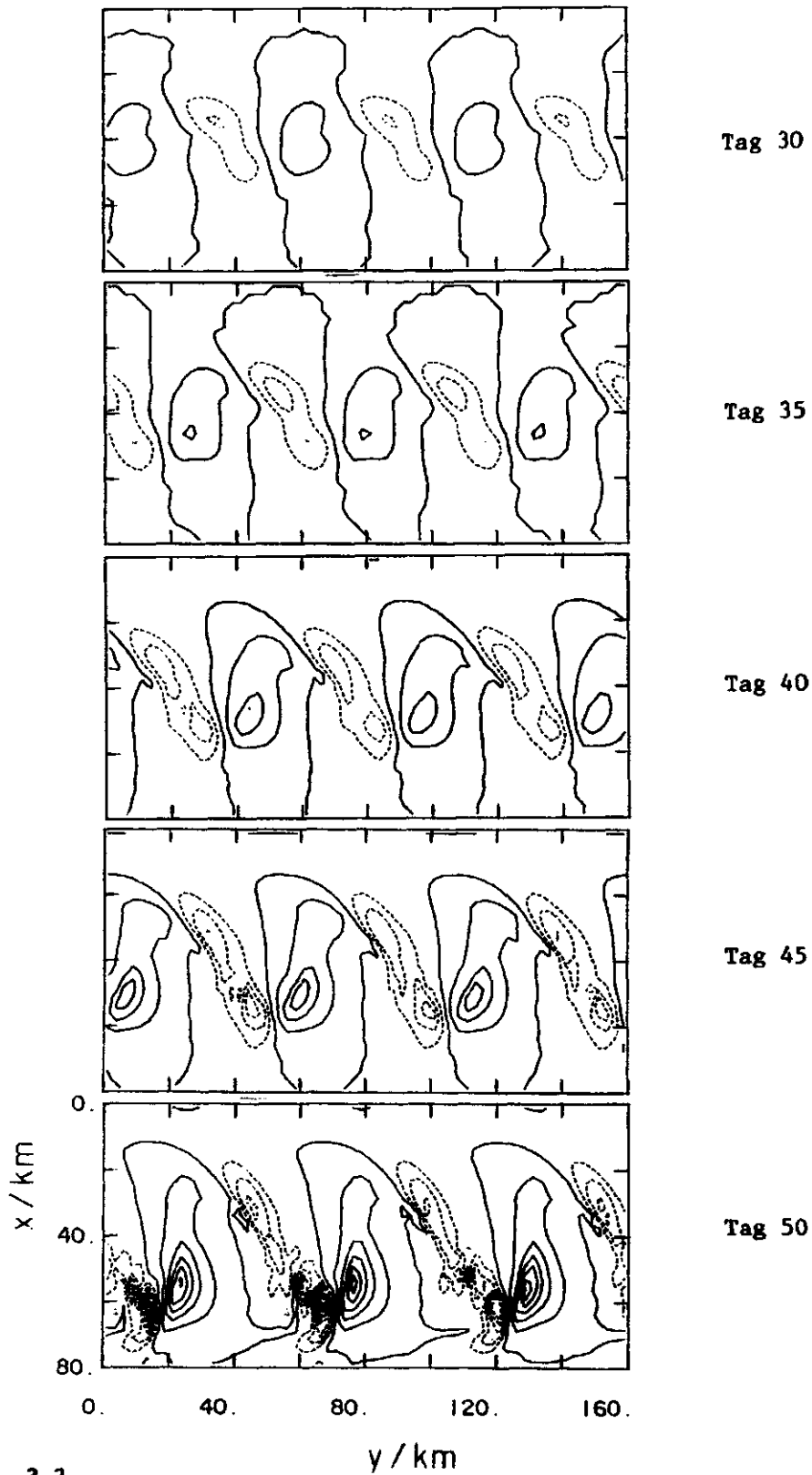


Abb. 3.3

Lauf M0: Vertikalgeschwindigkeit w auf der Druckfläche $p = 25 \cdot 10^4$ Pa

Isoplethenabstand: 1 m/d

durchgezogene Linien: $w > 0$; gerissene Linien: $w < 0$

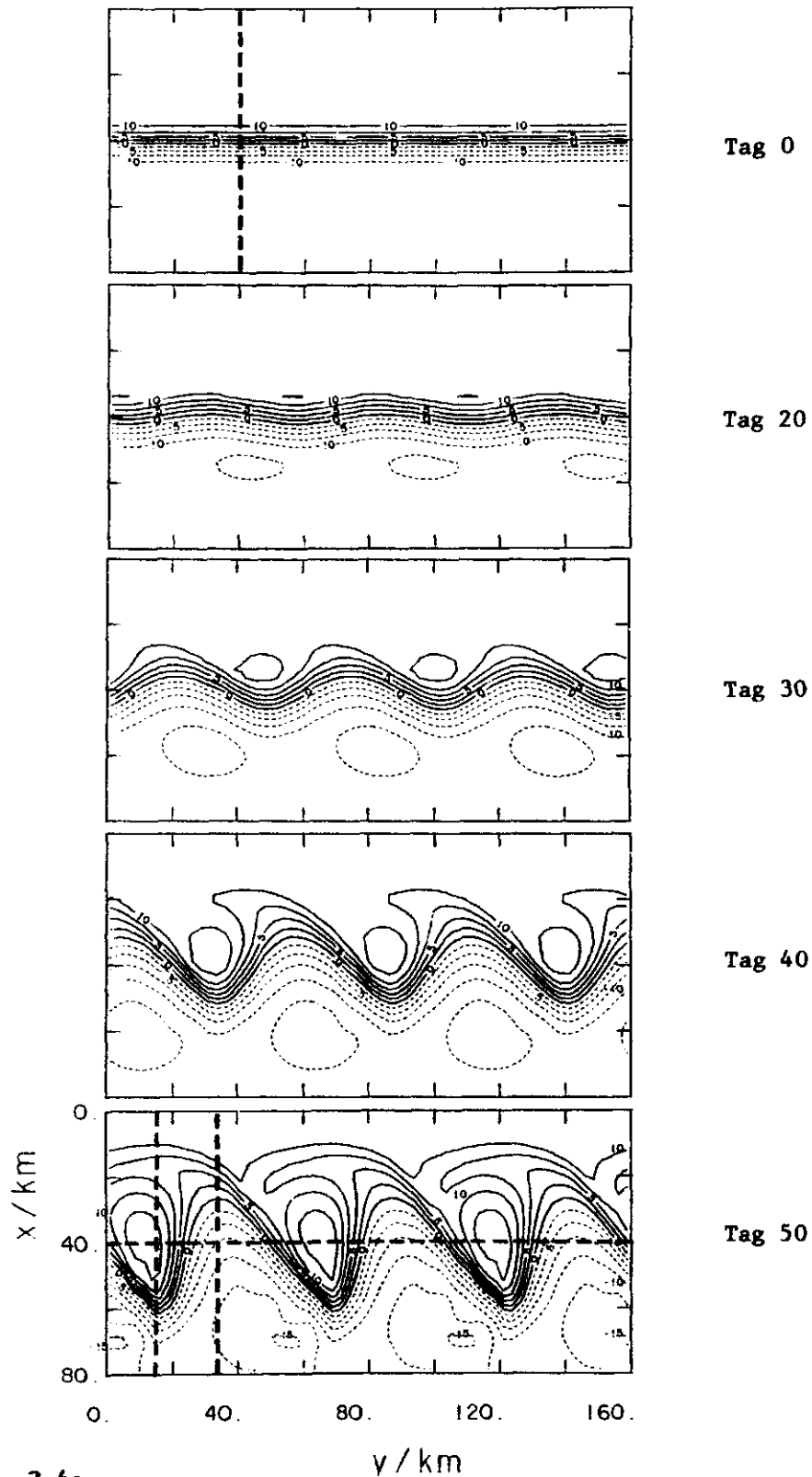


Abb. 3.4a

Lauf M0: $\bar{p} - p / 10^4$ Pa auf der Fläche $\sigma_t = 26.0 \text{ kg m}^{-3}$

p : aktueller Druck; \bar{p} : mittlerer Druck; $\bar{p} = 17.5 \cdot 10^4$ Pa;

Isobarenabstand: $2.5 \cdot 10^4$ Pa;

durchgezogene Isobaren: $\bar{p} - p > 0$; gerissene Isobaren: $\bar{p} - p < 0$.

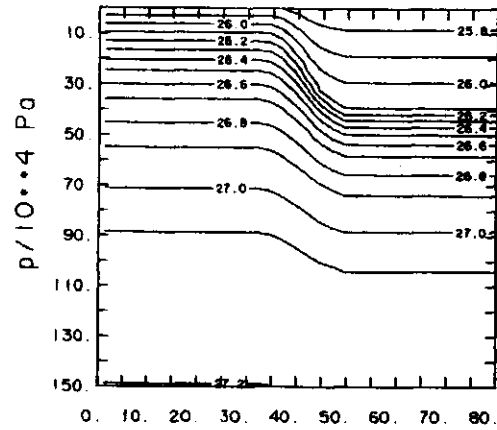
Die dick gestrichelten Linien markieren die Positionen der in Abb. 3.4b,c gezeigten Vertikalschnitte.

linien antizyklonal gekrümmt sind. Nicht ganz deckungsgleich sind die Linien in zyklonal umströmten Regionen; hier sind die Krümmungsradien der Höhenlinien kleiner als die der Stromlinien. Die geschlossenen Höhenlinien des zyklonal umströmten Gebiets sind gegenüber den Stromlinien phasenverschoben.

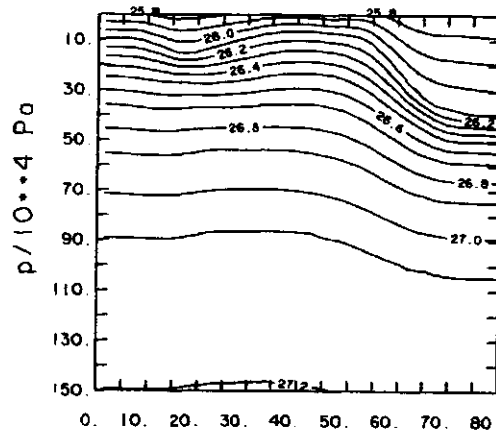
Vergleicht man in Abb. 3.4a Tag 0 mit Tag 50, so erkennt man, daß sich die Extremwerte des Drucks verstärkt haben. Extremwerte für $\bar{p} - p$ am Tag 0 sind $-11.8 \cdot 10^4$ Pa und $11.3 \cdot 10^4$ Pa, nach 50 Modelltagen dagegen $-15.3 \cdot 10^4$ Pa und $13.9 \cdot 10^4$ Pa. Besonders niedrige Werte treten dabei im Zentrum der Antizyklonen, besonders hohe Werte im Zentrum der Zyklonen auf.

Erwähnenswert ist auch das "Brechen" des durch die Höhenlinien bestimmten Wellenzugs, das sich am Tag 40 andeutet und am Tag 50 fortsetzt. Dieses Brechen der Wellenkämme findet auch bei der Stromfunktion statt, kann aber durch den gewählten Isoplethenabstand nicht sichtbar gemacht werden. Abb. 3.4a erweckt den Eindruck, daß dieser Vorgang hauptsächlich eine Eigenart der antizyklonal gekrümmten Wellenkämme ist.

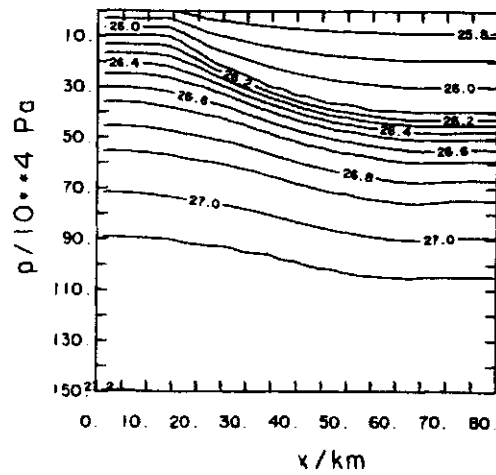
Einen tieferen Einblick in die dreidimensionale Struktur des Dichtefelds vermitteln die in Abb. 3.4b und Abb. 3.4c gezeigten Vertikalschnitte, deren Positionen in Abb. 3.4a markiert sind. Abb. 3.4b zeigt Schnitte quer zum Jet am Tag 0 und am Tag 50. Die Lage der Schnitte am Tag 50 wurde gewählt, um die vertikale Dichtestruktur im Innern einer Zyklone und einer Antizyklone gegenüberzustellen. Vergleicht man die Schnitte am Tag 50 mit dem Schnitt am Tag 0 (dieser Schnitt ist repräsentativ für den gesamten Kanal, da das Dichtefeld bei $t = 0$ y -unabhängig ist), so erkennt man, daß im Innern der Zyklone die Isopyknen angehoben, im Innern der Antizyklone abgesenkt worden sind. Besonders deutlich wird dieser Sachverhalt in Abb. 3.4c. Dargestellt sind Schnitte parallel zu den Kanalwänden am Tag 0 und am Tag 50. Am Tag 0 liegen die Isopyknen in dieser Schnittebene horizontal aufgrund der Anfangsbedingung. Am Tag 50 dagegen zeigen sie einen wellenförmigen Verlauf; in den Trögen des Mäanders streben sie zur Meeresoberfläche, in den Rücken in entgegengesetzte Richtung. Die Amplitude der Vertikalauslenkung der Isopyknen beträgt dabei maximal 30 m ($\sigma_t = 26.1 \text{ kg m}^{-3}$). Sowohl die Isopyknen oberhalb als auch unterhalb des



Tag 0
y = 41.25 km



Tag 50
y = 13.75 km



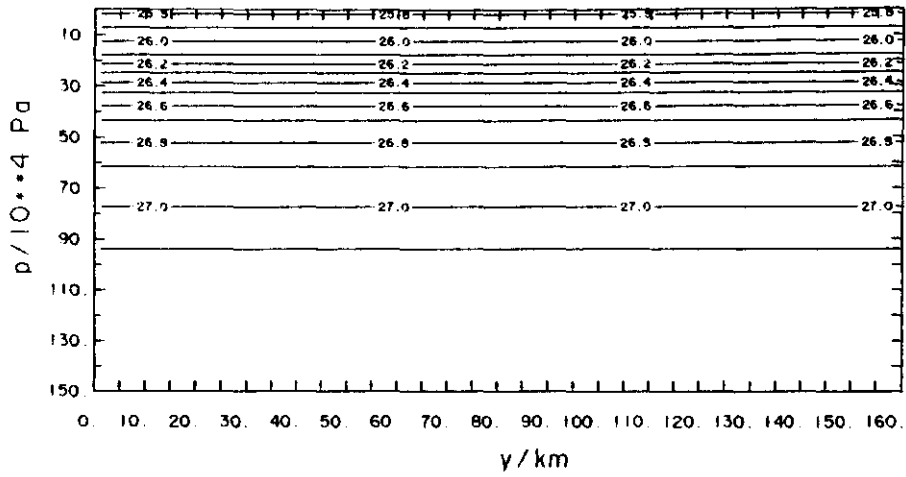
Tag 50
y = 33.75 km

Abb. 3.4b

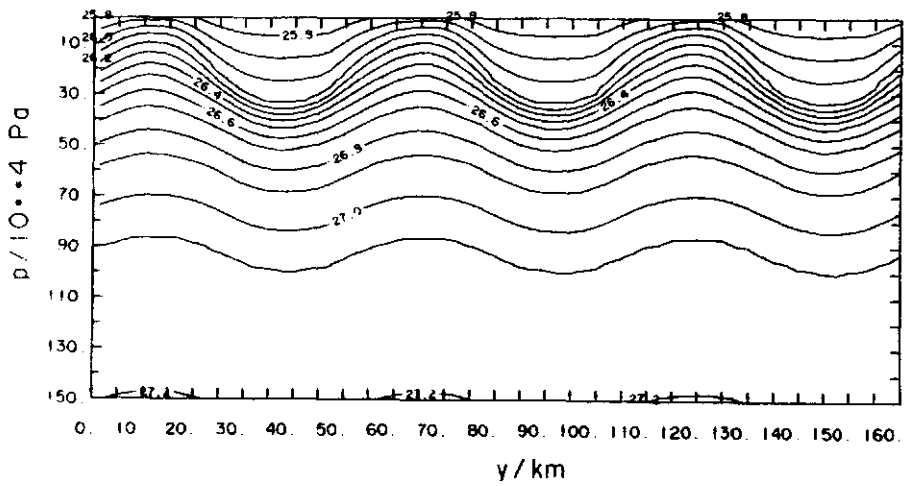
Lauf M0: σ_t -Vertikalschnitte

Isopyknenabstand: 0.1 kg m^{-3}

Die Schnittpositionen sind in Abb. 3.4a eingezeichnet.



Tag 0 $x = 38.75$ km



Tag 50 $x = 38.75$ km

Abb. 3.4c

Lauf M0: σ_t -Vertikalschnitte

Isopyknenabstand: 0.1 kg m^{-3}

Die Schnittpositionen sind in Abb. 3.4a eingezeichnet.

Dichtehorizonts mit $\sigma_t = 26.1 \text{ kg m}^{-3}$ weisen nicht mehr so starke Amplituden auf. Dadurch ist oberhalb dieses Horizonts in den Trögen der vertikale Iso-pyknenaabstand geringer als in den Rücken, unterhalb ist das umgekehrte der Fall. Für die statische Stabilität bedeutet dies, daß die Antizyklogen im oberflächennahen Bereich schwach, darunter jedoch stark geschichtet sind. In den Zyklonen gibt es Anzeichen dafür, daß die statische Stabilität maximal an der Oberfläche und geringer in größeren Tiefen ist. In den Zyklonen erreicht sie aber nirgends so große Werte wie in den tieferen Bereichen der Antizyklogen.

3.3.4 Relative Vorticity

Aus dem horizontalen Geschwindigkeitsfeld läßt sich die auf s -Flächen berechnete relative Vorticity $\zeta = (\partial v / \partial x)_s - (\partial u / \partial y)_s$ bestimmen. Abb. 3.5 zeigt Isoplethen von ζ/f an der Meeresoberfläche. Am Tag 0 erkennt man das Produkt des Laufs FGI: Der Jet wird von zwei Bändern relativer Vorticity unterschiedlichen Vorzeichens umhüllt. Im weiteren Verlauf der Modellintegration zerrißt die rein x -abhängige Struktur; es bilden sich jeweils geschlossene Zellen mit zyklonaler und antizyklonaler relativer Vorticity. Extremwerte zyklonaler relativer Vorticity korrespondieren dabei mit den Spitzen der südwärts gerichteten Mäandertröge (Abb. 3.2a), Extremwerte der antizyklonalen Vorticity treten anfangs (Tag 30) dort auf, wo die stärkste antizyklonale Krümmung der Stromlinien vorherrscht. Ab Tag 40 verschiebt sich dieses Extremum jedoch immer mehr nach Süden und liegt am Tag 50 dem Zentrum zyklonaler Vorticity unmittelbar gegenüber auf der antizyklonalen Flanke des Jets. Stärkste horizontale Gradienten der relativen Vorticity treten dort auf, wo die Stromlinien die größte Drängung aufweisen. Das ist dort der Fall, wo deren Krümmung minimal ist, d.h. dort, wo die Stromlinien von zyklonaler in antizyklonale Krümmung übergehen (Wendepunkte).

Die zeitliche Entwicklung der Extremwerte von ζ/f läßt sich folgendermaßen beschreiben: Am Tag 0 beträgt der maximale zyklonale Wert 0.39. Er sinkt beständig bis zum Tag 20 auf 0.30, steigt dann langsam auf 0.32 und 0.37 am Tag 20 und 30 und erreicht am Tag 50 den Wert 0.54. Ähnlich verhält es sich mit dem antizyklonalen Extremwert: Von -0.40 am Tag 0 steigt er auf -0.26 am Tag 20, fällt dann auf -0.32 am Tag 30 ab und steigt wiederum auf -0.22 bis zum Tag 40. Am Tag 50 fällt der Wert dann schließlich auf -0.46. In

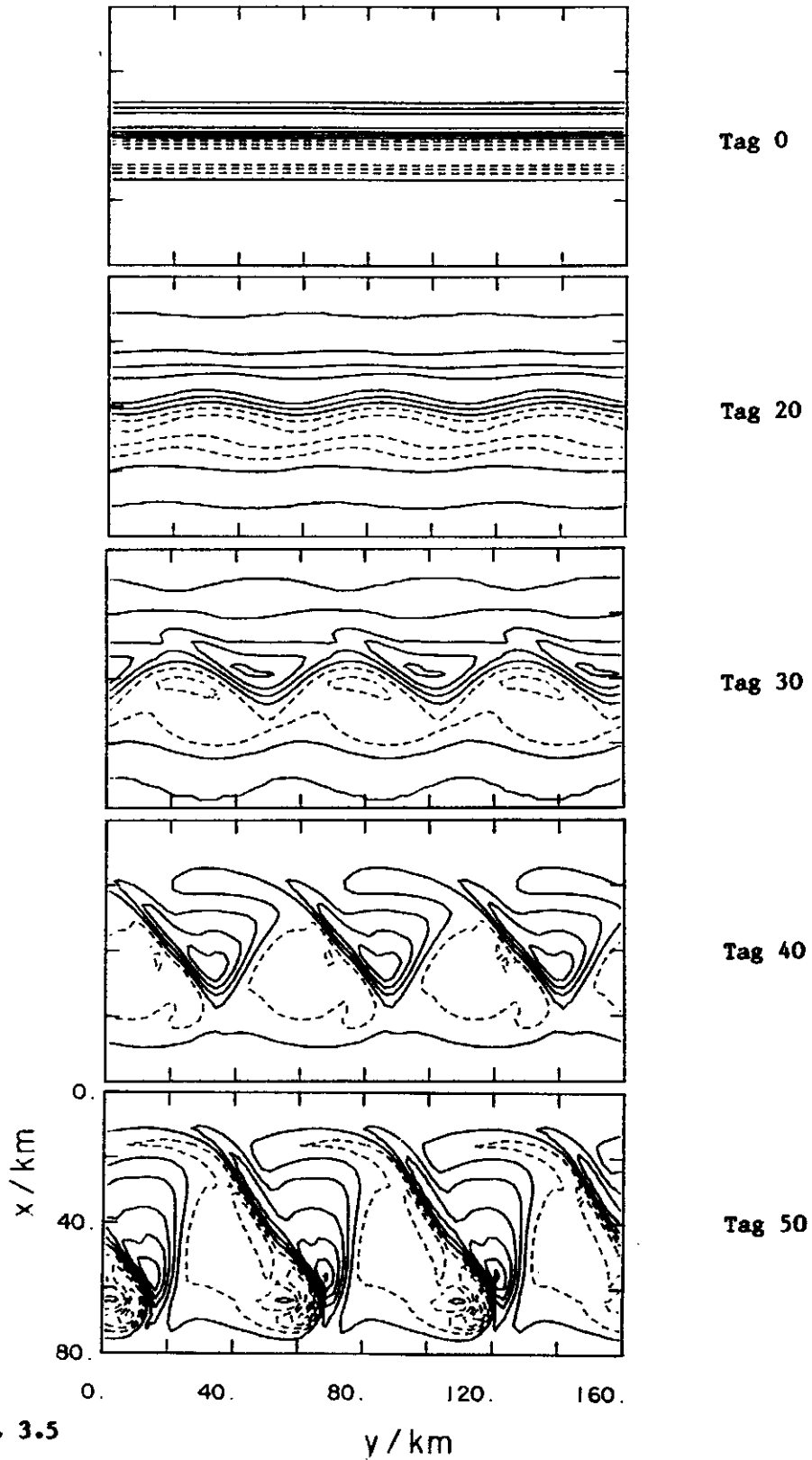


Abb. 3.5

Lauf M0: ζ/f an der Meeresoberfläche

Isoplethenabstand: 0.1;

durchgezogene Isoplethen: $\zeta/f > 0$; gerissene Isoplethen: $\zeta/f < 0$.

erster Näherung kann man also davon ausgehen, daß die absoluten Extremwerte von ζ/f in der Anfangsphase der Integration abnehmen, dann wieder langsam anwachsen und zwischen Tag 40 und Tag 50 sprunghaft zunehmen. Am Tag 50 übertreffen sie beide erstmals ihren Anfangsextremwert.

3.3.5 Modulation des Isopyknenabstands

Der Vertikalabstand zwischen Isopyknenpaaren (d.h. die Schichtdicke) ist bei $t = 0$ d in jeder Schicht lediglich x -abhängig. Will man zeitliche Änderungen der Schichtdicke untersuchen, so ist es zweckmäßig, die Abweichung vom räumlichen Mittelwert der Schichtdicke $\overline{\Delta p}$ darzustellen, da aus Kontinuitätsgründen dieser Mittelwert zeitlich konstant ist, sofern keine Transporte senkrecht zu den s -Flächen stattgefunden haben. Dies ist im Modellauf M0 jedoch nicht der Fall; alle Schichten bleiben während der Modellintegration rein isopyknisch. Abb. 3.6 zeigt für Schicht 4 die Differenz $\Delta p - \overline{\Delta p}$ an den Tagen 0 und 50. Negative Werte bedeuten also anomal geringe Schichtdicke, positive Werte anomal große Schichtdicke.

Am Tag 0 ist $-1.39 \cdot 10^4$ Pa der Minimalwert, der Maximalwert beträgt $1.44 \cdot 10^4$ Pa. Nach 50 Tagen Integrationsdauer liegt der Minimalwert bei $-1.73 \cdot 10^4$ Pa, der Maximalwert bei $2.83 \cdot 10^4$ Pa. Der Minimalwert hat sich also nur geringfügig um knapp 25 % geändert, der Maximalwert jedoch nahezu verdoppelt. Die Dickedifferenz überschreitet ihren maximalen Anfangswert am Tag 50 insbesondere in den Mäandertrögen, absolute Maxima findet man in den Trogspitzen. Sie sind deckungsgleich mit den Maximalwerten von ζ/f (Abb. 3.5). Extrem negative Differenzen findet man in den Mäanderrücken. Hier zeigen sich allerdings nicht die klaren geschlossenen Konturen wie bei den positiven Differenzen; die Struktur ist zerrissener.

3.3.6 Potentielle Vorticity

Potentielle Vorticity (genauer: die durch Gleichung (2.29) definierte Größe) liegt dem Modell als individuelle Erhaltungsgröße zugrunde. Deshalb ist es sinnvoll, die zeitliche Entwicklung von isopyknischer potentieller Vorticity darzustellen, um quasi-horizontale Vermischungsprozesse zu illustrieren. Zuerst soll jedoch noch ein Beitrag zur Diskussion der Anfangsbedingungen beigesteuert werden.

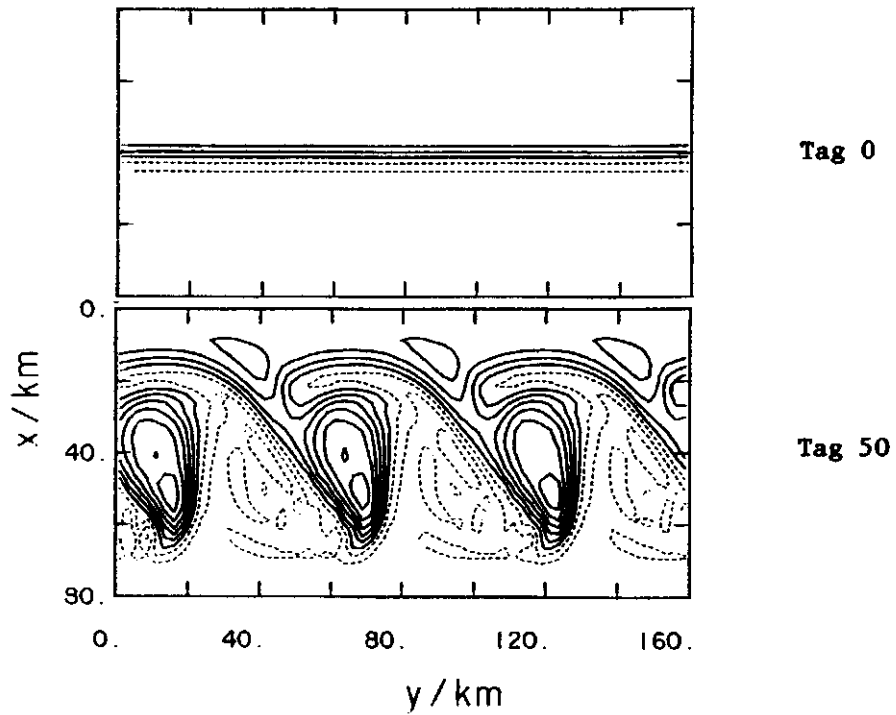


Abb. 3.6

Lauf M0: $\Delta p - \overline{\Delta p} / 10^4$ Pa in s-Schicht 4

Δp : aktuelle Schichtdicke, $\overline{\Delta p}$: mittlere Schichtdicke, $\overline{\Delta p} = 7.8 \cdot 10^4$ Pa

mittlere Dichte dieser Schicht: $\sigma_t = 26.5 \text{ kg m}^{-3}$,

mittlere Tiefenlage: $\approx 36 \cdot 10^4$ Pa

Isobarenabstand: $0.5 \cdot 10^4$ Pa;

durchgezogene Isobaren: $\Delta p - \overline{\Delta p} > 0$; gerissene Isobaren: $\Delta p - \overline{\Delta p} < 0$

Abb. 3.7a zeigt die Anfangsverteilung der potentiellen Vorticity in den Schichten 1, 2 und 3. Man erkennt, daß der IPVG in Schicht 1 nordwärts, in Schicht 2 und 3 südwärts zeigt. In die gleiche Richtung weist der IPVG auch in den darunterliegenden Schichten. Mit Ausnahme von Schicht 1 ist zwischen $x = 30$ km und $x = 50$ km kein nennenswerter Gradient vorhanden. Dies reflektiert die IPVG-Verteilung des Laufs FGI, durch den die Strukturen in diesem Bereich des Kanals festgelegt worden sind. Das hier dennoch ein schwacher IPVG existiert, ist auf die in Abschnitt 3.2.5 beschriebene geostrophische Anpassung des Geschwindigkeitsfelds zurückzuführen, die keine Rücksicht auf die durch das Frontogenesemodell vorgegebene IPV-Verteilung nimmt. Der dem in der Oberflächenschicht entgegengesetzte IPVG in der darunterliegenden Schicht ist also in erster Linie ein Produkt des "Anflickens" bewegungslosen Wassers. Über die ganze Kanalbreite L betrachtet, existiert also eine IPVG-Vorzeichenumkehr mit der Tiefe - eine notwendige Bedingung für das Auftreten barokliner Instabilität.

Die zeitliche Entwicklung des IPV-Felds ist am Beispiel der Schicht 2 in Abb. 3.7b festgehalten, die die IPV-Verteilung ab Tag 30 in Fünf-Tage-Intervallen zeigt. In dieser Sequenz erkennt man deutlich, daß die IPV in den Zyklonen und Antizyklonen mit jeweils entgegengesetztem Drehsinn aufgespult wird. Dadurch wird die auf der zyklonalen Seite ursprünglich vorhandene niedrige IPV von höherer IPV umhüllt, in den Antizyklonen wird hohe IPV von niedriger IPV umschlungen. Im Zentrum der Zyklone erkennt man jedoch ein relatives IPV-Maximum, im Antizyklonenzentrum ein relatives Minimum. Um diese Tatsache zu verdeutlichen, wurden am Tag 40 die Isoplethen beschriftet. Auf diese Weise entstehen Bänderstrukturen der IPV, d.h. entlang einer gedachten Linie, die das Zentrum einer Zyklone mit dem Zentrum einer Antizyklone verbindet, steigt die IPV nicht monoton an, sondern der IPVG wechselt sein Vorzeichen. Eine weitere erwähnenswerte Beobachtung ist der Umstand, daß zwischen den Zyklonen und Antizyklonen der absolute IPVG im Verlauf der Modellintegration stark anwächst. Dies ist besonders dort der Fall, wo die Stromlinien (vgl. Abb. 3.2a) von antizyklonaler in zyklonale Krümmung übergehen.

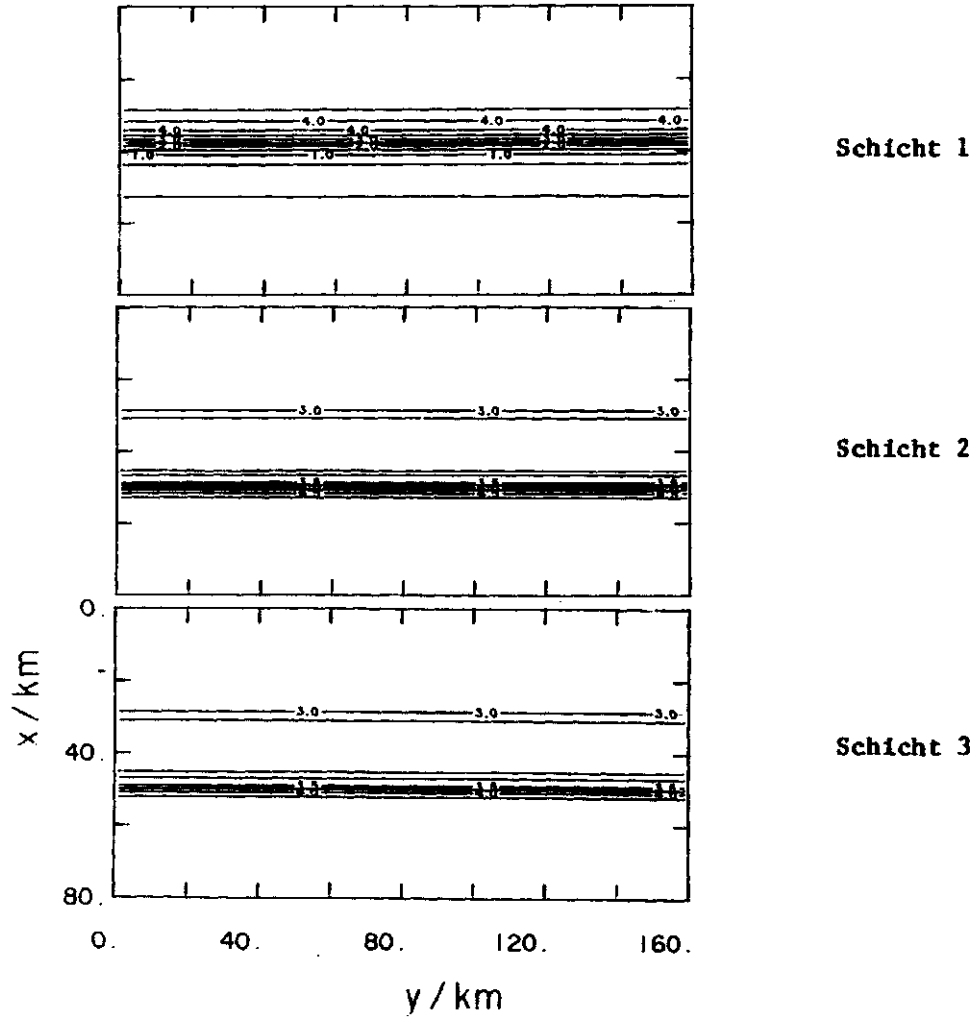


Abb. 3.7a

Lauf M0: Anfangsverteilung der IPV am Tag 0

mittlere Tiefenlage:
Schicht 1: $11 \cdot 10^4$ Pa
Schicht 2: $24 \cdot 10^4$ Pa
Schicht 3: $30 \cdot 10^4$ Pa

Isoplethenabstand:
Schicht 1: 0.5 rad/Gm·s
Schicht 2: 0.25 rad/Gm·s
Schicht 3: 0.25 rad/Gm·s

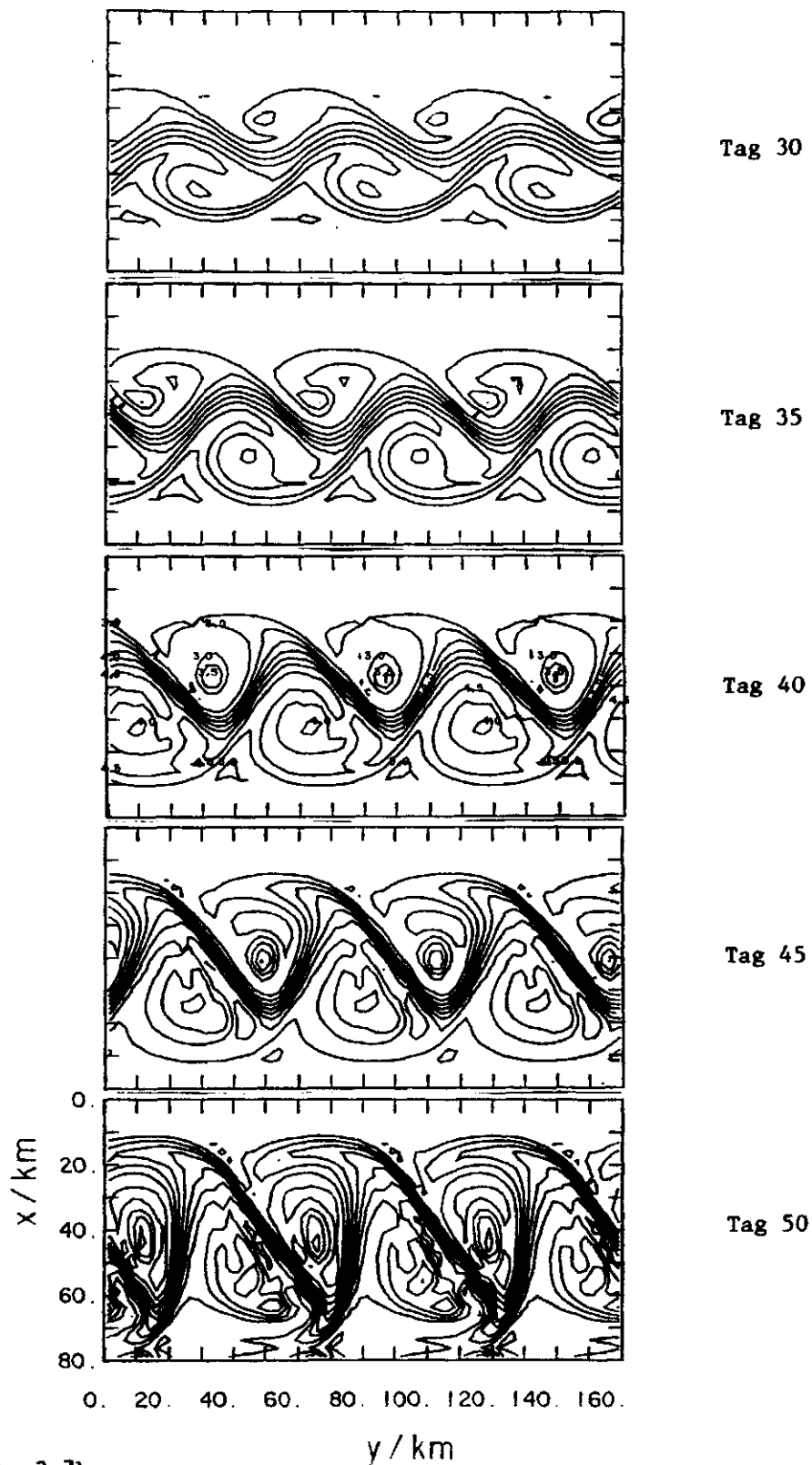


Abb. 3.7b

Lauf NO: IPV in s-Schicht 2

Dichte dieser Schicht: $\sigma_t = 26.1 \text{ kg m}^{-3}$; mittlere Tiefenlage: $\approx 24 \cdot 10^4 \text{ Pa}$;
Isoplethenabstand: $0.25 \text{ rad/Gm} \cdot \text{s}$.

3.3.7 Advektion passiver Skalare

Im vorhergehenden Abschnitt ist die Advektion des aktiven Skalars IPV beschrieben worden. In diesem Abschnitt wird nun die Struktur des Temperaturfelds einer näheren Betrachtung unterzogen. Temperatur ist zwar wie die IPV eine individuelle Erhaltungsgröße, wird aber auf Isopyknen passiv advektiert. Da ein Wasserteilchen während der Modellintegration seine IPV und seine Temperatur beibehält, kann man erwarten, daß die zeitliche Entwicklung von Temperaturstrukturen den IPV-Strukturen entspricht. Diese Vermutung wird durch Abb. 3.8a bestätigt: Dargestellt ist die Temperaturverteilung auf der σ_t -Fläche 26.0 kg m^{-3} . Diese Fläche entspricht der s-Fläche 2, bildet also die Obergrenze der s-Schicht 2, deren IPV-Struktur in Abb. 3.7 gezeigt worden ist. Genau wie die Isoplethen der IPV werden die Isothermen in den Zyklonen und Antizyklonen aufgespult.

Um diesen Vorgang und seine Auswirkungen auf die Temperaturstruktur zu verdeutlichen, wird in Abb. 3.8b eine Ausschnittvergrößerung des in Abb. 3.8a dargestellten Temperaturfelds am Tag 45 mit höherer Isothermenauflösung gezeigt. Hier erkennt man nun sehr deutlich, wie dieser Aufspulvorgang vonstattengeht: Auf der Südwestseite der Antizyklone wird warmes Wasser in den antizyklonalen Wirbel hineingezogen und um das Wirbelzentrum herumgeführt (vgl. die 15.75°C -Isotherme). Gleichzeitig dringt auf der Südostseite anomal kaltes Wasser (15.5°C) in den Wirbel ein und wird ebenfalls um das Zentrum herumadvektiert. Den analogen Vorgang beobachtet man in der Zyklone. Dort wird auf der Nordwestseite anomal kaltes und auf der Nordostseite anomal warmes Wasser in den Wirbel hineingedreht. Auf diese Weise entsteht eine Bänderstruktur der Temperatur, die besonders entlang der gestrichelten Linie evident wird. Diese Linie verbindet in erster Näherung die Zentren der entgegengesetzt drehenden Wirbel. Fährt man nun diese Linie von Südwest nach Nordost entlang, so registriert man zuerst eine Temperaturerhöhung von $< 14.75^\circ\text{C}$ auf über 15.75°C . Danach sinkt die Temperatur wieder auf Werte $< 13.25^\circ\text{C}$, um im Zyklonenzentrum wieder anzusteigen. Die Temperaturänderung zwischen den Wirbelzentren erfolgt also nicht monoton, oder anders ausgedrückt, die Thermoklinität entlang der Linie wechselt mehrmals das Vorzeichen.

Eine weitere Tatsache sollte auch noch Beachtung finden: Der Kern der Antizyklone ist anomal kalt (verglichen mit der Peripherie), der Zyklonenkern

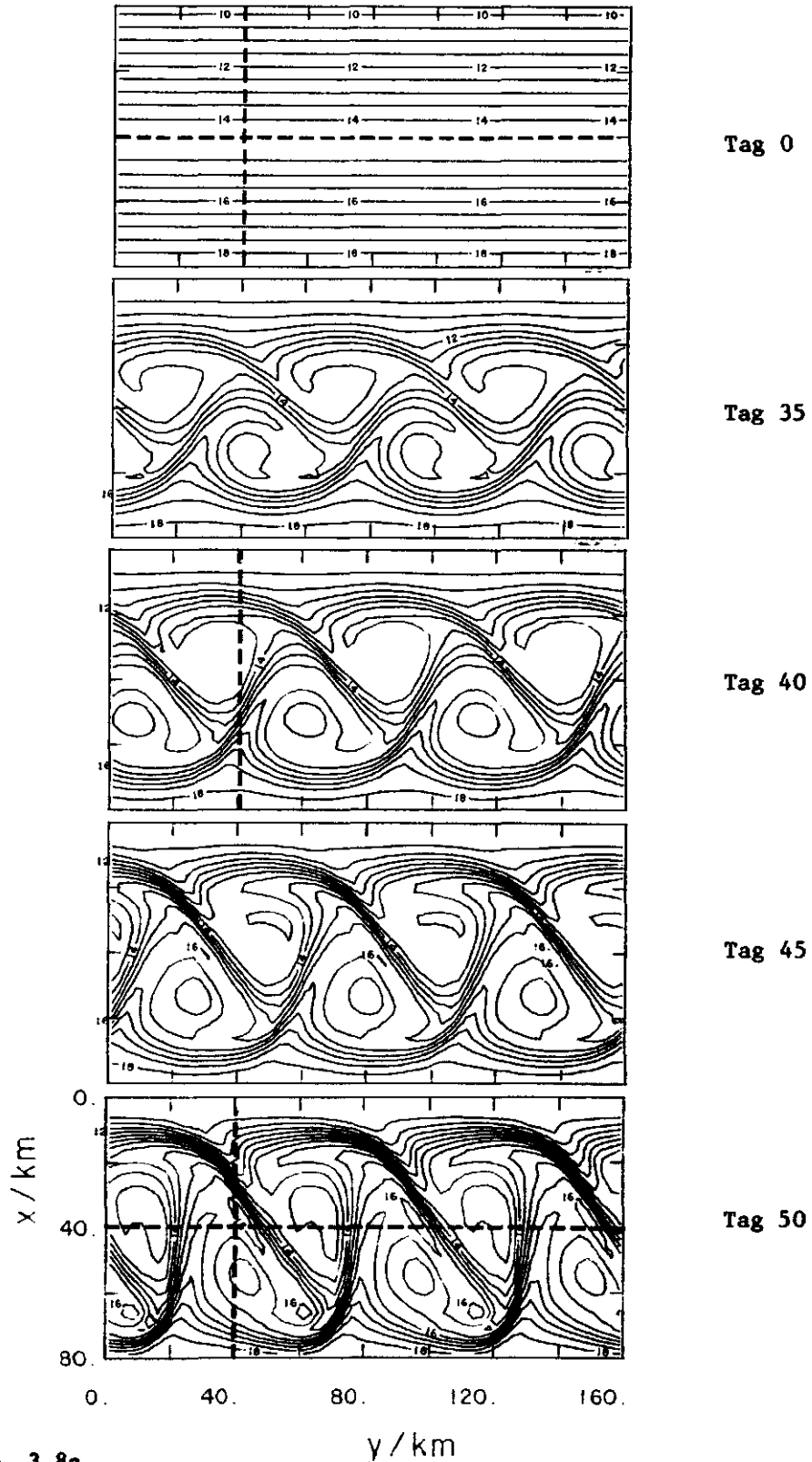


Abb. 3.8a

Lauf M0: Temperatur/°C auf der Fläche $\sigma_t = 26.0 \text{ kg m}^{-3}$

mittlere Tiefenlage: $\approx 17.5 \cdot 10^4 \text{ Pa}$

Isopyknenabstand: 0.5 K

Die gestrichelten Linien markieren die Positionen der in Abb. 3.8d,e gezeigten Vertikalschnitte.

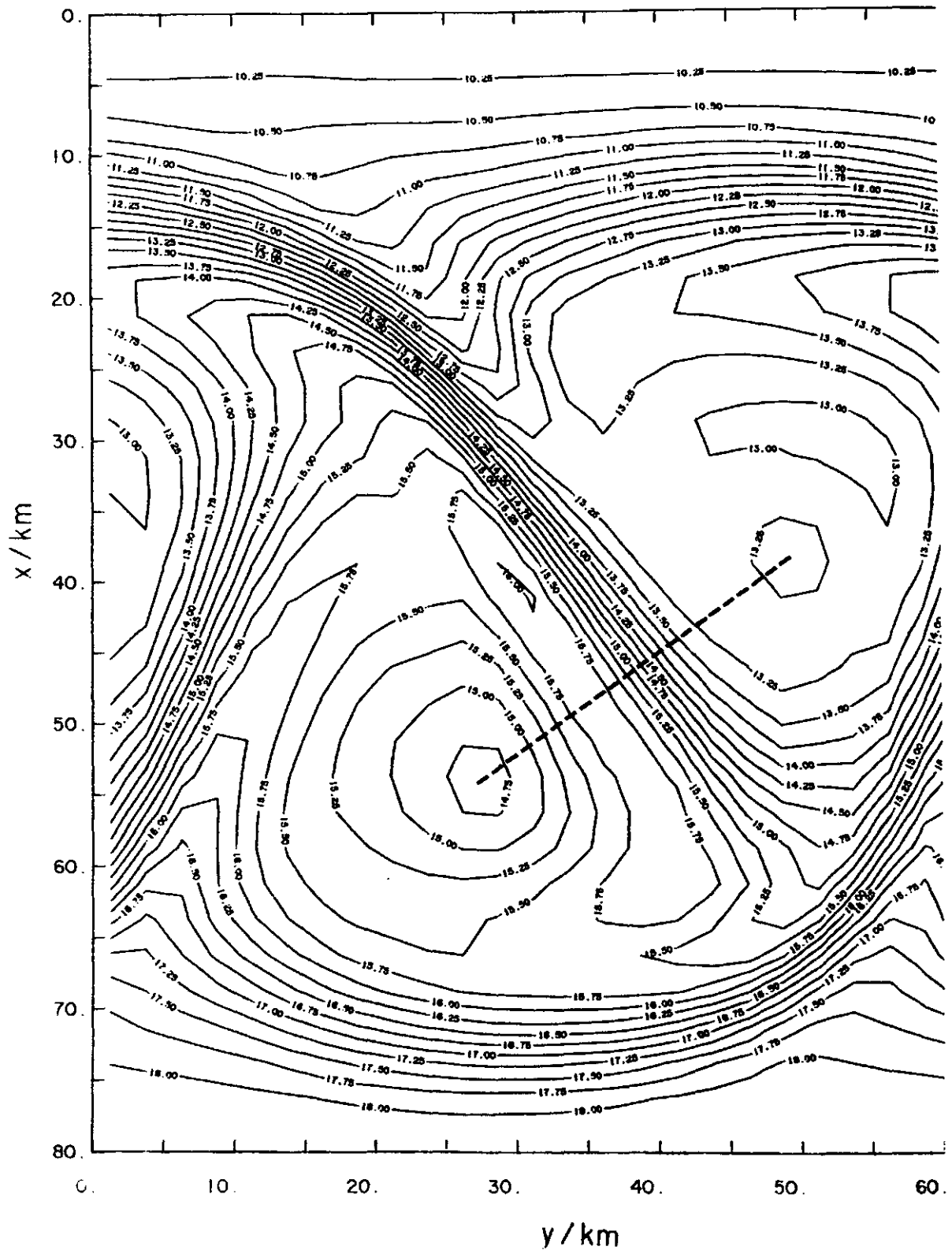


Abb. 3.8b

Lauf M0: Temperatur/°C auf der Fläche $\sigma_t = 26.0 \text{ kg m}^{-3}$
(Ausschnittsvergrößerung aus Abb. 3.8a, Tag 45)

Isothermenabstand: 0.25 K

gestrichelte Linie: siehe Text Abschnitt 3.3.7

anomal warm. Das Zustandekommen dieser Struktur kann man aus Abb. 3.8a ablesen. Am Tag 35 dringt Wasser mit Temperaturen zwischen 14.5°C und 15°C von Südosten her in den antizyklonalen Wirbel ein und wird kurz darauf von wärmerem Wasser mit Temperaturen zwischen 15.5°C und 16°C umrundet. Die 15°C -Isotherme reißt während dieses Vorgangs ab und das nun anomal kalte Wasser im Antizyklonenkern verliert den Kontakt mit dem Nährgebiet an der Südostseite. Analog entsteht auch der warme Zyklonenkern, dies ist jedoch in Abb. 3.8a infolge des gewählten Isothermenabstands nicht sichtbar.

Bisher ist lediglich die zeitliche Entwicklung von Temperaturstrukturen beschrieben worden, besonders erwähnenswert ist jedoch auch die Thermoklinitätsstruktur. Die Änderung des Thermoklinitätsfelds kann man aus der Abb. 3.8a ablesen. Man erkennt, daß sich (verglichen mit Tag 0) Zonen besonders starker absoluter Thermoklinität entwickeln. Dies geschieht bevorzugt an den Peripherien der Zyklonen und Antizyklonen; hier entwickeln sich Temperaturfronten. Die entgegengesetzte Tendenz stellt man in den inneren Regionen der Wirbel fest; hier ist die absolute Thermoklinität, verglichen mit dem Anfangsfeld, recht schwach.

Die zeitliche Änderung von Temperaturstrukturen auf einer tieferen Dichtefläche zeigt Abb. 3.8c. Man erkennt zwar auch hier den Aufspulprozeß der Isothermen in zyklonalen und antizyklonalen Wirbeln, die Bänderstrukturen sind jedoch weniger stark entwickelt. Außerdem sind die absoluten Temperaturgradienten in den Übergangsbereichen zwischen zyklonalem und antizyklonalem Drehsinn weitaus schwächer als auf der in Abb. 3.8a dargestellten Dichtefläche. Abb. 3.8c vermittelt den Eindruck, daß die Symmetrie zwischen den Temperaturstrukturen in antizyklonalen und zyklonalen Bereichen stärker als in Abb. 3.8a ausgeprägt ist. Dadurch ergibt sich das pilzförmige Aussehen der Isothermenstruktur.

Vertikalschnitte des Temperaturfelds zeigen die Abbildungen 3.8d (Schnitte senkrecht zu den Kanalwänden) und 3.8e (parallel zu den Kanalwänden). Die Schnittpositionen sind in den Abbildungen 3.8a,c markiert. In Abb. 3.8d sind die anfängliche vertikale Temperaturverteilung (Tag 0) sowie die Temperaturstrukturen am Tag 40 und Tag 50 dargestellt. Am Tag 0 erkennt man die durch Gleichung (3.9) bestimmte Anfangstemperaturverteilung wieder: der horizontale (nicht der isopyknische!) und der vertikale Temperaturgradient

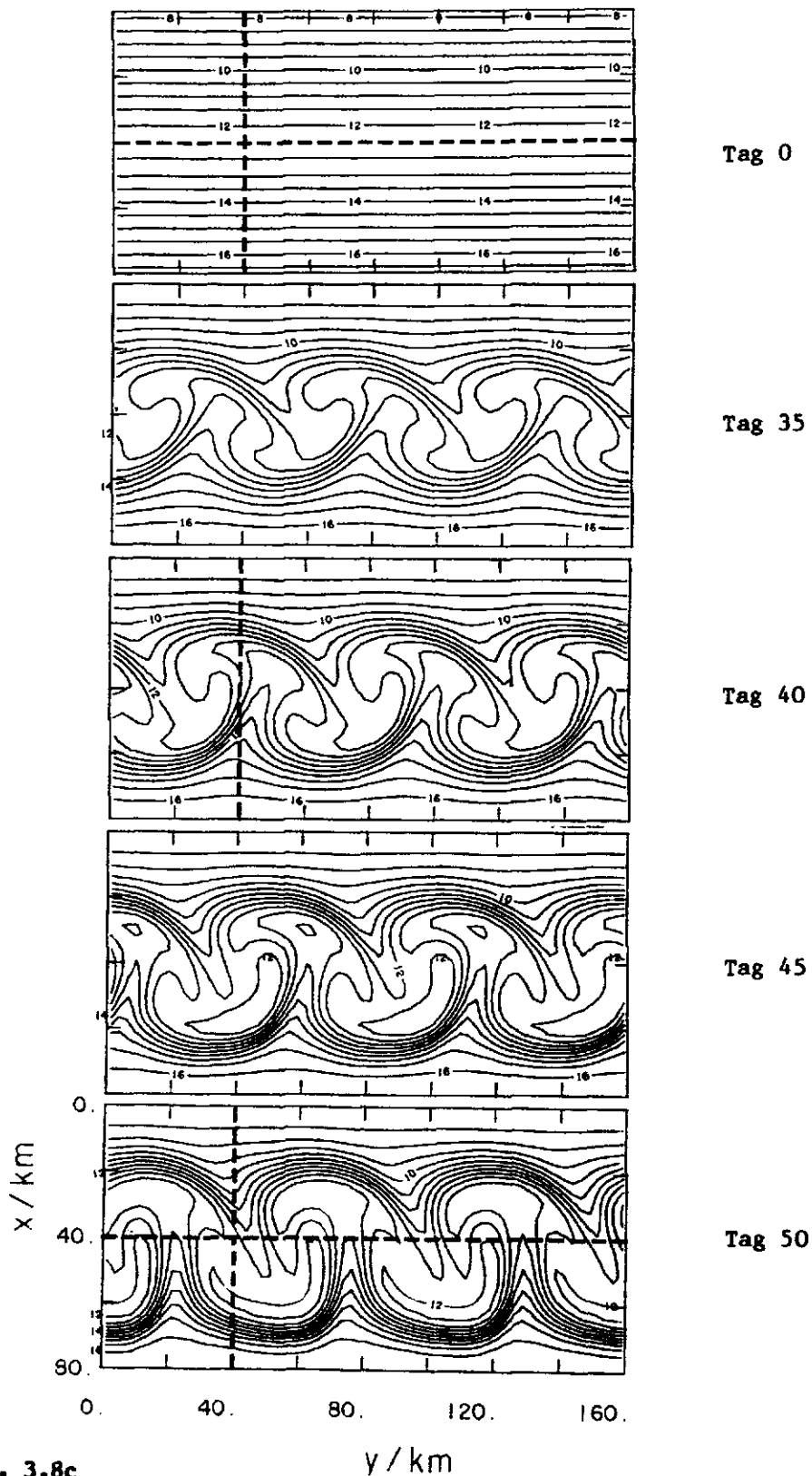


Abb. 3.8c

Lauf M0: Temperatur/°C auf der Fläche $\sigma_t = 26.8 \text{ kg m}^{-3}$

mittlere Tiefenlage: $\approx 55.3 \cdot 10^4 \text{ Pa}$

Isothermenabstand: 0.5 K

Die gestrichelten Linien markieren die Positionen der in Abb. 3.8d,e gezeigten Vertikalschnitte.

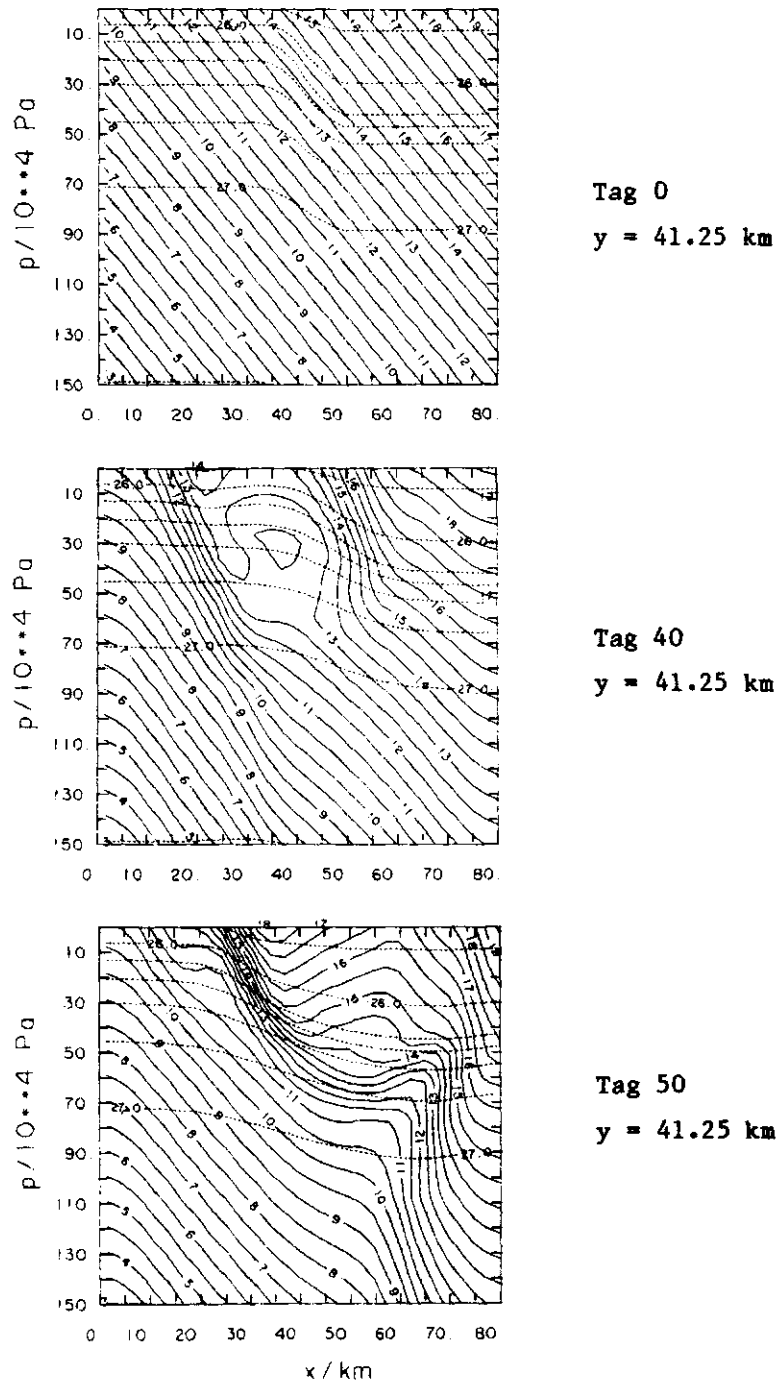


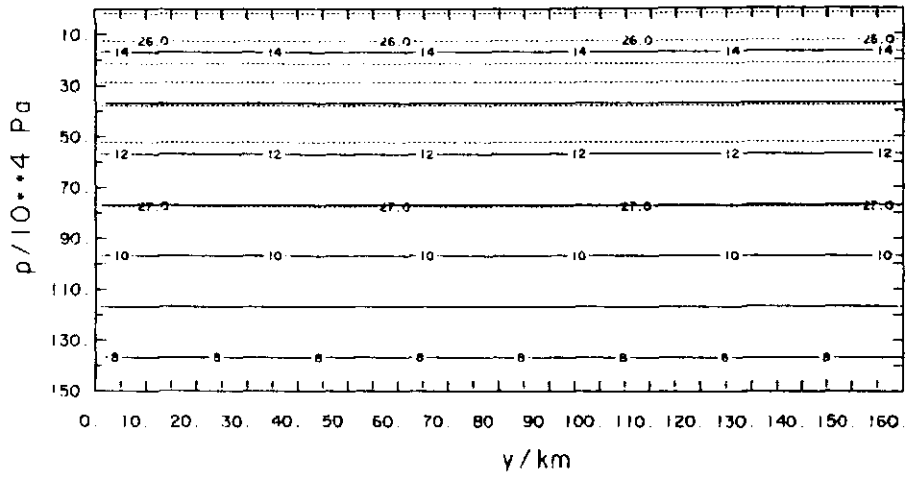
Abb. 3.8d

Lauf M0: Vertikalschnitte der Temperatur und der Dichte σ_t

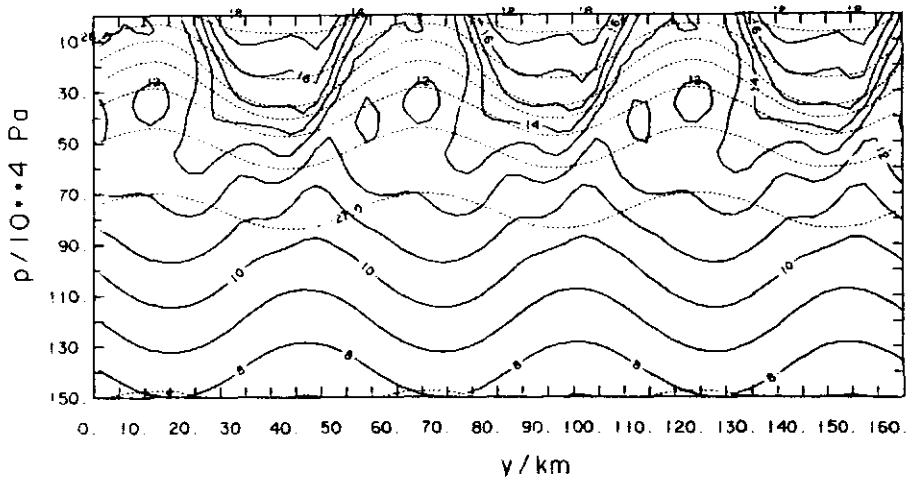
durchgezogene Isoplethen: Isothermen/ $^{\circ}\text{C}$; Isothermenabstand: 0.5 K

gerissene Isoplethen: Isopyknen; Isopyknenabstand: 0.2 kg m⁻³

Die Schnittpositionen sind in Abb. 3.8a,c eingezeichnet.



Tag 0 $x = 38.75 \text{ km}$



Tag 50 $x = 38.75 \text{ km}$

Abb. 3.8e

Lauf M0: Vertikalschnitte der Temperatur und der Dichte σ_t
durchgezogene Isoplethen: Isothermen/ $^{\circ}\text{C}$; Isothermenabstand: 1 K
gerissene Isoplethen: Isopyknen; Isopyknenabstand: 0.2 kg m^{-3}
Die Schnittpositionen sind in Abb. 3.8a,c eingezeichnet.

sind räumlich konstant. Am Tag 50 dagegen zeigen sich Regionen mit extrem starken aber auch extrem schwachen absoluten Temperaturgradienten. Diese Aussage gilt sowohl für horizontale als auch isopyknische und vertikale Gradienten. Vergleicht man diesen Schnitt mit den Abbildungen 3.8a,c, so findet man die extremen isopyknischen Temperaturgradienten der Flächen- darstellungen auf den entsprechenden Isopyknen wieder. Außerdem erkennt man das kalte Zentrum der Antizyklone. Der Vertikalschnitt am Tag 40 weist zwischen $x \approx 30$ km und $x = 50$ km im oberflächennahen Bereich Temperatur- inversionen auf. Abb. 3.8e zeigt Temperaturschnitte bei $x = 38.75$ km am Tag 0 und Tag 50. Am Tag 0 verlaufen Isothermen und Isopyknen parallel (vgl. Abb. 3.1). Nach 50 Tagen haben sich, genau wie in den quer zu den Kanalwänden orientierten Schnitten, Zonen mit extrem starken aber auch extrem schwachen absoluten Temperaturgradienten formiert. Ein Vergleich mit Abb. 3.2a offenbart, daß sich die stärksten absoluten isopyknischen Temperaturgradienten in den Übergangsbereichen zwischen zyklonalem und antizyklonalem Drehsinn der Stromlinien befinden. Außerdem erkennt man, wie in Abb. 3.8d, Regionen mit beträchtlichen Temperaturinversionen.

3.3.8 Trajektorien

Die Darstellung der zeitlichen Entwicklung von IPV- und Temperaturstrukturen ist eine Möglichkeit, advektive Prozesse sichtbar zu machen. Ein Mangel dieser Methode ist jedoch die unzureichende zeitliche Auflösung. Bei den in den Abschnitten 3.3.6 und 3.3.7 gezeigten Bildsequenzen beträgt diese Auflösung lediglich fünf Tage. Darüberhinaus werden gerade die schmalen Bänder- strukturen in den Wirbeln durch die begrenzte horizontale Auflösung des Modells und durch numerische Diffusion verwischt. Eine andere Möglichkeit, advektive Vorgänge sichtbar zu machen, besteht darin, Trajektorien indivi- dueller Wasserpakete (Drifter) zu berechnen.

Die Bewegungsbahnen von Driftern werden in diesem Modell mit einem Interpo- lationsverfahren erster Ordnung bestimmt. Dazu wird der momentanen Drifter- position durch lineare Interpolation aus den umliegenden acht Geschwindig- keitspunkten ein Geschwindigkeitsvektor (u,v) zugeordnet. Die Drifter- position zum Ende des darauffolgenden Zeitschritts ergibt sich dann durch Multiplikation der Momentangeschwindigkeit mit dem Zeitschritt Δt .

Im Lauf MO werden die Bahnen von zehn Driftern verfolgt. Alle Drifter be- finden sich in s-Schicht 1, also nahe an der Meeresoberfläche. Ihre Anfangs-

positionen (x_0, y_0) zum Zeitpunkt $t_0 = 0$ können der Tabelle 3.1 entnommen werden. Ihre Startpunkte wurden so gewählt, daß sich die Drifter 1 bis 4 auf der zyklonalen Seite des Jets, die Drifter 5 und 6 im Zentrum und die restlichen Drifter auf der antizyklonalen Seite befinden (vgl. Abb. 3.2b).

Drifter Nr.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
x_0 /km	31.25	33.75	36.25	38.75	41.25	43.75	46.25	48.75	51.25	53.75
y_0 /km	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Tabelle 3.1: Anfangspositionen (x_0, y_0) der zehn im Modell verfolgten Drifter.

Abb. 3.9 zeigt die Trajektorien der Drifter 1, 5 und 9. In dieser Abbildung wird der Kanal in y -Richtung periodisch fortgesetzt, sobald ein Drifter ihn bei $y = B$ verläßt. Die Trajektorien der Drifter 1 und 9 sind für die gesamte Integrationszeit gezeichnet, für den Drifter 5 ist aus Platzgründen nur der Zeitraum von Tag 28 bis Tag 50 wiedergegeben.

Die Bahn des Drifters 5 weist einen wellenförmigen Verlauf auf; die Amplitude dieser Wellen verstärkt sich mit fortschreitender Zeit. Ein Vergleich der Drifterposition an den Tagen 30, 40 und 50 mit der Oberflächenstromfunktion zu den entsprechenden Zeitpunkten (siehe Abb. 3.2a) ergibt, daß Drifter 5 sich an den Tagen 30 und 40 (und auch vorher) im Zentrum des Jets befindet. Am Tag 50 jedoch hat er das Band hoher Stromgeschwindigkeit verlassen und bewegt sich an der Peripherie einer Zyklone. Diesen Sachverhalt kann man auch aus der innerhalb von zehn Tagen zurückgelegten Wegstrecke ableiten; zwischen Tag 30 und Tag 40 hat der Drifter einen Weg von etwa 180 km zurückgelegt, zwischen Tag 40 und Tag 50 jedoch nur noch etwa 140 km (aus der Länge der Trajektorie abgeschätzt), obwohl der Jet seine Maximalgeschwindigkeit in diesem Zeitraum sogar noch gesteigert hat (siehe Abschnitt 3.3.1). Völlig anders dagegen verhält sich Drifter 9. Seine Bewegungsbahn ist während der gesamten Integrationszeit durch antizyklonalen Drehsinn gekennzeichnet. Ein Vergleich mit Abb. 3.2a ergibt, daß dieser Drifter ab Tag 20 in einer Antizyklone gefangen ist. Diese umkreist er zwei- bis dreimal. Durch Überlagerung dieser Kreisbewegung mit der Phasengeschwindigkeit des Mänders

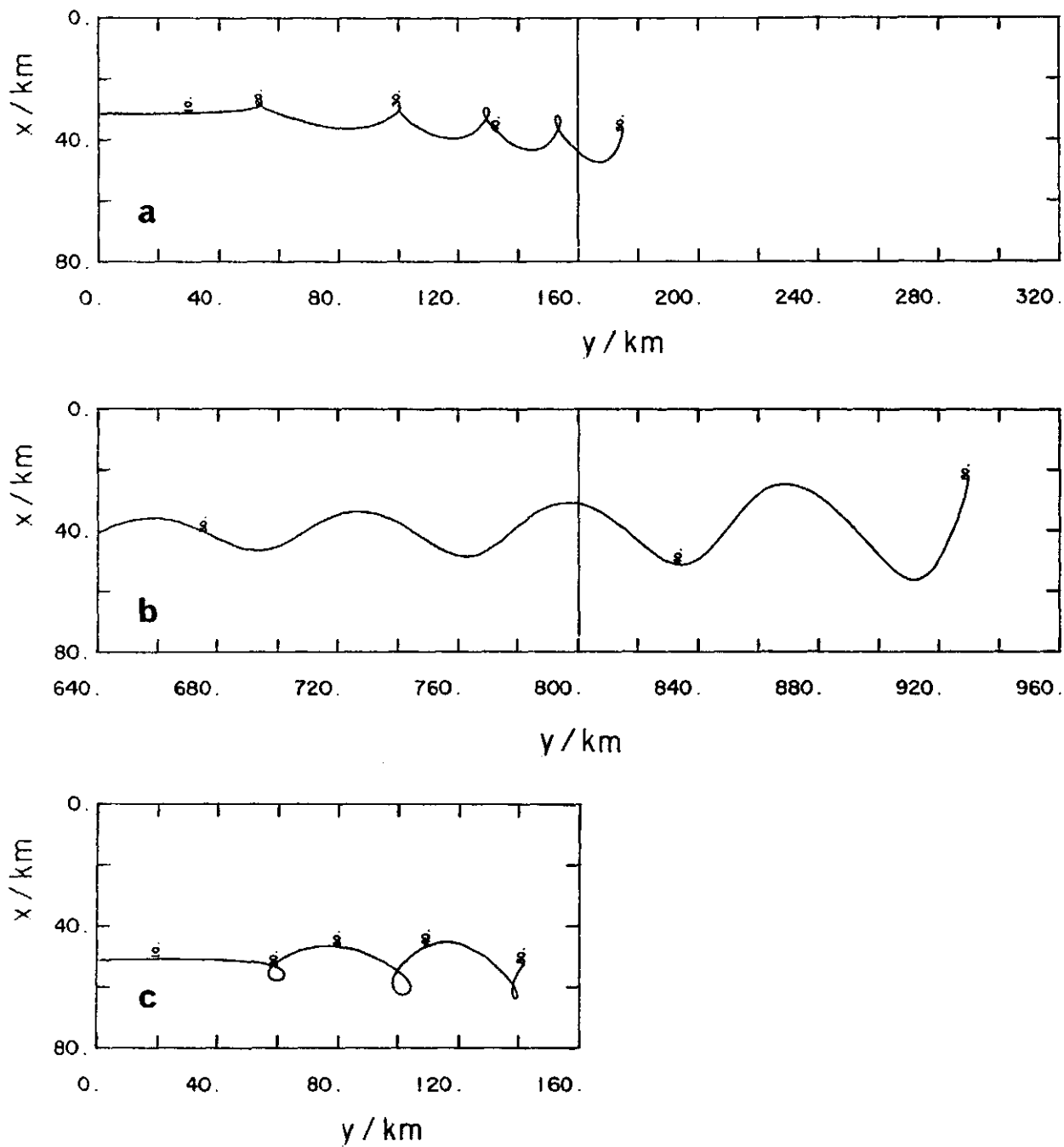


Abb. 3.9

Trajektorien; die Zahlen an den Drifterbahnen geben die Tageszahl nach Integrationsbeginn an

- a) Drifter 1
- b) Drifter 5 (ab Tag 28)
- c) Drifter 9

erhält die Drifterbahn das Aussehen einer Zykloide. Analog verhält sich Drifter 1; er führt jedoch während der Integrationszeit zyklonale Bewegungen aus, da er - wie ein Vergleich mit Abb. 3.2a ergibt - ständig in einer Zyklone gefangen ist. Diese umkreist er etwa viermal.

3.3.9 Energetik

Die in der Modellbox vorhandene totale Energie E setzt sich aus der potentiellen Energie P und der kinetischen Energie K zusammen:

$$E = P + K.$$

Die potentielle Energie läßt sich in einen zonalen (d.h. Mittelung in y -Richtung) Mittelwert \bar{P} und einen fluktuierenden Anteil P' , die kinetische Energie in \bar{K} und K' zerlegen:

$$P = \bar{P} + P'$$

$$K = \bar{K} + K'.$$

Barokline Instabilität bezieht die für das Anwachsen der Störung benötigte kinetische Energie K' aus dem fluktuierenden Anteil der potentiellen Energie P' . Dieser Energietransport wird als $P'K'$ bezeichnet. Für die barotrope Instabilität ist der Term $\bar{K}K'$ von Bedeutung, d.h. die Energieumwandlung von zonaler kinetischer Energie in den fluktuierenden Anteil der kinetischen Energie. BLECK (1985) leitete analytische Ausdrücke für $P'K'$ und $\bar{K}K'$ her. Es wäre wünschenswert, mit dem Mäandermodell Zeitreihen von $P'K'$ und $\bar{K}K'$ zu berechnen. Um dies zu tun, müßten die dreidimensionalen Felder von M , p , α , \dot{s} und \mathbf{v} in ein zonales Mittel und einen fluktuierenden Anteil aufgespalten werden. Dies ist jedoch wegen des limitierten Kernspeicherangebots auf der benutzten Rechenanlage nicht möglich bzw. nur mit sehr hohem Programmieraufwand durchführbar. Das Problem vereinfacht sich wesentlich, wenn man lediglich eine Separation des Geschwindigkeitsfelds in eine mittlere zonale Komponente und einen fluktuierenden Anteil durchführt und dann die Energieumwandlungsraten $\bar{K}K'$ und PK (statt $P'K'$) berechnet. Auf diese Weise erhält man zumindest einen Eindruck von der Größenordnung der Energieumwandlungen.

Abb. 3.10a zeigt Zeitreihen von E, P, K und K', Abb. 3.10b Zeitreihen von PK, $\overline{K'K'}$ und D. D ist die Dissipation kinetischer Energie. E nimmt während der Modellintegration kontinuierlich von $\approx 1.1 \text{ kJ/m}^2$ auf $\approx 1 \text{ kJ/m}^2$ ab. Annähernd gleich groß ist die Abnahme von P zwischen Tag 0 und Tag 50. K sinkt zwischen Tag 0 und Tag 30 um $\approx 0.05 \text{ kJ/m}^2$ und erreicht nach 50 Tagen etwa wieder seinen Anfangswert. K' wächst sichtbar ab Tag 15 (wegen des zonalen Jets ist K' vorher nahe null) auf etwa 0.14 kJ/m^2 am Ende der Integration. PK fluktuiert sehr stark zu Beginn der Integration, die Fluktuationen nehmen aber mit fortschreitender Zeit ab. Ignoriert man den Zeitraum zwischen Tag 0 und \approx Tag 15, dann wächst PK ab Tag 15 in erster Näherung linear von 0 mW/m^2 auf $\approx 0.08 \text{ mW/m}^2$ am Tag 50. $\overline{K'K'}$ ist anfangs nahe null, wird zwischen Tag 10 und Tag 32 leicht negativ und steigt dann linear auf $\approx 0.07 \text{ mW/m}^2$ am Tag 45. Danach sinkt $\overline{K'K'}$ wieder auf etwa 0.03 mW/m^2 am Tag 50. Mit Ausnahme eines kurzen Zeitabschnitts zwischen Tag 30 und Tag 35 ist D negativ (D bedeutet Energieverlust) und liegt durchschnittlich bei $\approx -0.03 \text{ mW/m}^2$.

Vergleicht man Abb. 3.10b mit Abb. 3.10a, so ergeben sich durchaus sinnvolle Zusammenhänge. Die über 50 Tage integrierte mittlere Dissipation entspricht ziemlich genau dem Verlust der totalen Energie E. In den ersten 35 Tagen liegt PK im (grob abgeschätzten) Mittel bei $\approx 0.02 \text{ mW/m}^2$. Zusammen mit einem mittleren D von -0.03 mW/m^2 bedeutet dies einen Verlust der kinetischen Energie K von $\approx 0.04 \text{ kJ/m}^2$ in 35 Tagen. Dem entspricht der Verlauf der K-Kurve. Ab Tag 35 ist die Bilanz PK + D positiv und K steigt wieder. K' wächst ab Tag 15 offensichtlich stärker als K. Die Energiezunahme um $\approx 0.14 \text{ kJ/m}^2$ in 35 Tagen entspricht einer durchschnittlichen Energiezufuhr von $\approx 0.04 \text{ mW/m}^2$. Im fraglichen Zeitraum liegt $\overline{K'K'}$ im Mittel lediglich bei $\approx 0.02 \text{ mW/m}^2$. Daraus kann man schließen, daß \overline{K} nicht die einzige Energiequelle für K' ist. Das Anwachsen von K' läßt sich also nur erreichen, wenn ein Energietransfer von potentieller Energie in kinetische Fluktuationsenergie stattfindet, der auch bei $\approx 0.02 \text{ mW/m}^2$ liegen muß. Möglicherweise ist dies der unbekannte Term P'K'.

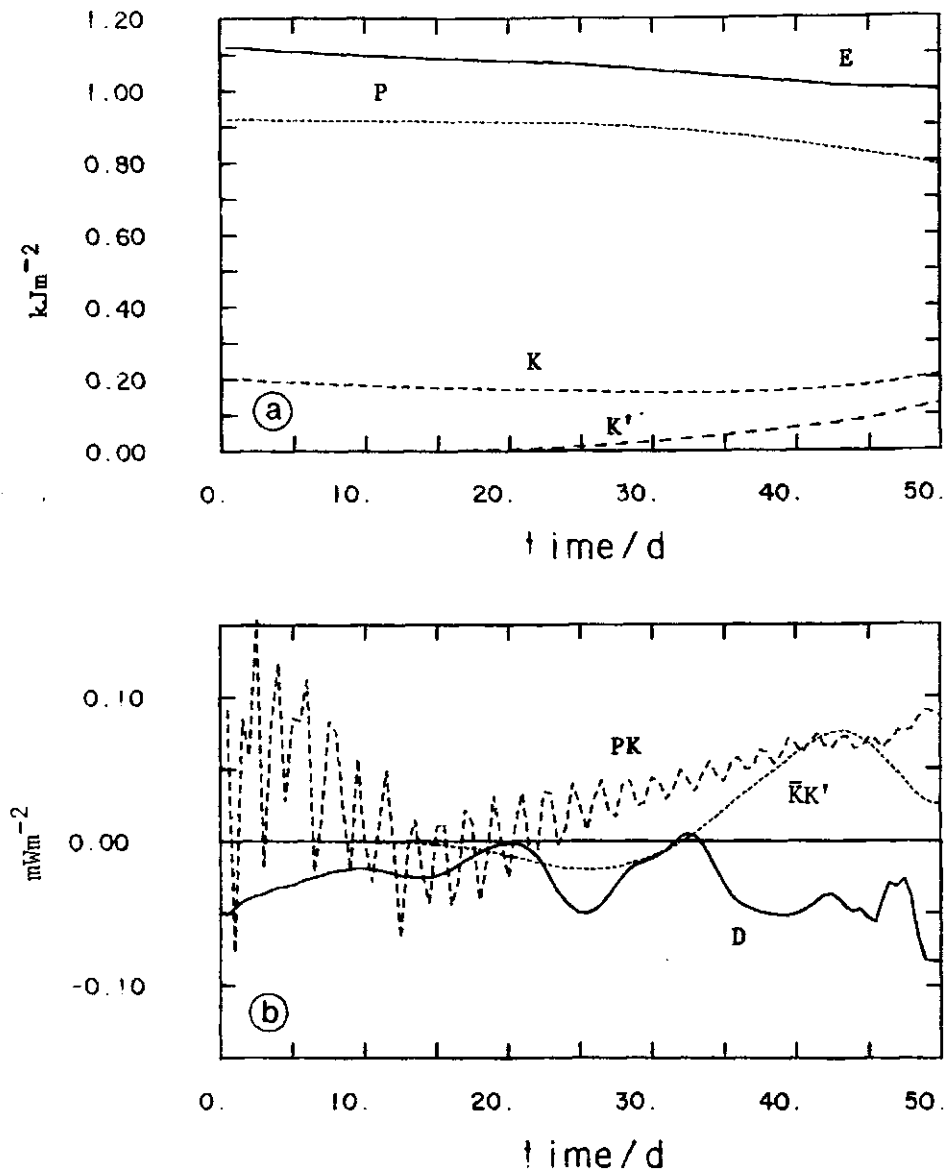


Abb. 3.10

Lauf M0: Energien und Energieumwandlungen

a) Energien

- E = totale Energie
- P = potentielle Energie
- K = kinetische Energie
- K' = fluktuierende kinetische Energie

b) Energieumwandlungen

- \overline{PK} = Umwandlung potentieller in kinetische Energie
- $\overline{KK'}$ = Umwandlung zonal gemittelter kinetischer Energie in fluktuierende kinetische Energie
- D = Dissipation kinetischer Energie

3.3.10 Diskussion der Ergebnisse

An dieser Stelle werden nun die in den Abschnitten 3.3.1 bis 3.3.9 präsentierten Ergebnisse interpretiert und diskutiert. Zuerst soll dies mit der in Abschnitt 3.3.9 beschriebenen Energetik geschehen. Danach wird näher auf die dynamischen Strukturen eingegangen, um damit das "Handwerkszeug" für die Interpretation des Verhaltens passiver Größen bereitzustellen. Im Anschluß daran soll dann die Bedeutung der beobachteten Strukturen und Prozesse für verschiedene Bereiche der Ozeanographie herausgearbeitet werden.

Der Verlauf der Kurvenzüge von E, P, K und D in Abb. 3.10 ist miteinander verträglich und läßt somit die Modellergebnisse vertrauenswürdig erscheinen. Die Zeitreihen der fluktuierenden kinetischen Energie K' und der Energieumwandlungsterme PK und $\overline{KK'}$ lassen darauf schließen, daß sowohl barokline als auch barotrope Instabilität maßgeblich am Anwachsen der Mäanderamplituden beteiligt sind. Während der ersten ≈ 33 Tage der Modellintegration ist $\overline{KK'}$ immer < 0 . Barotrope Instabilität scheidet somit während dieses Zeitraums als Instabilitätsquelle aus. Das Anwachsen von K' kann also nur als Produkt barokliner Instabilität verstanden werden. Zwischen Tag 10 und Tag 20 ist $\overline{KK'}$ deutlich negativ. Das bedeutet, daß die durch barokline Instabilität generierte fluktuierende kinetische Energie teilweise in die zonale Strömung zurückgeführt wird, ein Vorgang, den auch atmosphärische Modelle zeigen (BLECK, 1985). Im späteren Verlauf der Integration wird $\overline{KK'}$ dann stark positiv. Aus den in Abschnitt 3.3.9 angestellten Überlegungen kann man schließen, daß während dieser Phase $\overline{KK'}$ und $P'K'$ zu etwa gleichen Teilen am Anwachsen der Instabilität beteiligt sind. Nach KILLWORTH (1980) ist die Instabilität dann offensichtlich gemischt.

Genau wie bei der Diskussion der lokalen Dynamik des Frontogenesemodells (Abschnitt 2.2.2) soll die individuelle Erhaltung isopyknischer potentieller Vorticity (IPV) als "roter Faden" dienen. Dieses Konzept hat sich dort als sehr brauchbar erwiesen, da man lediglich die folgenden Grundregeln beachten muß: Die Zunahme der relativen Vorticity einer durch Isopyknen begrenzten individuellen Wassersäule bedingt eine Streckung und damit eine Konvergenz des entlang von Isopyknen gerichteten Massenflusses, Abnahme der relativen Vorticity eine Stauchung der Säule und Divergenz (und umgekehrt). Nach WOODS (1981) kann man die relative Vorticity in einer mäandrierenden Strömung in einen Scherungsterm senkrecht zum Jet und einen Krümmungsterm aufspalten.

Auf der "Innenseite" einer gekrümmten Strömung besitzt der Krümmungsterm das gleiche Vorzeichen wie der Scherungsterm, auf der "Außenseite" das entgegengesetzte Vorzeichen. In Mäandertrögen wirkt der Krümmungseffekt also verstärkend auf zyklonale und abschwächend auf antizyklonale Scherungsvorticity, in Rücken wird die antizyklonale Scherungsvorticity verstärkt und die zyklonale vermindert.

Um das Zustandekommen der vom Modell erzeugten Strukturen zu verstehen, stelle man sich den als Anfangsbedingung vorgegebenen rein zonalen Jet vor. Die Isoplethen aller dynamisch relevanten Größen verlaufen parallel zu den Stromlinien (vgl. Abb. 3.2a, 3.4a, 3.5, 3.6, 3.7a, Tag 0). Jetzt nehme man an, daß die Stromlinien sinusoidal ausgelenkt werden, aber weiterhin zueinander parallel bleiben. Dieser Zustand entspricht etwa dem Tag 30 in Abb. 3.2a. Durch die dabei auftretenden Krümmungen wird die zyklonale relative Vorticity in den Trögen verstärkt und in den Rücken geschwächt, die antizyklonale relative Vorticity wird dagegen in den Trögen geschwächt und in den Rücken gestärkt. Auf diese Weise entstehen geschlossene Konturen der zyklonalen relativen Vorticity in den Trögen und der antizyklonalen relativen Vorticity in den Rücken (vgl. Abb. 3.5, Tag 30). Durch diesen Effekt greifen die Isoplethen der zyklonalen relativen Vorticity in den Trögen sogar auf die antizyklonal gescherte Seite des Jets über, in den Rücken erstrecken sich die Isoplethen der antizyklonalen relativen Vorticity in den zyklonal gescherten Bereich. Extrema der Modulation des Isopyknenabstands (Abb. 3.6) sind - zumindest im Bereich zyklonaler relativer Vorticity - mit den Positionen extremer relativer Vorticity korreliert.

Was bedeutet dies nun für eine Wassersäule, die mit dem Jet advektiert wird? Nimmt man an, daß diese sich entlang einer Stromlinie bewegt (das gilt natürlich nur im stationären Fall), so behält sie im rein zonalen Jet permanent die gleiche relative Vorticity. Anders dagegen im mäandrierenden Jet: Vergleicht man am Tag 30 Stromlinien mit Isoplethen der relativen Vorticity (Abb. 3.2a, 3.5), dann stellt man fest, daß die Wassersäule entlang ihres Weges Änderungen der relativen Vorticity erfährt. Stärkste Änderungen der relativen Vorticity treten dort auf, wo die Krümmung der Stromlinien ihr Vorzeichen wechselt. Dies ist sowohl auf der zyklonalen als auch auf der antizyklonal gescherten Seite des Jets der Fall. An diesen Stellen muß die Wassersäule nun mit Strecken bzw. Stauchen reagieren, um IPV-Erhaltung zu gewährleisten. Strecken ist dort erforderlich, wo die Stromlinien von

antizyklonaler in zyklonale Krümmung übergehen, Stauchen an den Stellen, wo die Krümmung in die andere Richtung das Vorzeichen wechselt. Strecken und Stauchen von Vortexelementen bedeuten aber, daß Vertikalbewegungen induziert werden. Abb. 3.3 (Tag 30) gibt Aufschluß darüber, daß die Zentren der Auf- und Abtriebsgebiete genau an diesen Stellen positioniert sind. Selbst die Doppelstrukturen in den Abtriebsgebieten (in den Auftriebsgebieten deuten sie sich auch an) erhalten jetzt einen Sinn; sie sind mit den Stellen korreliert, an denen Wasserteilchen sowohl auf der zyklonal als auch auf der antizyklonal gescherten Seite extreme Gradienten der relativen Vorticity durchlaufen müssen. Tieferes Verständnis für diese Vorgänge vermittelt die Abb. 3.11. Dort sind Stromlinien, Isoplethen der relativen Vorticity sowie Auf- und Abtriebsgebiete dargestellt, wie sie vom Lauf M0 am Tag 35 produziert werden.

Grundlage des obigen Denkmodells ist die Voraussetzung, daß Wasserteilchen den Stromlinien folgen. Damit lassen sich zwar in etwa Auf- und Abtriebsregionen lokalisieren, das Denkkonzept versagt jedoch, wenn man das "Aufspulen" der IPV erklären will. Das Eindringen anomal hoher IPV in die Zyklone sowie die Existenz anomal niedriger IPV in der Antizyklone (vgl. Abb. 3.7b, Tag 40) lassen sich nur deuten, wenn man einen Massentransport senkrecht zu den Stromlinien des Jets zuläßt. Vergleich mit Abb. 3.2a offenbart, daß dieser Vorgang vornehmlich dort eingeleitet wird, wo die Stromlinienkrümmung extrem ist. Aufschluß darüber gibt ebenfalls Abb. 3.11. Man stelle sich vor, daß die Mäanderamplitude weiter wächst. Das bedeutet eine weitere Zunahme der Krümmungsvorticity in den Trögen und Rücken. IPV-Erhaltung erfordert dann einen ageostrophischen Massentransport quer zu den Stromlinien, der sowohl in den Gebieten antizyklonaler als auch zyklonaler Stromlinienkrümmung zur Außenseite der Stromlinienkurve weisen muß. Ein Wasserteilchen, daß sich entlang einer Stromlinie von Nordwesten nach Südosten bewegt, erfährt dann eine Rechtsablenkung, sobald es sich der Trogspitze nähert; bewegt sich ein Teilchen von Südwesten nach Nordosten, wird es nach links abgelenkt, wenn es den Wendepunkt in den Stromlinien passiert hat. Ein Vergleich mit der Bahn des Drifters 5 in Abb. 3.9b bestätigt dies. Der Vorgang ist durch Pfeile in Abb. 3.11 angedeutet. Man kann vermuten, daß eine ähnlicher Mechanismus für das Eindringen hoher IPV an der Südwestseite der Antizyklonen und das Aufspulen niedriger IPV an der Nordwestseite der Zyklonen verantwortlich ist.

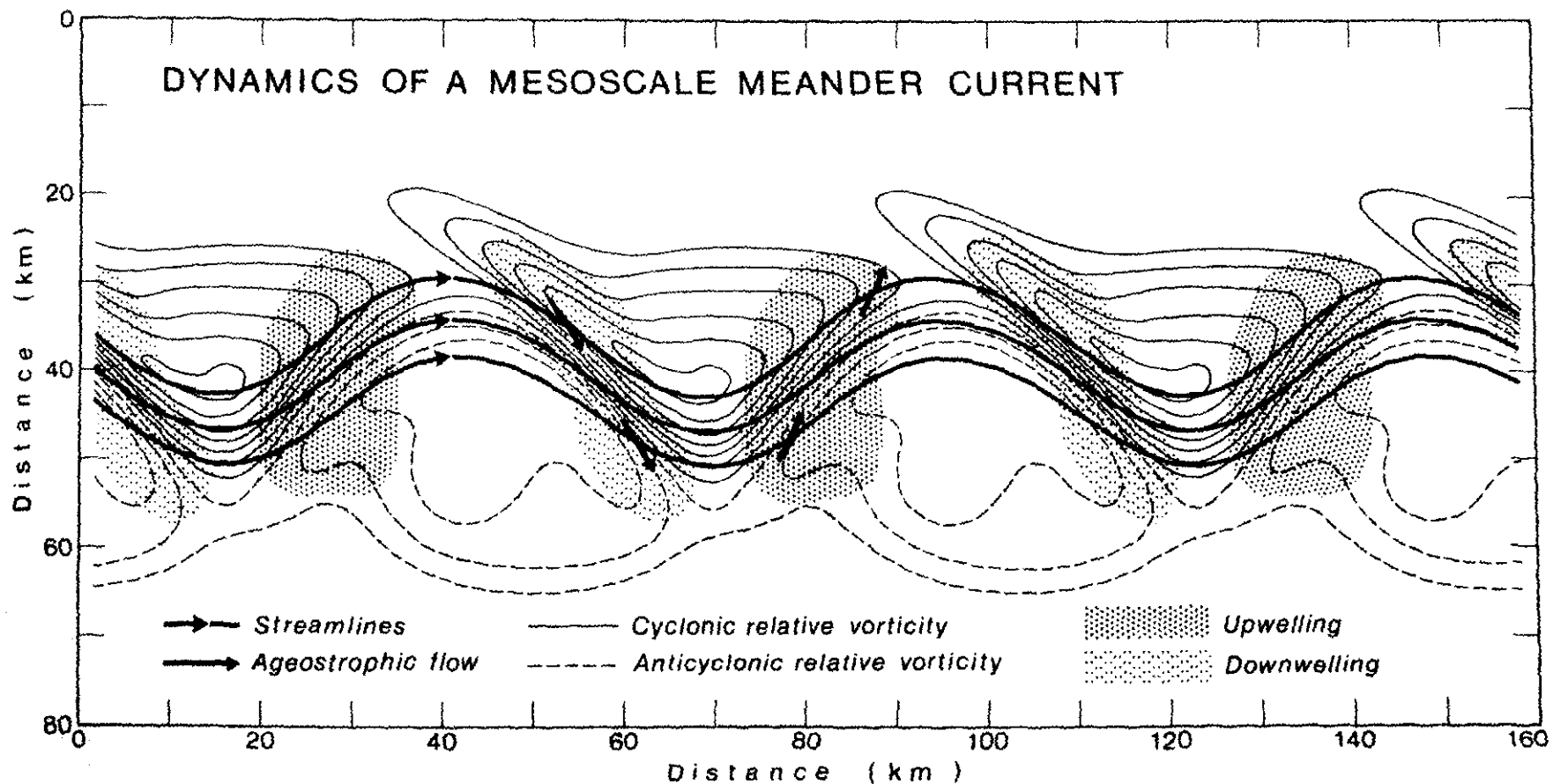


Abb. 3.11

Lauf M0: Dynamische Strukturen am Tag 35

Dargestellt sind Stromlinien und Isoplethen von ζ/f an der Meeresoberfläche sowie Vertikalgeschwindigkeiten auf der Druckfläche $25 \cdot 10^4$ Pa. Ageostrophische Strömungen (Pfeile) sind hypothetisch.

Die Lage der Auf- und Abtriebsgebiete läßt auch Schlüsse auf die Wander- richtung des Mäanders zu. Vergleicht man Abb. 3.3 mit Abb. 3.4a (z.B. Tag 40) dann erkennt man, daß durch Auf- und Abtrieb die Topographie von Dichte- flächen in Hauptstromrichtung verschoben wird. Da das Strömungsfeld sich (in erster Näherung) der Änderung der Topographie geostrophisch anpassen muß, folgt daraus eine ostwärtige Phasengeschwindigkeit des Mäanders. Außerdem wird dadurch das "Brechen" des Wellenzugs (siehe Abb. 3.4a, Tage 40 und 50) unterstützt, da sich die stärksten zeitlichen Topographieänderungen auf den Bereich verschwindender Stromlinienkrümmung beschränken.

IPV-Erhaltung limitiert das Wachstum antizyklonaler relativer Vorticity durch $-f$. Das Wachstum zyklonaler relativer Vorticity ist dagegen nicht begrenzt. Der Krümmungsradius der Stromlinien in zyklonal umströmten Gebieten kann deshalb beliebig klein werden, ohne daß die IPV-Erhaltung verletzt wird. Der Radius antizyklonaler Stromlinienkrümmung darf dagegen einen bestimmten Minimalwert nicht unterschreiten. Nach WOODS' (1981) Überlegungen liegt dieser Minimalwert bei ≈ 4.3 km, wenn man für die antizyklonale Scherungs- vorticity $\zeta/f \approx 0.3$ und eine Strömung um 0.3 m/s annimmt. Derartig kleine Krümmungsradien treten im Modelllauf M0 zwar nicht auf (vgl. 3.2a), man kann jedoch vermuten, daß das Strömungsbild sich schon frühzeitig in der Weise einstellt, daß dieser Grenzwert erst gar nicht erreicht wird. (Im Fronto- genesemodell ist die Asymmetrie zwischen den Zellen zyklonaler und anti- zyklonaler relativer Vorticity auch schon deutlich ausgeprägt, bevor ζ/f den Wert $-f$ erreicht, siehe Abb. 2.9.) Dies kann dadurch geschehen, daß sich in antizyklonal umströmten Gebieten der Stromlinienabstand vergrößert. Dadurch wird sowohl die Scherungsvorticity reduziert als auch der anti- zyklonale Krümmungsradius daran gehindert, zu kleine Werte anzunehmen. Diese Anpassung des Strömungsfelds bewirkt die in Abb. 3.2a erkennbare Asymmetrie des Stromlinienverlaufs in Mäandertrögen und -rücken.

Abb. 3.7b zeigt eine lokale Verschärfung von IPV-Gradienten. Vergleich mit Abb. 3.2a ergibt, daß die starken Gradienten mit einer Konfluenz des hori- zontalen Geschwindigkeitsfelds korreliert sind. Eine Aufweichung des IPV beobachtet man dort, wo die Stromlinien divergieren. Die Instabilität der durch synoptischskalige Konfluenz generierten MPV-Front erzeugt also wiederum Deformationsfelder, die lokal zu einer Verschärfung/Abschwächung des IPV führen.

In der ozeanographischen Literatur existieren nur sehr wenige Arbeiten, mit denen sich die vom Modell erzeugten dynamischen Strukturen vergleichen lassen. Eine ähnliche Prozeßstudie wurde von KIELMANN und KÄSE (1986) vorgenommen. Sie modellierten ebenfalls die Instabilität einer Front, allerdings auf weitaus größeren Skalen (≈ 1000 km). Beiden Modellen gemeinsam ist insbesondere das "rückwärtige" Brechen der Mäander. Gleiches gilt auch für das Modell von IKEDA (1981). In diesem Modell konnte auch das Aufspulen der potentiellen Vorticity gezeigt werden. Ein Vergleich mit Modellen instabiler Wellen in der Atmosphäre (MUDRICK, 1974) bestätigt die Positionen der Vertikalgeschwindigkeitsextrema.

Temperatur ist ebenso wie die IPV im Modell eine individuelle Erhaltungsgröße. Da durch die Anfangsbedingung der Verlauf der Isothermen parallel zu Isoplethen der IPV vorgegeben worden ist, müssen die isopyknischen Temperaturstrukturen konsequenterweise den IPV-Strukturen entsprechen. Dies bestätigt ein Vergleich der Abb. 3.7b und 3.8a. Die vertikalen Temperaturstrukturen sind ein Produkt der Temperaturadvektion auf Isopyknen. Die Modellergebnisse zeigen, daß Temperaturinversionen allein durch isopyknische Advektion erzeugt werden können, indem z.B. kaltes Wasser über warmes Wasser geschoben wird. Sie müssen also nicht notwendigerweise das Produkt von doppel-diffusiven Vermischungsprozessen sein, wie GARRETT (1982) vermutet.

In Abschnitt 1.2.4 wurden bereits verschiedene Teilaspekte der Bedeutung mesoskaliger Fronten herausgestellt. Grundlage dieser Betrachtungen war dabei lediglich das aus diversen Frontenstudien gewonnene Beobachtungsmaterial. Inwieweit unterstützen die Modellergebnisse nun die dort geäußerten Behauptungen?

Der prägende Einfluß von MPV-Fronten auf Struktur und Dynamik der turbulent durchmischten Deckschicht offenbart sich in den Darstellungen des Dichtefelds (Abb. 3.4, 3.6) der Temperatur (Abb. 3.8) und der Vertikalgeschwindigkeit (Abb. 3.3). Die Vertikalschnitte des Dichtefelds (Abb. 3.4b,c) erlauben den Schluß, daß die schwache Schichtung in den oberflächennahen Schichten der Antizyklen förderlich für eine Vertiefung der Deckschicht sein kann, das Gegenteil ist in den zyklonal umströmten Gebieten der Fall. Die starken horizontalen Temperaturgradienten (Abb. 3.8a,b,d,e) an der Meeresoberfläche bedingen erhebliche Variabilität der Oberflächenwärmeflüsse auf kurzen Distanzen; dadurch wird der Energiehaushalt der Deckschicht regional modi-

fiziert. Darüber hinaus leisten beträchtliche Auftriebsgeschwindigkeiten (mehrere Meter pro Tag) sicherlich einen signifikanten Beitrag zur Strukturierung der turbulent durchmischten Deckschicht und begünstigen lokal Raten der Primärproduktion.

Die dreidimensionale Struktur des IPV-Felds in der saisonalen Sprungschicht ergibt sich aus Abb. 3.7b. MPV-Fronten generieren sowohl Regionen mit beträchtlichen absoluten IPV-Gradienten als auch Bereiche, in denen der absolute IPVG recht schwach ist. Beides zusammen führt zu einer starken horizontalen Varianz des IPV-Felds, welche auch durch Beobachtungen (FISCHER, 1986) belegt wird. Isopyknische Transportprozesse bewirken jedoch nicht nur die lokale Verstärkung des absoluten IPVG, sondern sorgen auch für die horizontale Vermischung der IPV. Abb. 3.7b zeigt z.B., daß anomal hohe IPV, die ursprünglich charakteristisch für das Gebiet südlich der Front war, nun nördlich der Front im Zentrum der Zyklonen eingebettet ist. Analog findet man ursprünglich "nördliche IPV" in den Antizyklonen südlich der mäandrierenden Front.

Das Mäandermodell gibt ebenfalls Aufschluß über die Mechanismen der Kaskade turbulenter kinetischer Energie und potentieller Enstrophie. Die lokale Verstärkung des absoluten IPVG ist gleichbedeutend mit einem Fluß potentieller Enstrophie zu höheren Wellenzahlen; die in der Energetik diagnostizierte Rückführung turbulenter kinetischer Energie in die zonale Strömung stützt die These der Existenz einer "roten" Energiekaskade, durch die ein Teil des turbulenten kinetischen Energieflusses zu kleinen Wellenzahlen gerichtet ist. Barokline und barotrope Instabilität fördern aber auch den Fluß turbulenter kinetischer Energie zu höheren Wellenzahlen (Wirbelentstehung). Das vermehrte Auftreten von Temperaturinversionen läßt vermuten, daß bevorzugt in Frontennähe ein Abbau der Schichtung durch doppel-diffusive Instabilität stattfinden kann. Dies bedeutet jedoch die Vernichtung potentieller Vorticity und die Beendigung der Kaskade potentieller Enstrophie.

Zuletzt noch einige Bemerkungen zum horizontalen Wärmetransport: Obwohl im Modell keine Wärmetransportraten berechnet worden sind, kann man aus der zeitlichen Abfolge der Temperaturstrukturen (Abb. 3.8a,c) schließen, daß MPV-Fronten einen signifikanten Beitrag zum horizontalen Wärmetransport leisten. Kaltes Wasser wird von Norden nach Süden, warmes Wasser in umgekehrte Richtung verfrachtet. MPV-Fronten verschärfen zwar lokal absolute

Temperaturgradienten, auf größeren Skalen betrachtet wirken sie jedoch abschwächend auf horizontale Temperaturkontraste.

3.4 Initialisierung des Modells durch ein weißes Spektrum

Im Abschnitt 3.3 sind die Ergebnisse des Modellaufs M0 präsentiert worden, dessen Störfeld allein aus der Kanalwellenzahl $\kappa = 3$ bestand. Dadurch wurde ermöglicht, spezifische Aussagen über dynamische Strukturen in einer baroklin/barotrop instabilen Welle zu treffen, ohne daß Überlagerungseffekte mehrerer Wellenzahlen diese Strukturen verwischen. Das Störungsspektrum im Ozean ist jedoch mit Sicherheit nicht monochromatisch, sondern besteht aus einem Gemisch vieler Wellenzahlen (vgl. Abb. 1.1). In diesem Abschnitt soll nun der Respons des Modells auf ein Störungsspektrum untersucht werden, in dem alle möglichen Wellenzahlen vertreten sind. Damit soll eine instabile Front erzeugt werden, deren Struktur eher realen Verhältnissen im Ozean entspricht. Außerdem soll ein Wellenzahlspektrum der Wachstumsraten erstellt werden. Alle in den Abschnitten 3.2.1 - 3.2.5 getroffenen Aussagen behalten weiterhin ihre Gültigkeit. Es wird lediglich das Störungsfeld verändert. Der im folgenden zu beschreibende Modellauf wird als "M1" bezeichnet.

Das barotrope Störungsfeld $u_\varepsilon(x,y)$ wird analog zu Gleichung (3.10) definiert, im Unterschied zu (3.10) wird jedoch jetzt über alle im Kanal möglichen Wellenzahlen κ_1 summiert, wobei der Index 1 von 1 bis 32 läuft. Die Wellenzahl κ_{32} entspricht einer Wellenlänge $\lambda_y = 5$ km. Dies ist bei einer horizontalen Auflösung von $\Delta y = 2.5$ km die kleinste darstellbare Wellenlänge. Damit nimmt das Störungsfeld die Form

$$u_\varepsilon(x,y) = u_0 \cdot \sum_{l=1}^{32} \{ \sin(2\pi \cdot \kappa_l \cdot \frac{y}{B} + \phi_1) \cdot [a_1 \exp(a_2 \frac{x}{L} + a_3 \frac{x^2}{L^2}) - a_1] \} \quad (3.11)$$

an. Die Phase ϕ_1 ist dabei eine Zahl zwischen 0 und 2π , die durch einen Zufallsgenerator bestimmt wird. Alle anderen in (3.11) verwendeten Parameter behalten die in Abschnitt 3.2.6 definierten Werte. Dadurch, daß die Störungsamplitude u_0 für alle Wellenzahlen κ_1 die gleiche ist, ist das Wellenzahlspektrum der Störung weiß.

3.4.1 Ergebnisse

Abb. 3.12 zeigt die zeitliche Entwicklung der Stromfunktion an der Meeresoberfläche in Fünf-Tage-Intervallen zwischen Tag 35 und Tag 50. Verglichen mit Abb. 3.2a ergibt sich ein völlig anderes Bild: Der Wellenzug des Mäanders weist in Kanallängsrichtung nicht mehr die strenge Periodizität auf, wie dies im Modellauf M0 der Fall war. Die Amplituden der Stromlinienauslenkungen sind erheblich größer. Am Tag 45 berühren die Stromlinien bereits die Kanalwände. Es gibt allerdings auch Gemeinsamkeiten zwischen Abb. 3.12 und Abb. 3.2a: So fällt in beiden Läufen z.B. die starke Drängung der Stromlinien in den zyklonal umströmten Bereichen und die Auffächerung in den Gebieten mit antizyklonaler Stromlinienkrümmung auf. Besonders deutlich erkennt man dies am Tag 45 in Abb. 3.12. Außerdem tendieren sowohl in M0 als auch in M1 die Trog- und Rückenachsen dazu, eine Nordwest-Südost-Neigung einzunehmen.

Um die Stabilität/Instabilität des Grundzustands gegenüber dem durch Gleichung (3.11) definierten Störfeld zu untersuchen, wurde ein Wellenzahlspektrum der u-Komponente bei $x = 40$ km mittels Fouriertransformation erstellt. Abb. 3.13a,b (obere Abbildung) zeigt dieses Spektrum am Tag 1 und am Tag 2 der Modellintegration. Die Anfangsamplitude u_0 aller Wellenzahlen des Störfelds ist durch eine durchgezogene Gerade angedeutet. Am Tag 1 erkennt man, daß lediglich die Amplituden u_κ der Wellenzahlen 3, 4, 5 und 6 gewachsen sind. Am Tag 2 weist auch die Wellenzahl 2 eine Amplitude auf, die größer als die Anfangsamplitude ist. Alle anderen Wellenzahlen, insbesondere diejenigen mit $\kappa > 6$, verzeichnen eine Abnahme ihrer Amplituden. Um diesen Vorgang quantitativ zu erfassen, wurden Spektren der Wachstumsraten berechnet. Die Wachstumsrate $r(\kappa)$ der Amplitude einer Wellenzahl κ ist dabei definiert als

$$r(\kappa) = \left[\frac{u_\kappa(t)}{\Delta t \cdot u_\kappa(t - \Delta t)} - 1 \right] \cdot 100 \quad (3.12)$$

und ergibt somit den prozentualen Zuwachs der Amplitude zum Zeitpunkt t gegenüber der Amplitude zum Zeitpunkt $t - \Delta t$. Die Spektren der Wachstumsraten zu den Zeitpunkten $t = 1$ d und $t = 2$ d sind in Abb. 3.13a,b (untere Abbildung) dargestellt. Die durchgezogene Gerade trennt Bereiche positiven

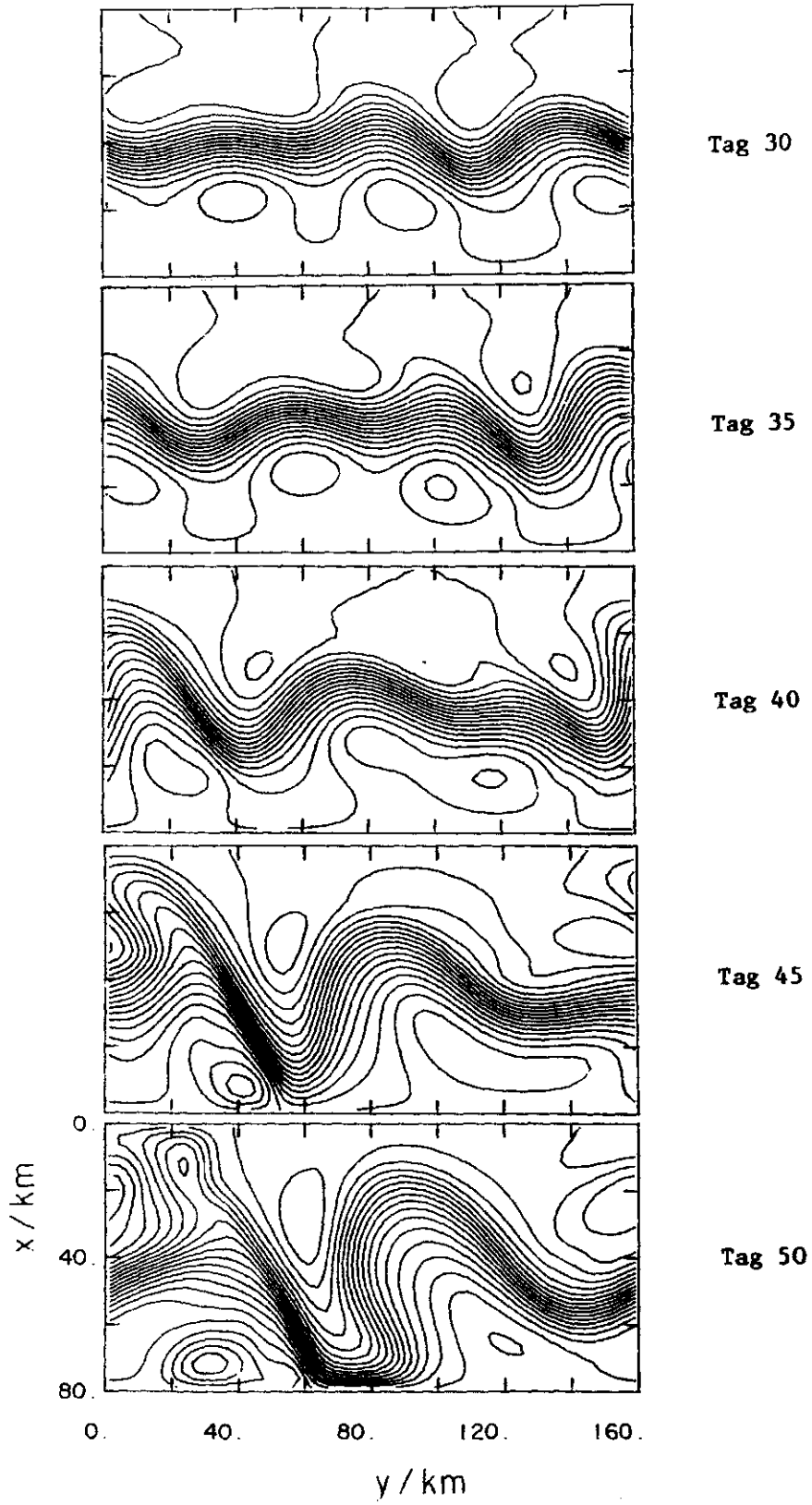


Abb. 3.12

Lauf M1: Die Stromfunktion an der Meeresoberfläche

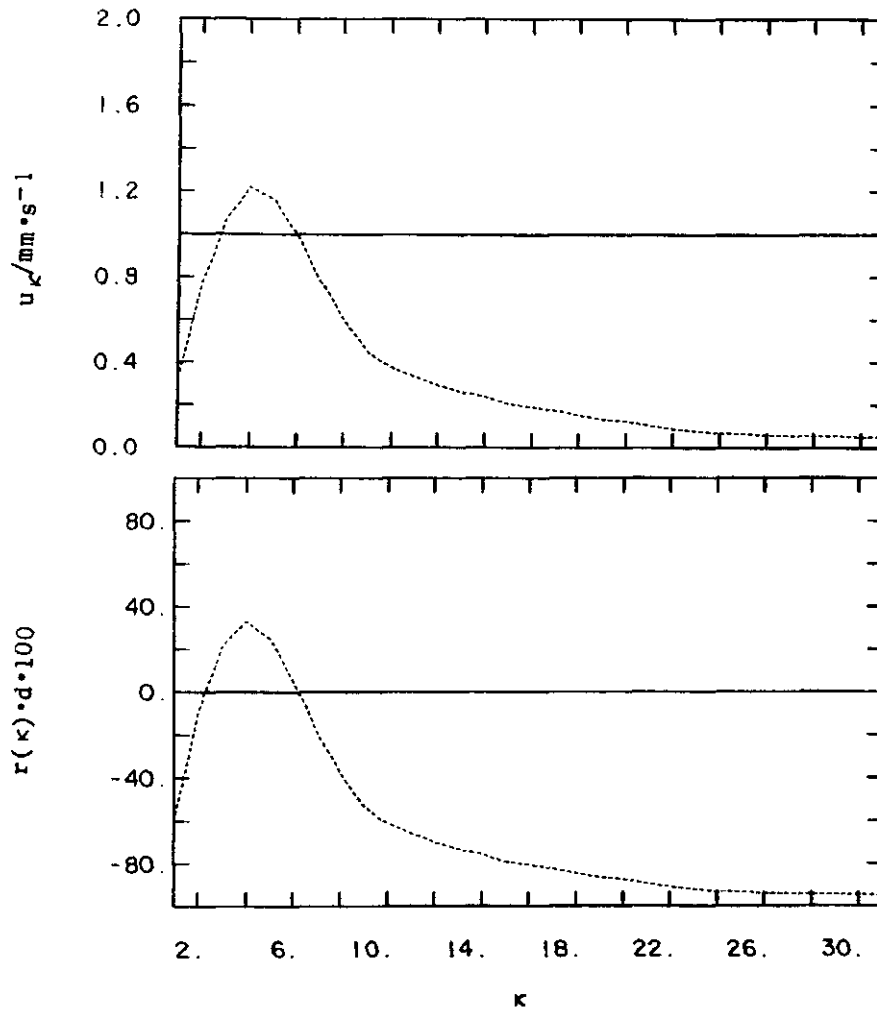


Abb. 3.13a

Lauf M1: Spektren der Amplitude u_{κ} und der Wachstumsrate $r(\kappa)$ am Tag 1

Die durchgezogene Linie bei $u_{\kappa} = 1 \text{ mm/s}$ ist das Amplitudenspektrum zum Zeitpunkt $t = 0$.

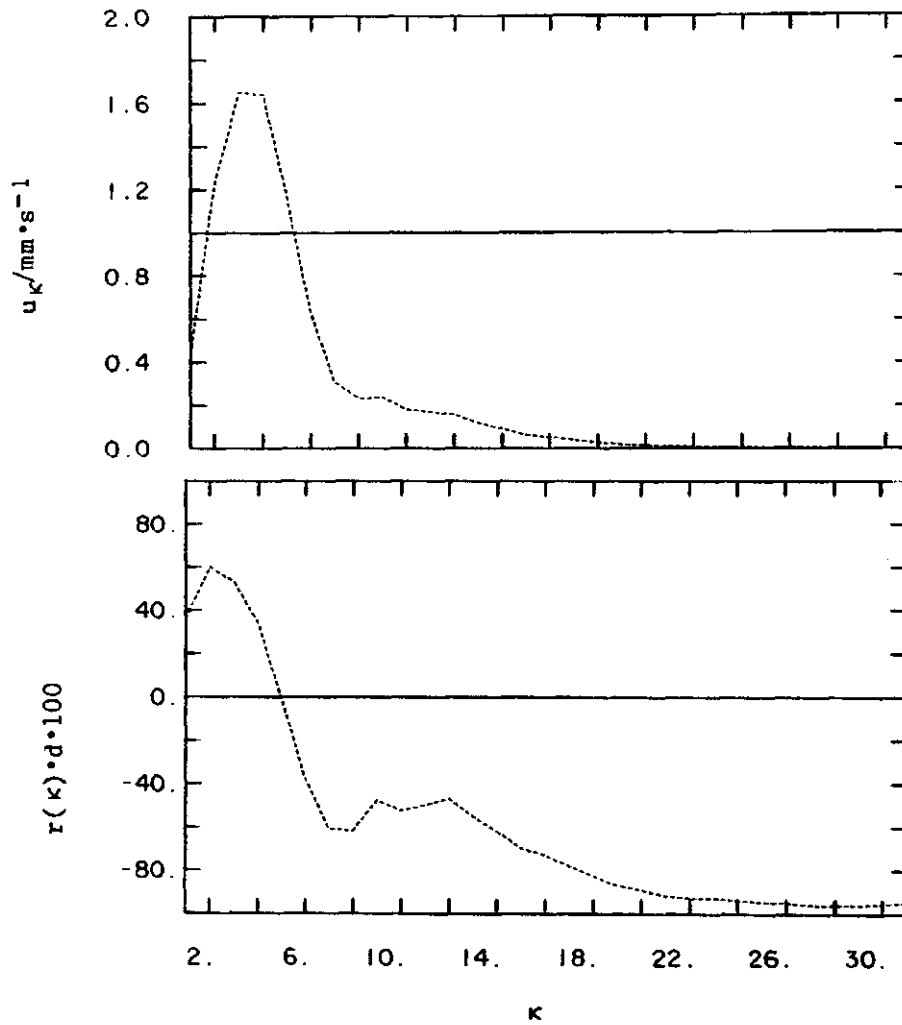


Abb. 3.13b

Lauf M1: Spektren der Amplitude u_{κ} und der Wachstumsrate $r(\kappa)$ am Tag 2

Die durchgezogene Linie bei $u_{\kappa} = 1 \text{ mm/s}$ ist das Amplitudenspektrum zum Zeitpunkt $t = 0$.

und negativen Wachstums. $r(\kappa) > 0$ bedeutet also Amplitudenzunahme, $r(\kappa) < 0$ Amplitudenabnahme. Am Tag 1 ist positives Wachstum nur bei den Wellenzahlen $3 < \kappa < 6$ vorhanden. Maximales Wachstum mit $r(\kappa) \approx 35\%$ pro Tag erfährt die Wellenzahl 4 ($\lambda_y = 40$ km). Am Tag 2 wachsen auch die Wellenzahlen $\kappa = 1$ und $\kappa = 2$. Maximales Wachstum mit $r(\kappa) \approx 70\%$ pro Tag geschieht bei $\kappa = 2$ ($\lambda_y = 80$ km). Man kann also davon ausgehen, daß der Grundzustand hauptsächlich für Wellenlängen $\lambda_y > 25$ km instabil ist.

Die Energetik dieses Modellaufs zeigt Abb. 3.14. Ein Vergleich mit Abb. 3.10 offenbart Unterschiede in den Kurvenzügen aller dargestellten Größen besonders gegen Ende des Modellaufs. In M1 steigt E ab \approx Tag 43 an und sinkt nicht wie in M0 dissipationsbedingt weiter. Zeitgleich mit diesem Anwachsen ist ebenfalls eine starke Zunahme bei K und K' zu verzeichnen. Abb. 3.12 gibt Aufschluß darüber, daß dieser physikalisch unsinnige Vorgang wahrscheinlich dadurch verursacht wird, daß der Jet die Kanalwände berührt. Aus diesem Grund wird der Energetik ab Tag 40 keine weitere Beachtung mehr geschenkt. Die Unterschiede zwischen M0 und M1 beschränken sich in den ersten 40 Tagen der Modellintegration dann hauptsächlich auf den Kurvenverlauf des Energieumwandlungsterms $\overline{KK'}$. Qualitativ verläuft $\overline{KK'}$ zwar ähnlich wie in M0, quantitativ ist dieser Term in M1 ab weitaus kleiner, insbesondere in der Phase, wo $\overline{KK'}$ in M0 positiv ist. Da die Kurvenzüge von K' in Abb. 3.10a und in Abb. 3.14a ähnlich sind, deutet dies darauf hin, daß in M1 mehr potentielle Energie in fluktuierende kinetische Energie umgesetzt wird als in M0. Dies wird durch einen exakten Vergleich der Kurvenzüge der potentiellen Energie P in beiden Abbildungen bestätigt; P sinkt in M1 schneller als in M0.

3.4.2 Diskussion der Ergebnisse

Die Ergebnisse des Laufs M1 zeigen, daß durch ein weißes Störungsspektrum Mäander mit großer Amplitude entstehen, die nicht mehr die strenge Periodizität aufweisen, wie dies im Lauf M0 der Fall war. Aus den Energiebetrachtungen kann man schließen, daß barokline Instabilität der dominante Prozeß ist, der zum Anwachsen dieser Mäander führt. Amplituden- und Wachstumsspektren (Abb. 3.13) demonstrieren, daß diese Instabilität selektiv im Wellenzahlspektrum des Störungsfelds wirkt, d.h., der definierte Grundzustand ist nur für bestimmte Anregungswellenlängen instabil. Im folgenden

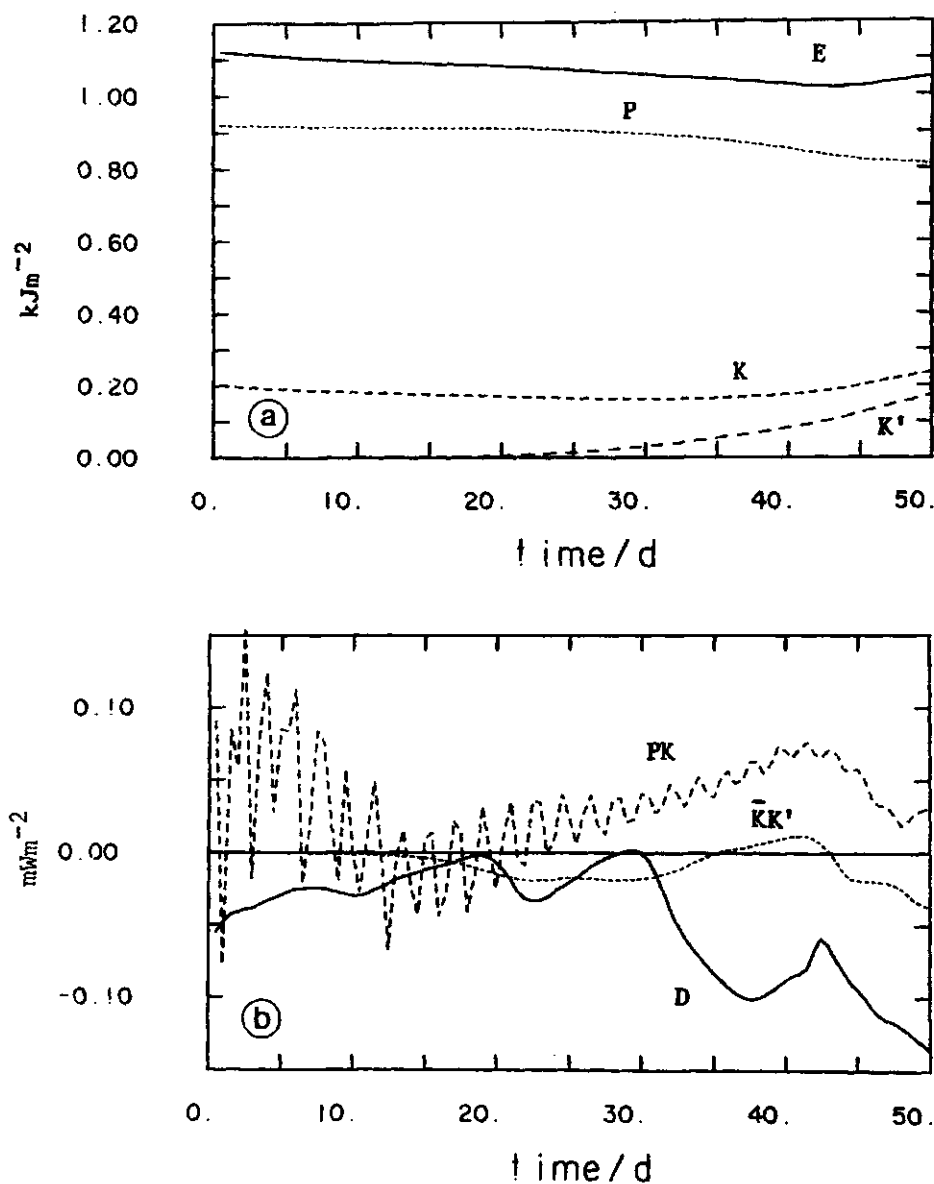


Abb. 3.14

Lauf M1: Energien und Energieumwandlungen

a) Energien

- E = totale Energie
- P = potentielle Energie
- K = kinetische Energie
- K' = fluktuierende kinetische Energie

b) Energieumwandlungen

- PK = Umwandlung potentieller in kinetische Energie
- $\overline{KK'}$ = Umwandlung zonal gemittelter kinetischer Energie in fluktuierende kinetische Energie
- D = Dissipation kinetischer Energie

soll nun diskutiert werden, inwieweit die beobachteten Wachstumsraten mit theoretischen Erkenntnissen übereinstimmen.

Von fundamentaler Bedeutung in der Theorie barokliner Instabilität sind der interne Rossby-Deformationsradius

$$L_D = \frac{NZ}{f}$$

und die dimensionslose Burger-Zahl

$$Bu = \frac{N^2 Z^2}{f^2 L_x^2}.$$

Z ist dabei eine typische Vertikalskala der Änderung des N^2 -Profils. Nach PEDLOSKY (1979) erfordert barokline Instabilität $Bu < 1$. Da die Burger-Zahl auch als $Bu = L_D^2/L_x^2$ geschrieben werden kann, bedeutet dies, daß baroklin instabile Wellen nur dann auftreten, wenn $L_D < L_x$ ist. Als typische Längenskala L_x bietet sich im Modellauf M1 (und M0) die Jetbreite $L_x = 20$ km an (siehe Abb. 3.2c). N^2 kann man aus Abb. 3.4b (Tag 0) zu 10^{-4} s^{-2} abschätzen, eine typische Vertikalskala ist $Z = 100$ m. Dann folgt für L_D und Bu im Modell $L_D = 10$ km und $Bu = 0.25$. Die obige Instabilitätsbedingung ist also erfüllt. Nach PEDLOSKY (1979) ergibt sich mit diesen Parametern für die Wellenlänge λ_y der instabilsten Welle $\lambda_y \approx 4 \cdot L_D = 40$ km. Diese Wellenlänge entspricht der Kanalwellenzahl $\kappa = 4$ und steht in Übereinstimmung mit Abb. 3.13a. Positives Wachstum tritt nach PEDLOSKY (1979) nur für Wellenlängen $\lambda_y > 27.6$ km auf. Auf das Modell übertragen würde dies bedeuten, daß nur Wellenzahlen mit $\kappa < 5$ exponentiell anwachsen. Die qualitative Übereinstimmung dieser Forderung mit den in Abb. 3.13 dargestellten Wachstumsratenspektren ist überzeugend. Ein quantitativer Vergleich der Wachstumsrate für die instabilste Wellenlänge $\lambda_y = 40$ km ergibt ebenfalls Werte, die in der gleichen Größenordnung liegen. Abb. 3.13a zeigt für diese Wellenlänge eine Wachstumsrate $r(\kappa) \approx 40$ % pro Tag. Das bedeutet, daß sich die Amplitude dieser Welle in etwa zwei Tagen verdoppelt. Für die gleiche Wellenlänge ermittelt PEDLOSKY (1979) eine Wachstumsrate $\kappa^* c_1^* \approx 0.55$. κ^* ist dabei eine dimensionslose Wellenzahl und c_1^* der dimensionslose Imaginärteil der komplexen Phasengeschwindigkeit c der instabilen Welle (siehe Abschnitt 3.1). Eine dimensionsbehaftete Wachstumsrate erhält man durch Skalierung von $\kappa^* c_1^*$

mit einer typischen Zeitskala U^*/L_x . Wählt man $U^* = 0.1$ m/s, dann ergibt sich $kc_i \approx 0.25$ d⁻¹ oder eine Verdoppelungszeit von etwa drei Tagen.

Die von PEDLOSKY (1979) ermittelten Werte basieren auf den Ergebnissen des analytischen Modells von EADY (1949), sind also das Produkt linearer Instabilitätstheorie. Ein Vergleich mit Modellresultaten ist deshalb nur dann legitim, wenn das Modell sich so verhält, daß lineare Theorie anwendbar ist. Lineare Theorie darf benutzt werden, so lange die Amplituden der Störung des Strömungsfelds sehr klein gegen U^* sind. Dies ist in der Anfangsphase der Modellintegration ($U^* = 0.1$ m/s, $u_0 = 0.001$ m/s) sicherlich der Fall. Nach mehreren Amplitudenverdoppelungen (\sim einige Tage) erreicht u_0 jedoch Werte, die - verglichen mit U^* - nicht mehr infinitesimal sind. Dann treten nichtlineare Wechselwirkungen zwischen den Fourierkomponenten des Störungsfelds auf und lineare Theorie ist nicht mehr anwendbar. Die nichtlineare Theorie barokliner Instabilität (PEDLOSKY, 1979) fordert, daß das Wachstum baroklin instabiler Wellen nicht mehr exponentiell verläuft, sobald die Störungsamplituden nicht mehr infinitesimal klein sind. Daß solche Prozesse auch im Modell signifikant werden, erkennt man aus dem zeitlichen Verlauf der Stromlinienamplituden in Abb. 3.2a und Abb. 3.12. Ab Tag 30 beträgt die Zeit für eine Amplitudenverdoppelung zwischen 5 und 10 Tagen, ist also weitaus größer als diejenige, die aus den anfänglichen Wachstumsratenspektren ermittelt worden ist.

3.5 Variation der IPV-Anfangsbedingung

Die Anfangsbedingungen der Modellläufe M0 und M1 basieren auf dem durch das Frontogenesemodell FG1 produzierten Massenfild. Zusammen mit dem geostrophisch balancierten Geschwindigkeitsfeld ergibt dies in M0 und M1 ein anfängliches IPV-Feld, das durch einen starken absoluten IPVG an der Meeresoberfläche und einen entgegengesetzt gerichteten weitaus schwächeren absoluten IPVG in den darunterliegenden Schichten gekennzeichnet ist. Im nun anstehenden Modelllauf M2 soll das Massenfild des Frontogenesemodells FG3 (siehe Abschnitt 2.3) zur Initialisierung des Mäandermodells dienen.

Charakteristisches Merkmal des Laufs FG3 ist die Vorzeichenumkehr des IPVG mit zunehmender Tiefe (siehe Abb. 2.16). Der positive IPVG in tieferen Schichten entspricht dabei in etwa dem Absolutwert des IPVG in der Ober-

schicht. Genau wie in M0 und M1 wird das durch FG3 nach 2.665 Tagen produzierte Massenfeld in die dritte Dimension des Kanals abgebildet, seitlich die Bereiche bewegungslosen Wassers "angeflickt" und das dazugehörige geostrophisch balancierte Geschwindigkeitsfeld bestimmt. Diesem Geschwindigkeitsfeld wird dann das durch Gleichung (3.11) definierte Störfeld überlagert.

Abb. 3.15 zeigt die daraus resultierende IPV-Verteilung. Deutlich erkennbar der negative IPVG im oberflächennahen Bereich und der positive IPVG in den darunterliegenden Schichten. Im Unterschied zu M0 und M1 (vgl. Abb. 3.7a) ist der IPVG in den unteren Schichten extrem im unmittelbaren Bereich des stärksten Jets an der Meeresoberfläche (vgl. Abb. 3.16).

3.5.1 Ergebnisse

Wie M0 und M1 wurde M2 über 50 Tage integriert. Abb. 3.16 zeigt die Stromfunktion an der Meeresoberfläche ab Tag 10 in Fünf-Tage-Intervallen bis Tag 25. Bereits am Tag 10 erkennt man eine deutliche Auslenkung der Stromlinien, die weitaus stärker ausgeprägt ist als zum gleichen Zeitpunkt in M0 und M1. Am Tag 15 haben sich bereits Mäander mit Amplituden von ca. 10 km entwickelt. Derartig große Nord-Süd-Auslenkungen werden in M0 und M1 erst nach etwa 40 Tagen erreicht. Besonders auffällig ist die Asymmetrie zwischen Mäandertrögen und -rücken. Die Tröge sind sehr schmal; hier sind die Krümmungsradien der Stromlinien extrem stark. Die Rücken sind breiter und die Krümmungsradien schwächer. Zwischen Tag 15 und Tag 20 haben sich die Tröge sehr weit nach Süden vorgeschoben und das Abschnüren zweier geschlossener zyklonaler Wirbel bei $y \approx 30$ km und $y \approx 100$ km deutet sich an. Bei $y \approx 20$ km schnürt sich ein antizyklonaler Wirbel ab. Am Tag 25 ist der Jet als geschlossenes Stromband nicht mehr vorhanden, die Front ist vollständig in ein Wirbelfeld zerfallen. Die Horizontalskala der Wirbel beträgt (grob abgeschätzt) $\approx 20 \pm 10$ km. Da die Form der Wirbel und damit auch die Struktur des Geschwindigkeitsfelds offensichtlich schon erheblich durch die Berandungen des Modellgebiets beeinflusst werden, endet die Sequenz der Stromliniendarstellungen am Tag 25. Bei der Beschreibung der Energetik (siehe unten) wird sich herausstellen, daß bereits ab Tag 20 die Modellresultate nicht mehr glaubwürdig sind.

Der Verlauf der Stromlinien läßt darauf schließen, daß maximales Wachstum der Mäander bei kürzeren Wellenlängen als in M1 auftritt. Um dieses zu über-

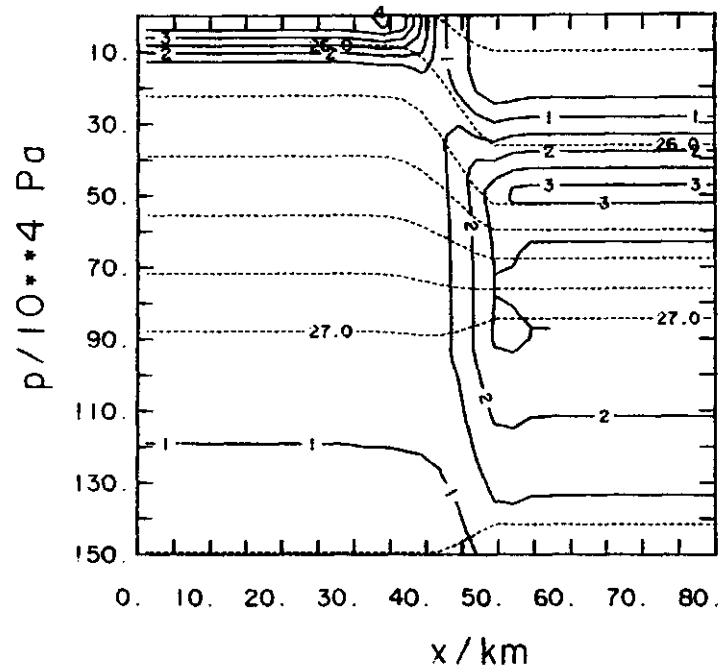


Abb. 3.15

Lauf M2: σ_t - und IPV-Vertikalschnitt bei $y = 41.25$ km am Tag 0

gerissene Linien: Isopyknen; Isopyknenabstand: 0.2 kg m^{-3}

durchgezogene Linien: IPV; Isoplethenabstand: $0.5 \text{ rad/Gm}\cdot\text{s}$

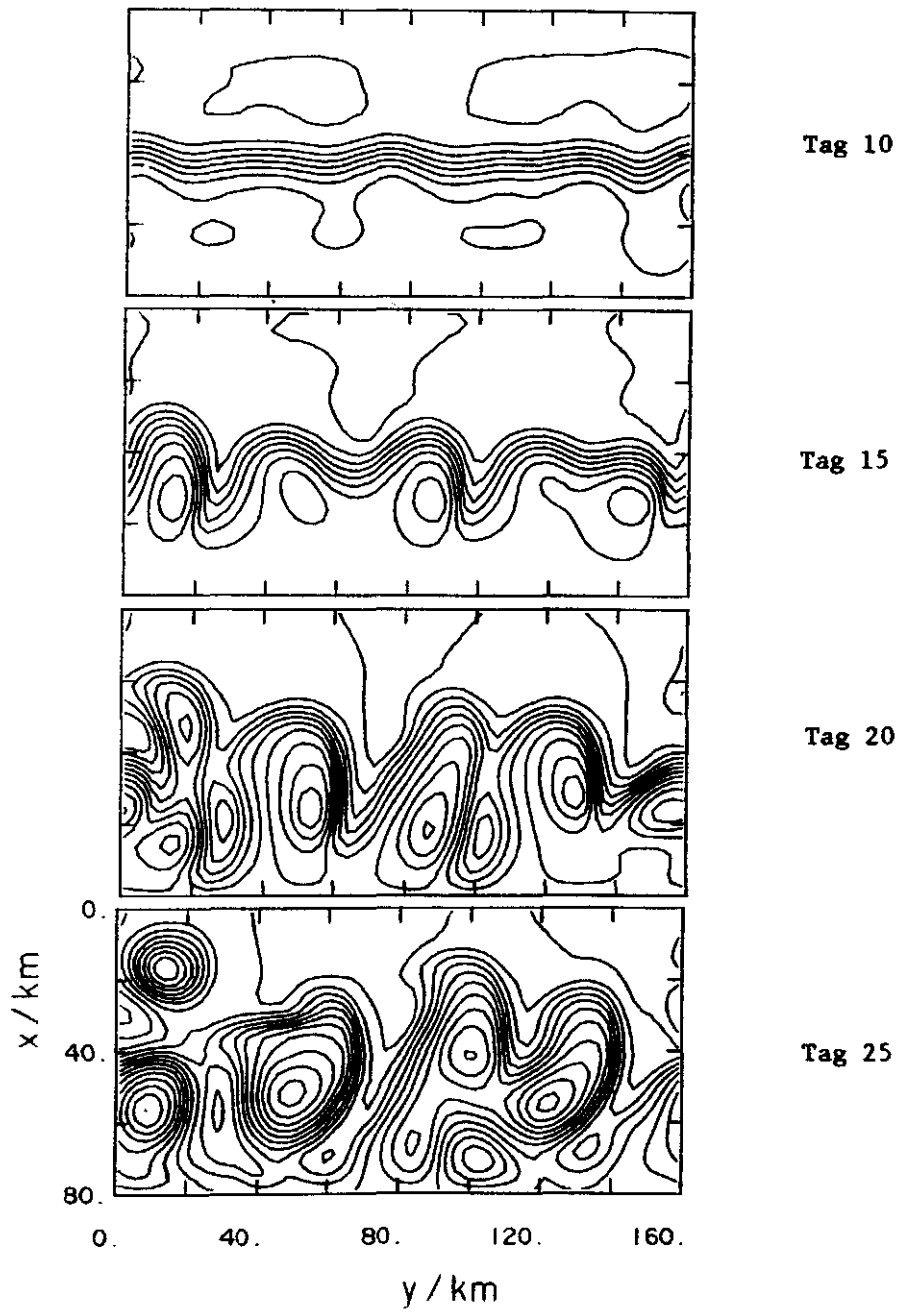


Abb. 3.16

Lauf M2: Die Stromfunktion an der Meeresoberfläche

prüfen, wurde wiederum eine Spektralanalyse der u-Komponente bei $x = 40$ km durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Analyse sind in Abb. 3.17a,b dargestellt. Während des ersten Tags der Integration erkennt man positives Wachstum nur im Wellenzahlbereich $4 < \kappa < 9$, d.h. nur die Amplituden von Wellenlängen zwischen ≈ 18 km und 40 km verstärken sich. Maximales Wachstum mit ≈ 30 % Tag geschieht etwa bei den Wellenzahlen 6 und 7, also bei Wellenlängen um 25 km. Während des zweiten Tags der Integration (Abb. 3.17b) ist das Wachstum mit über 50 % pro Tag maximal bei $\kappa = 5$ ($\lambda_y = 32$ km). Dies bedeutet eine Verdoppelungszeit der Mäanderamplituden von weniger als zwei Tagen. Positives Wachstum ist jetzt bei allen Wellenzahlen $\kappa < 8$ ($\lambda_y = 20$ km) vorhanden, d.h. auch die Amplituden der langen Wellen verstärken sich.

Abb. 3.18 zeigt die Energetik dieses Modellaufs. Besonders auffällig ist der starke Abfall der totalen Energie E ab Tag 20. Zwischen Tag 20 und Tag 50 büßt das Modell etwa 0.2 kJ/m² ein, das entspricht knapp 25 % der am Integrationsbeginn vorhandenen totalen Energie. Während dieses Zeitraums liegt die Dissipation durchschnittlich bei ≈ -0.25 mW/m²; über 30 Tage integriert ergibt dies einen Energieverlust durch Dissipation von ≈ 0.75 kJ/m². Das würde bedeuten, daß das Modell zwischen Tag 20 und Tag 50 nahezu seine gesamte totale Energie durch Dissipation verlieren müßte. Dies widerspricht aber dem Verlauf der E -Kurve. Man kann daraus schließen, daß E einerseits durch D vernichtet wird, andererseits wirkt das "Anstoßen" der Mäander an die Modellberandungen als Energiequelle. Diesen Umstand konnte man bereits gegen Ende des Modellaufs M_1 feststellen (vgl. Abb. 3.14a). Man kann daraus nur die Konsequenz ziehen, den Modellergebnissen ab Tag 20 nicht mehr zu trauen. Die weitere Beschreibung der Energetik beschränkt sich deshalb ab jetzt nur noch auf den Zeitraum zwischen Tag 0 und Tag 20. P bleibt zwischen Tag 0 und Tag 12 nahezu konstant bei ≈ 0.72 kJ/m², fällt danach aber stark ab auf ≈ 0.58 kJ/m² am Tag 20. Dieser Verlust an potentieller Energie wird durch den Gewinn kinetischer Energie K annähernd ausgeglichen. K' wächst sichtbar ab Tag 10 und erreicht am Tag 20 nahezu den K -Wert. Die kinetische Energie besteht demnach hauptsächlich nur noch aus ihrem turbulenten Anteil. Der Anstieg von K' um ≈ 0.15 kJ/m² in 20 Tagen erfordert eine durchschnittliche K' -Zufuhr von ≈ 0.08 mW/m². Abb. 3.18b sagt aus, daß $\overline{KK'}$ diesen Energiebedarf bei weitem nicht decken kann. $\overline{KK'}$ liegt im fraglichen Zeitraum nur bei durchschnittlich 0.01 mW/m². Hauptenergiequelle für das Anwachsen von K' muß demnach der Energietransfer $P'K'$ sein.

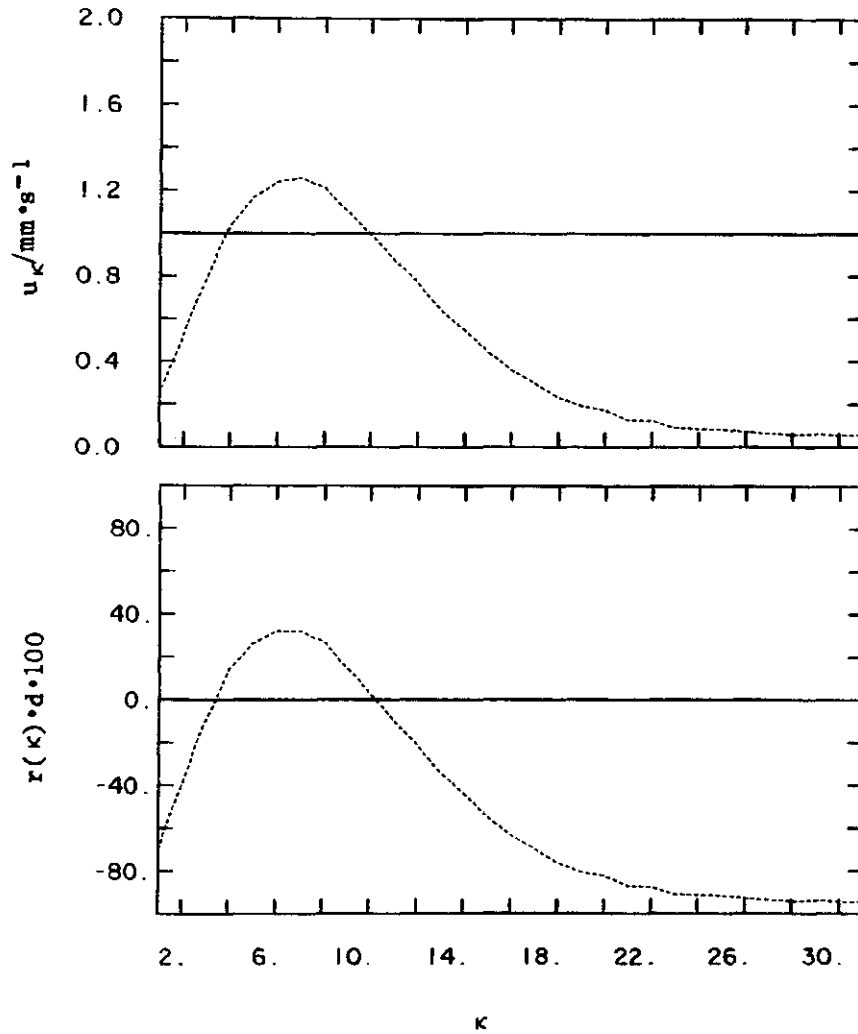


Abb. 3.17a

Lauf M2: Spektren der Amplitude u_{κ} und der Wachstumsrate $r(\kappa)$ am Tag 1

Die durchgezogene Linie bei $u_{\kappa} = 1 \text{ mm/s}$ ist das Amplitudenspektrum zum Zeitpunkt $t = 0$.

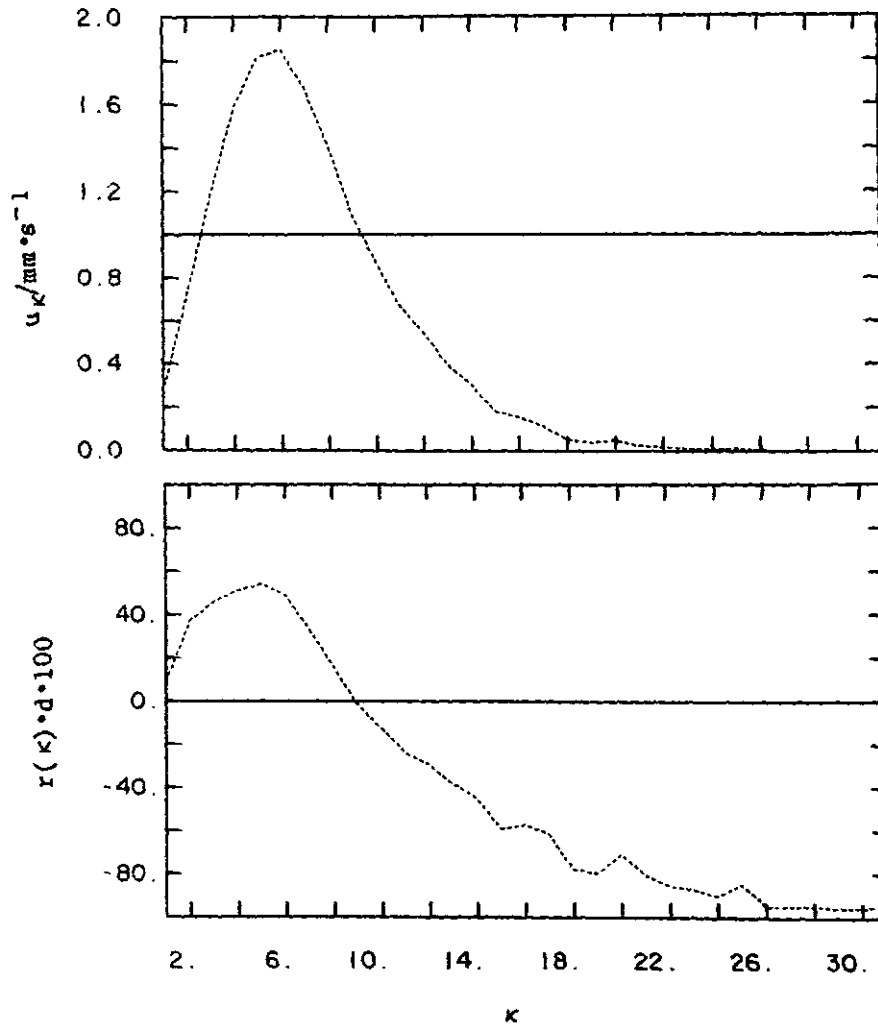


Abb. 3.17b

Lauf M2: Spektren der Amplitude u_{κ} und der Wachstumsrate $r(\kappa)$ an Tag 2

Die durchgezogene Linie bei $u_{\kappa} = 1 \text{ mm/s}$ ist das Amplitudenspektrum zum Zeitpunkt $t = 0$.

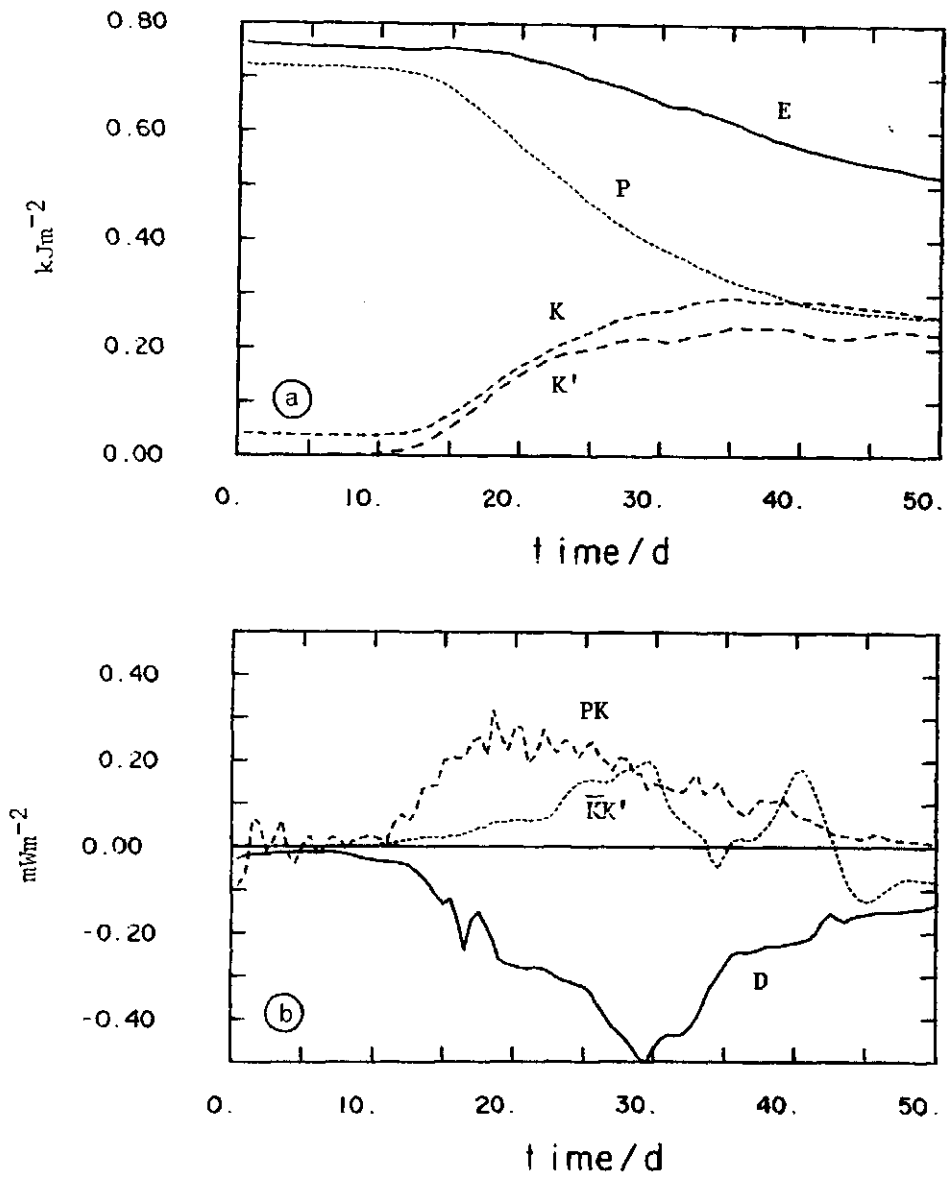


Abb. 3.18

Lauf M2: Energien und Energieumwandlungen

a) Energien

- E = totale Energie
- P = potentielle Energie
- K = kinetische Energie
- K' = fluktuierende kinetische Energie

b) Energieumwandlungen

- PK = Umwandlung potentieller in kinetische Energie
- $\overline{KK'}$ = Umwandlung zonal gemittelter kinetischer Energie in fluktuierende kinetische Energie
- D = Dissipation kinetischer Energie

3.5.2 Diskussion der Ergebnisse

Die Ergebnisse des Laufs M2 zeigen, daß Struktur und Wachstumsraten baroklin instabiler MPV-Fronten signifikant durch die IPVG-Vertikalstruktur bestimmt werden. Im folgenden wird ein Vergleich zwischen den Ergebnissen der Läufe M1 und M2 vorgenommen. Da M1 und M2 sich lediglich in der anfänglichen Vertikalstruktur des IPVG (bzw. durch das anfängliche Massen- und Geschwindigkeitsfeld) unterscheiden, können die unterschiedlichen Ergebnisse dieser beiden Modellläufe nur das Resultat verschiedener Anfangsbedingungen sein. Danach wird versucht, mit Hilfe linearer Instabilitätstheorie eine Begründung für die Abweichungen der Modellresultate zu finden. Abschließend wird die Bedeutung der Modellergebnisse für zukünftige Meßstrategien zur experimentellen Untersuchung mesoskaliger Fronten diskutiert.

Die Ergebnisse des Laufs M2 sind nach Tag 20 offensichtlich nicht mehr vertrauenswürdig. Ein Vergleich der Energetik von M1 und M2 (Abb. 3.14, 3.18) sollte sich deshalb auf die ersten 20 Tage der Modellintegrationen beschränken. Im M1 ändert sich P nur unwesentlich in diesem Zeitraum, K nimmt dissipationsbedingt leicht ab und K' ist verglichen mit K nicht signifikant. In M2 dagegen bleiben P und K nur während der ersten zwölf Tage annähernd konstant. Danach verliert P innerhalb von acht Tagen etwa 25 % seines Anfangsvorrats und K nimmt um den gleichen Energiebetrag zu. Das Anwachsen von K ist in erster Linie durch den kräftigen Anstieg von K' bedingt. In M2 wird ab Tag 12 also ein signifikanter Anteil der potentiellen Energie in fluktuierende kinetische Energie umgesetzt. In M1 ist dieser Energietransfer dagegen um ein Mehrfaches geringer. Der Verlauf der PK-Kurven in Abb. 3.14 und Abb. 3.18 bestätigt diesen Unterschied: Im Lauf M1 liegt PK während der ersten 20 Tage durchschnittlich weit unter 0.05 mW/m^2 , in M2 dagegen über 0.1 mW/m^2 ; zwischen Tag 15 und Tag 20 erreicht PK sogar Werte um 0.3 mW/m^2 . Die Störung in M2 ist demnach viel instabiler als in M1. Vergleicht man die Amplituden- und Wachstumsratenspektren (Abb. 3.13, 3.17) beider Läufe, so stellt man fest, daß die Wachstumsraten der jeweils instabilsten Wellenzahl in M1 und M2 in erster Näherung gleich groß sind ($\sim 50 \%$ pro Tag); das Spektralband positiven Wachstums ist in M2 jedoch breiter als in M1: Am Tag 1 umfaßt der Spektralbereich positiven Wachstums in M1 nur drei Wellenzahlen, in M2 dagegen neun. Am Tag 2 wachsen in M1 die Wellenzahlen 1 bis 4, in M2 ist das Spektralband positiver Wachstumsrate etwa

doppelt so breit. Dadurch, daß in M2 der instabile Bereich im Wachstumsratenspektrum umfangreicher als in M1 ist, kann in M2 in gleicher Zeit mehr potentielle in kinetische Energie umgesetzt werden.

Sowohl die instabilste Wellenzahl als auch die kurzweilige Begrenzung des instabilen Spektralbereichs sind in M2 zu höheren Wellenzahlen verschoben. Diese Tatsache erkennt man bereits aus den Abbildungen der Stromfunktion beider Läufe (Abb. 3.12, 3.16). Wie ist diese spektrale Verschiebung nun mit der linearen Theorie barokliner Instabilität verträglich? Nach PEDLOSKY (1979) ist die instabilste Wellenlänge eine Funktion der Burger-Zahl. Für $Bu = 0.25$ ergab sich in M1 maximales Wachstum für $\lambda_y = 40$ km. In M2 ist nun wegen des veränderten IPV-G-Profiles in der Nordhälfte des Kanals die Dichteschichtung weniger stark ausgeprägt als in M0 und M1 (vgl. Abb. 3.15 und Abb. 3.4b), während in der Südhälfte die Schichtung in allen Läufen anfangs annähernd gleich ist. Das bedeutet, daß N^2 und damit auch L_D und Bu über das gesamte Modellgebiet gemittelt in M2 kleiner als in M0 und M1 sind. Eine kleinere Burger-Zahl bedeutet aber nach PEDLOSKY (1979, Gleichung (7.7.24)) eine Ausdehnung des instabilen Wellenzahlbereichs zu höheren Wellenzahlen und gleichzeitig eine Verschiebung des Maximums der Wachstumsratenkurve in die gleiche Richtung. Da nun in M2 mehr Wellenzahlen am Instabilitätsprozeß teilnehmen als in M0 und M1, ist die Umwandlung potentieller in turbulente kinetische Energie viel effektiver als in M0 und M1. Dies erklärt das rasche Anwachsen der Mäanderamplituden.

WOODS et al. (1977) beobachteten im Mittelmeer mesoskalige Mäander mit Wellenlängen und Amplituden um acht km. Ausgehend von den obigen Modellresultaten kann man vermuten, daß die Burger-Zahl dort extrem gering gewesen sein muß, um derart kurze Wellenlängen zu erlauben. Leider existieren in der genannten Arbeit keine Angaben über die Dichteschichtung, so daß man dies nicht nachprüfen kann. Um zukünftig derartig kurzweilige Mäander experimentell zu untersuchen und die Resultate mit theoretischen Erkenntnissen vergleichen zu können, ist es von fundamentaler Bedeutung, die Vertikalstruktur des IPV-Felds zu erfassen. Die kurzen Wellenlängen und die beträchtlichen Wachstumsraten der Mäander erfordern hohe räumliche Auflösung und eine Zeitskala der gesamten Vermessung, die klein gegen die Verdoppelungszeiten der Mäanderamplituden (\sim Tage) sind. Eine quasi-synoptische Vermessung mesoskaliger Mäander sollte also in etwa einem Tag abgeschlossen sein.

3.6 Schlußfolgerungen

Im Abschnitt 3 dieser Arbeit ist ein dreidimensionales numerisches Modell vorgestellt worden, mit dem die hydrodynamische Instabilität von mesoskaligen Fronten der potentiellen Vorticity (MPV-Fronten) simuliert werden kann, die durch ein zweidimensionales Frontogenesemodell erzeugt worden sind. Das Modell ist prognostisch, voll-nichtlinear und adiabatisch. Als Anfangsbedingungen dienen verschiedene vom Frontogenesemodell produzierte Massenfelder, die durch Unterschiede in der Vertikalstruktur des isopyknischen Gradienten der potentiellen Vorticity (IPVG) charakterisiert sind. Die Instabilität dieser Fronten kann simuliert werden, wenn man dem Massenfeld und dem dazugehörigen geostrophischen Geschwindigkeitsfeld ein ageostrophisches Störfeld mit kleiner Amplitude in der Form ebener Wellen überlagert.

Die Raum- und Zeitskalen der aus den Anfangszuständen resultierenden Mäander werden entscheidend durch die anfängliche IPVG-Vertikalstruktur modifiziert. Existiert ein signifikant von null verschiedener IPVG lediglich an der Meeresoberfläche (Fall 1), so dominieren Wellenlängen der Mäander um 40 km. Der Spektralbereich instabiler Amplitudenwachstums ist am kurzwelligen Ende durch Wellenlängen um 25 km begrenzt. Eine Vorzeichenumkehr des anfänglichen IPVG mit der Tiefe (Fall 2) verschiebt die kurzwellige Begrenzung des instabilen Spektralbands zu kürzeren Wellenlängen um 18 km. Eine langwellige Begrenzung existiert in beiden Fällen nicht, bzw. ist durch die größtmögliche Wellenlänge im Modellgebiet gegeben. In der linearen Phase des Amplitudenwachstums lassen die Wachstumsraten der instabilen Wellenlängen auf Verdoppelungszeiten der Störungsamplituden schließen, die im Bereich einiger Tage liegen. Sobald jedoch die Störungsamplitude nicht mehr hinreichend klein gegen die mittlere Strömung ist, verlangsamt sich das Wachstum um etwa eine Größenordnung. In beiden Fällen ist die auftretende Instabilität baroklin, lediglich in späteren Phasen (nach einigen Wochen) der Integration des Falls 1 ist barotrope Instabilität signifikant am Mäanderwachstum beteiligt. Durch das breitere Spektralband instabiler Wellenlängen ist die Umwandlung potentieller Energie in turbulente kinetische Energie im Fall 2 weitaus effektiver als im Fall 1. In der Anfangsphase des Mäanderwachstums ist die Übereinstimmung zwischen Modellresultaten und Vorhersagen linearer Instabilitätstheorie hervorragend. Dies trifft

sowohl qualitativ als auch quantitativ zu. In späteren Phasen der Modellintegration ist lineare Theorie zu einem Vergleich nicht mehr geeignet. Die Modellergebnisse stimmen jedoch qualitativ mit Vorhersagen nichtlinearer Instabilitätstheorie überein.

Besteht das dem Anfangsmassen- und Geschwindigkeitsfeld überlagerte Störungsfeld lediglich aus einer Fourierkomponente, so können dynamische Strukturen in Mäandern sichtbar gemacht werden. Auf diese Weise konnte gezeigt werden:

- Es existiert eine Asymmetrie zwischen zyklonal und antizyklonal umströmten Gebieten. Im Bereich zyklonaler Stromlinienkrümmung ist die Horizontalströmung intensiver als in Bereichen antizyklonaler Krümmung.
- Die Krümmungsradien zyklonal gekrümmter Stromlinien sind geringer als die Radien antizyklonal gekrümmter Stromlinien. Das Stromlinienfeld ist durch schmale Tröge und breite Rücken geprägt.
- Die relative Vorticity erreicht Extremwerte in Bereichen maximaler Stromlinienkrümmung. Dort kann die Krümmungsvorticity so stark werden, daß in weiten Bereichen die relative Vorticity ein anderes Vorzeichen als die Scherungsvorticity aufweist. Dies führt dazu, daß Isoplethen der relativen Vorticity und Stromlinien zum Schnitt gebracht werden.
- Extremwerte der Modulation des Isopyknenabstands sind mit Extrema der relativen Vorticity korreliert. Der Isopyknenabstand ist anomal groß in Regionen stark zyklonaler relativer Vorticity und anomal gering in Bereichen stark antizyklonaler relativer Vorticity.
- Die Amplitude von Vertikalgeschwindigkeiten beträgt mehrere Meter pro Tag. Lokale Extrema treten dort auf, wo die Änderung der relativen Vorticity entlang von Stromlinien besonders stark ist. Dies ist der Fall, wo die Stromlinien Wendepunkte aufweisen. Im Bereich der Wendepunkte herrscht maximale Abtriebsbewegung, wenn die Stromlinienkrümmung (in Strömungsrichtung gesehen) von antizyklonaler in zyklonale Krümmung übergeht. Im entgegengesetzten Fall ist der Auftrieb maximal. Auf- und Abtriebsgebiete weisen Doppelstrukturen mit relativen Extrema beiderseits der Jetachse auf.
- In antizyklonal umströmten Gebieten liegen isopyknische Flächen extrem tief, in zyklonal umströmten Gebieten besonders dicht an der Meeresoberfläche. Die Topographie einzelner Dichteflächen gleicht also einer Hügel-

landschaft mit Tälern in Antizyklen und Bergen in Zyklen. Antizyklonal umströmte Gebiete weisen an der Oberfläche schwache, in tieferen Bereichen starke statische Stabilität auf. Zyklonal umströmte Gebiete sind dagegen eher durch stabile Schichtung nahe der Meeresoberfläche und weniger stabile Schichtung darunter gekennzeichnet.

- Die isopyknische potentielle Vorticity (IPV) wird in Zyklen und Antizyklen aufgespult. Dadurch entstehen Bänderstrukturen der IPV. An den Peripherien von Wirbeln wird der absolute IPVG lokal verschärft.
- Temperatur als passiver Skalar verhält sich wie der aktive Skalar IPV. Isothermen werden in den Wirbeln aufgespult. Entlang von Schnitten, die ein Zyklonenzentrum mit einem Antizyklonenzentrum verbinden, wechselt der isopyknische Temperaturgradient mehrfach sein Vorzeichen. Ebenso wie bei der IPV werden Temperaturgradienten lokal verstärkt. Die Vertikalstruktur des Temperaturfelds ist durch häufig auftretende Inversionen gekennzeichnet.

Das Zustandekommen der beobachteten Strukturen läßt sich weitgehend mit individueller Erhaltung der potentiellen Vorticity erklären. Änderungen der relativen Vorticity entlang von Trajektorien bewirken Stauchen und Strecken von Vortexelementen. Diese führen einerseits lokal zu Vertikalbewegungen und Modulationen des Isopyknenabstands, andererseits werden dadurch ageostrophische (senkrecht zu den Stromlinien gerichtete) Transporte induziert, die das Aufspulen von IPV und passiven Skalaren in Wirbeln unterstützen. Anhand der Verfolgung von Driftbahnen individueller Wasserpakete konnten solche Transporte veranschaulicht werden.

Die Bedeutung von MPV-Fronten für die räumliche und zeitliche Struktur der jahreszeitlichen Grenzschicht des Ozeans soll an dieser Stelle noch einmal unter dem Eindruck der Modellresultate betont werden:

- Mit dem Modell konnte gezeigt werden, daß instabile MPV-Fronten in kurzer Zeit (einige Wochen) Mäander mit beträchtlicher Amplitude (~ 20 km) entwickeln. Diese Zeitskala ist klein gegen die Lebensdauer synoptischskaliger Wirbel (\sim Monate). MPV-Fronten können also einen signifikanten Beitrag zur horizontalen Vermischung zwischen synoptischskaligen Wirbeln leisten.
- MPV-Fronten sind das Produkt der zu höheren Wellenzahlen gerichteten Kaskade der potentiellen Enstrophie. Durch ihre Instabilität wird lokal der IPVG weiter verschärft und damit die Kaskade fortgesetzt.

- MPV-Fronten selbst und die durch ihre Instabilität generierten "MPV-Fronten höherer Ordnung" erhöhen die Varianz horizontaler Strukturen in der jahreszeitlichen Sprungschicht. Strecken und Stauchen von Vortexelementen modifizieren die statische Stabilität. Dadurch werden lokal Prozesse positiv/negativ beeinflusst, die zu einer Vertiefung/Verflachung der turbulent durchmischten Deckschicht führen.
- Vertikaltransporte an MPV-Fronten übersteigen lokal großräumige Vertikalbewegungen um mindestens eine Größenordnung. Vertikalbewegungen durch "Ekman-pumping" z.B. liegen um 10 m/y bzw. 0.03 m/d (WOODS, 1984). Dies kann lokal zu einer positiven/negativen Beeinflussung der Primärproduktion führen.
- Durch isopyknische Advektion passiver Skalare (Temperatur, Salzgehalt) schaffen MPV-Fronten Vorbedingungen für den Abbau von Gradienten durch Doppeldiffusion.

Bei der Formulierung des Modells wurden diverse vereinfachende Annahmen gemacht. Das Modell ist adiabatisch, dadurch können insbesondere diabatische Prozesse, die in der oberflächennahen Grenzschicht stattfinden, keine Berücksichtigung finden. Es bleibt somit die Frage offen, inwieweit Energieflüsse an der Meeresoberfläche die Modellergebnisse verändern würden. Da die Zeitskala der Mäander (~ Wochen) vergleichsweise klein gegen die Zeitskala signifikanter Änderungen der Oberflächenenergieflüsse ist (~ Monate), kann man davon ausgehen, daß diese Vernachlässigung zumindest in der jahreszeitlichen Sprungschicht tragbar ist. Eine weitere vereinfachende Annahme ist die Vernachlässigung des β -Effekts. Diese Annahme ist eher zu rechtfertigen, da die Änderung der planetarischen Vorticity innerhalb des Modellgebiets lediglich 1 % der Variabilität der relativen Vorticity beträgt. Durch die Randbedingungen des Modells (undurchlässige Kanalwände) ist der Einfluß des synoptischskaligen Umfelds auf die Modellösungen eliminiert worden. Die Zeitskala von Änderungen dynamischer Strukturen auf der synoptischen Skala liegt genau wie die Zeitskala der Mäander selbst im Bereich von Wochen. Durch Berücksichtigung derartiger Änderungen könnten die Modellergebnisse möglicherweise entscheidend modifiziert werden.

Aus dem oben Gesagten lassen sich nun eine Reihe von Forderungen bezüglich des weiteren Ausbaus des Modells für weitergehende Studien ableiten.

Vordringlich ist die Kopplung des bestehenden Modells mit einem Deckschichtmodell, um Wechselwirkungen von Energieaustauschprozessen an der Meeresoberfläche mit der Dynamik von MPV-Fronten zu untersuchen. Danach sollte eine Ausdehnung des Modellgebiets in der Weise vorgenommen werden, daß sowohl das synoptischskalige als auch das mesoskalige Spektralband aufgelöst werden. Dadurch könnten einige stark vereinfachende Annahmen, z.B. das idealisierte Deformationsfeld im Frontogenesemodell und die festen Kanalwände im Mäandermodell, überflüssig werden. Zuvor sollte jedoch das bestehende Modell weiter vervollkommenet und verfeinert werden. Dies betrifft insbesondere die Weiterentwicklung der lagrangeschen Driftermethode. Diese Methode wird mit Sicherheit neue Erkenntnisse über die Struktur und Dynamik von MPV-Fronten vermitteln und zur Klärung bisher noch ungelöster Fragen beitragen.

Literatur

- Arakawa, A., Lamb, V.R. (1977) Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA circulation model. Methods in Computational Physics, Academic Press, New York, 17, 174-265.
- Asselin, R. (1972) Frequency filter for time integrations. Mon. Wea. Rev., 100, 487-490.
- Batchelor, G.K. (1969) Computation of the energy spectrum in homogenous two-dimensional turbulence. Physics of Fluids, 12 (II), 233-238.
- Bauer, J., Fischer, J., Leach, H., Woods, J.D. (1985) SEA ROVER Data Report I, North Atlantic 1981 - NOA'81. Ber. Inst. f. Meeresk., 143, Universität Kiel.
- Bergeron, T. (1928) Über die dreidimensional verknüpfende Wetteranalyse I. Geof. Publ., 5, 1-111.
- Bleck, R. (1978a) Simulation of coastal upwelling frontogenesis with an isopycnic coordinate model. J. Geophys. Res., 85, 6163-6172.
- Bleck, R. (1978b) Finite difference equations in generalized vertical coordinates. Part I: Total energy conservation. Contrib. Atm. Phys., 51, 360-372.
- Bleck, R. (1979) Finite difference equations in generalized vertical coordinates. Part II: Potential vorticity conservation. Contrib. Atm. Phys., 52, 95-105.
- Bleck, R. (1985) On the conversion between mean and eddy components of potential and kinetic energy in isentropic and isopycnic coordinates. Dyn. Atm. Oc., 9, 17-37.
- Bleck, R., Boudra, D.B. (1981) Initial testing of a numerical ocean circulation model using a hybrid (quasi-isopycnic) vertical coordinate. J. Phys. Oc., 11, 755-770.
- Briscoe, M.G., Johannessen, O.M., Vicenzi, S. (1974) The Maltese ocean front: a surface description by ship and aircraft. Deep-Sea Res. 21, 247-262.
- Bronstein, I.N., Semendjajew, K.A. (1977) Taschenbuch der Mathematik. B.G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig.
- Charney, J.G. (1947) The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. J. Met., 4, 135-163.
- Charney, J.G. (1971) Geostrophic turbulence. J. Atm. Sci., 28, 1087-1095.

- Charney, J.G., Flierl, G.R. (1981) Oceanic analogues of large scale atmospheric motions.
Kapitel 18 in: Warren, B.A. & Wunsch, C. (Hrsg.) Evolution of Physical Oceanography. MIT PRESS, Cambridge, Massachusetts, 504-548.
- Chien-Foo, E. (1981) A two-dimensional diabatic isopycnal model - simulating the coastal upwelling front.
J. Phys. Oc., 11, 604-626.
- Cromwell, T., Reid, J.L. (1956) A study of oceanic fronts.
Tellus, 8, 94-101.
- Cushman-Roisin, B. (1981) Effects of horizontal advection on upper ocean mixing: A case of frontogenesis.
J. Phys. Oc., 11, 1345-1356.
- Cushman-Roisin, B. (1984) On the maintenance of the Subtropical Front and its associated countercurrent.
J. Phys. Oc., 14, 1179-1190.
- Defant, A. (1929) Stabile Lagerung ozeanischer Wasserkörper und dazugehörige Stromsysteme.
Veröff. Inst. f. Meereskunde, Univ. Berlin, N.F. (A)19, 1-32.
- Defant, A. (1961) (Hrsg.) Physical Oceanography I,
Pergamon Press, New York, 452-475.
- de Ruijter, W.P.M. (1983) Frontogenesis in an advective mixed-layer model.
J. Phys. Oc., 13, 487-495.
- de Szoeko, R.A. (1980) On the effects of horizontal variability of wind-stress on the dynamics of the ocean mixed layer.
J. Phys. Oc., 10, 1439-1454.
- Dörre, F. (1985) Selbstlimitierung des Phytoplanktonwachstums durch Veränderung der optischen Eigenschaften des Meerwassers - Ein numerisches Modell.
Diplomarbeit, Universität Kiel.
- Eady, E.T. (1949) Long waves and cyclone waves.
Tellus, 1, 33-52.
- Eliassen, A. (1962) On the vertical circulation in frontal zones.
Geof. Publ., 24, 147-160.
- Endoh, M. (1977) Formation of thermohaline front by cooling of the sea surface and inflow of fresh water.
J. Oc. Soc. Japan, 33, 6-15.
- Fearnhead, P.G. (1975) On the formation of fronts by tidal mixing around the British Isles.
Deep-Sea Res., 22, 311-321.
- Fiekas, V. (1986) Dissertation, Universität Kiel.

- Fischer, J. (1986) Dissertation, Universität Kiel.
- Freeland, H.J., Rhines, P.B., Rossby, T. (1975) Statistical observation of the trajectories of neutrally buoyant floats in the North Atlantic. *J. Mar. Res.*, 33, 383-404.
- Garrett, C. (1982) On the parameterization of diapycnal fluxes due to double-diffusive intrusions. *J. Phys. Oc.*, 12, 952-957.
- Garvine, R.W. (1979a) An integral hydrodynamic model of upper ocean frontal dynamics: Part I. Development and analysis. *J. Phys. Oc.* 9, 1-18.
- Garvine, R.W. (1979b) An integral hydrodynamic model of upper ocean frontal dynamics: Part II. Physical characteristics and comparison with observations. *J. Phys. Oc.*, 9, 19-36.
- Garvine, R.W. (1980) The circulation dynamics and thermodynamics of upper ocean density fronts. *J. Phys. Oc.*, 10, 2058-2081.
- Garwood, J.R., Fett, R.W., Rabe, K.M., Brandli, H.W. (1981) Ocean frontal formation due to shallow water cooling effects as observed by satellite and simulated by a numerical model. *J. Geophys. Res.*, 86, 11000-11012.
- Gill, A.E. (1982) (Hrsg.) *Atmosphere-Ocean Dynamics*. Academic Press, New York, 662 pp.
- Gill, A.E., Turner, J.S. (1979) Second symposium on turbulence in the ocean. *Ocean Modelling*, 25, 1-3.
- Gould, W.J. (1985) Physical oceanography of the Azores Front. *Progr. Oc.*, 14, 167-190.
- Hagen, G. (1839) Über die Bewegungen des Wassers in engen cylindrischen Röhren. *Poggendorffs Ann.*, 46, 423-442.
- Haltiner, J.H., Martin, F.L. (1957) *Frontogenesis*. Kapitel 17 in: Haltiner, J.H. und Martin, F.L. (Hrsg.) *Dynamical and Physical Meteorology*. McGraw Hill, New York, 287-296.
- Holton, J. (1979) *Fronts and Frontogenesis*. Kapitel 9.4. in: Holton, J. (Hrsg.) *An Introduction to Dynamic Meteorology*. Academic Press, New York, 236-246.
- Horch, A., Barkmann, W., Woods, J.D. (1983) Die Erwärmung des Ozeans hervorgerufen durch solare Strahlungsenergie. *Ber. Inst. f. Meeresk.*, 120, 190 pp.

- Hoskins, B.J. (1971) Atmospheric frontogenesis models: some solutions.
Quart. J. Roy. Met. Soc., 97, 139-153.
- Hoskins, B.J. (1974) The formation of atmospheric fronts downstream in a deformation field.
J. Fluid Mech., 64, 177-194.
- Hoskins, B.J. (1982) The mathematical theory of frontogenesis.
Ann. Rev. Fluid Mech., 14, 131-151.
- Hoskins, B.J., Bretherton, F.P. (1972) Atmospheric frontogenesis models: mathematical formulation and solution.
J. Atm. Sci., 29, 11-37.
- Hoskins, B.J., Caetano Neto, E. (1984) The formation of multiple fronts.
Quart. J. Roy. Met. Soc., 110, 881-896.
- Hoskins, B.J., Draghici, I. (1977) The forcing of ageostrophic motion according to the semi-geostrophic equations in an isentropic coordinate model.
J. Atm. Sci., 34, 1859-1867.
- Hoskins, B.J., McIntyre, M.E., Robertson, A.W. (1985) On the use and significance of isentropic potential vorticity maps.
Quart. J. Roy. Met. Soc., 111, 877-946.
- Hoskins, B.J., West, N.G. (1979) Baroclinic waves and frontogenesis. Part II: Uniform potential vorticity jet flows - cold and warm fronts.
J. Atm. Sci., 36, 1663-1680.
- Hurlburt, H.E., Thompson, J.D. (1973) Coastal upwelling on a beta-plane.
J. Phys. Oc., 3, 16-32.
- Ikeda, M. (1981) Meanders and detached eddies of a strong eastward-flowing jet using a two-layer quasi-geostrophic model.
J. Phys. Oc., 11, 526-540.
- James, I.D. (1983) A three-dimensional model of shallow-sea fronts.
In: Sündermann, J. und Lenz, W. (Hrsg.) North Sea Dynamics. Springer-Verlag, Berlin, 173-184.
- Johannessen, O.M., Good, D., Smallenburger, C. (1977) Observation of an oceanic front in the Ionian Sea during early winter 1970.
J. Geophys. Res., 82, 1381-1391.
- Kao, T.W. (1980) The dynamics of oceanic fronts. Part I: The Gulf Stream.
J. Phys. Oc., 10, 483-492.
- Kao, T.W. (1981) The dynamics of oceanic fronts. Part II: Shelf water structure due to freshwater discharge.
J. Phys. Oc., 11, 1215-1223.
- Kao, T.W., Pao, H.P., Park, C. (1978) Surface intensions, fronts and internal waves: A numerical study.
J. Geophys. Res., 83, 4641-4650.

- Katz, E.J. (1969) Further study of a front in the Sargasso Sea.
Tellus, 21, 259-269.
- Kielmann, J., Käse, R.H. (1986) Numerical modelling of meander and eddy formation in the Azores-current frontal zone.
J. Phys. Oc. (eingereicht).
- Killworth, P.D. (1980) Barotropic and baroclinic instability in rotating stratified fluids.
Dyn. Atm. Oc., 4, 143-184.
- Kraichnan, R.H., Montgomery, D. (1980) Two-dimensional turbulence.
Rep. Progr. Phys., 43, 547-619.
- Kuo, H.L. (1949) Dynamic instability of two-dimensional flow in a barotropic atmosphere.
J. Met., 9, 105-122.
- Kuo, H.L. (1952) Three dimensional disturbances in a baroclinic zonal current.
J. Met., 9, 260-278.
- Legeckis, R. (1978) A survey of worldwide sea surface temperature fronts detected by environmental satellites.
J. Geophys. Res., 83, 4501-4521.
- Levine, E.R., White, W.B. (1972) Thermal frontal zones in the eastern Mediterranean Sea.
J. Geophys. Res., 77, 1081-1086.
- Lilly, D.K. (1971) Numerical simulation of developing and decaying two-dimensional turbulence.
J. Fluid Mech., 45, 397-415.
- Luyten, J., Pedlosky, J., Stommel, H. (1983) The ventilated thermocline.
J. Phys. Oc., 13, 292-309.
- MacVean, M.K., Woods, J.D. (1980) Redistribution of scalars during upper ocean frontogenesis: a numerical model.
Quart. J. Roy. Met. Soc., 106, 293-311.
- Margules, M. (1906) Über Temperaturschichtung in stationär bewegter und ruhender Luft.
Met. Z., 241-244.
- Montgomery, R.B. (1937) A suggested method for representing gradient flow in isentropic surfaces.
Bull. Am. Met. Soc., 18, 210-212.
- Mudrick, S.E. (1974) A numerical study of frontogenesis.
J. Atm. Sci., 31, 869-892.
- Müller, P. (1977) Spectral features of the energy transfer between internal waves and a large-scale shear flow.
Dyn. Atm. Oc., 2, 49-72.

- Nihoul, J.C.J. (1980) The turbulent ocean.
In: J.C.J. Nihoul (Hrsg.) Marine Turbulence, Proceedings of the 11th International Liège Colloquium on Ocean Hydrodynamics.
Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, 1-19.
- Olbers, D.J. (1981) A formal theory of internal wave scattering with application to ocean fronts.
J. Phys. Oc., 11, 1078-1099.
- Orlanski, I. (1968) Instability of frontal waves.
J. Atm. Sci., 25, 178-200.
- Orlanski, I., Cox, M.D. (1973) Baroclinic instability in ocean currents.
Geophys. Fluid Dyn., 4, 297-332.
- Palmén, E., Newton, C.W. (1969) Frontogenesis through horizontal motions. Kap. 9.1 in: Palmén, E., Newton, C.W. (Hrsg.) Atmospheric Circulation Systems, Academic Press, New York, 238-241.
- Pedlosky, J. (1964) The stability of currents in the atmosphere and ocean. Part I, II.
J. Atm. Sci., 21, 201-219, 342-353.
- Pedlosky, J. (1979) (Hrsg.) Geophysical Fluid Dynamics.
Springer Verlag, New York, 624 pp.
- Rao, G.V., Murty, W.S. (1973) Some case studies of vertical circulations associated with oceanic fronts.
J. Geophys. Res., 78, 549-557.
- Reynolds, O. (1895) On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion.
Phil. Trans. Roy. Soc. (A), 186, 123-164.
- Rhines, P.B. (1975) Waves and turbulence on a β -plane.
J. Fluid Mech., 69, 417-443.
- Rhines, P.B. (1979) Geostrophic turbulence.
Ann. Rev. Fluid Mech., 11, 401-441.
- Rhines, P.B., Holland, W. (1979) A theoretical discussion of eddy driven mean flows.
Dyn. Atm. Oc., 3, 289-325.
- Richardson, L.F. (1920) The supply of energy from and to atmospheric eddies.
Proc. Roy. Soc. (A), 97, 354-373.
- Richardson, P.L. (1983) Gulf Stream rings.
Kapitel 2 in: Robinson, A.R. (Hrsg.) Eddies in Marine Science.
Springer Verlag, Berlin, 19-45.
- Roden, G.I. (1981) Mesoscale thermohaline, sound velocity and baroclinic flow structure of the Pacific Subtropical Front during winter 1980.
J. Phys. Oc., 11, 658-675.

- Salmon, R. (1980) Baroclinic instability and geostrophic turbulence.
Geophys. Astrophys. Fluid Dyn., 15, 167-211.
- Sawyer, J.S. (1956) The vertical circulation of meteorological fronts and its relation to frontogenesis.
Proc. Roy. Soc. Ac., 234, 346-362.
- Schmitt, R.W., Georgi, D.T. (1982) Finestructure and microstructure in the North Atlantic current.
J. Mar. Res., 40 (Suppl.), 659-705.
- Simpson, J.H., Allen, C.M., Morris, N.C.G. (1978) Fronts on the continental shelf.
J. Geophys. Res., 83, 4607-4614.
- Smolarkiewicz, P.K. (1983) A simple positive definite advective scheme with small implicit diffusion.
Mon. Wea. Rev., 111, 479-486
- Stammer, D., Woods, J.D. (1986) Isopycnic potential vorticity atlas of the North Atlantic Ocean - monthly mean maps and sections.
Ber. Inst. f. Meeresk., Universität Kiel (in Vorbereitung).
- Stone, P.H. (1966) Frontogenesis by horizontal wind deformation fields.
J. Atm. Sci., 23, 455-465.
- Tennekes, H. (1978) Turbulent flow in two and three dimensions.
Bull. Am. Met. Soc., 59, 22-28.
- van Miegheem, J.M. (1951) Hydrodynamic instability.
Compendium of Meteorology, Amer. Met. Soc., 434-453.
- van Woert, M. (1982) The Subtropical front: Satellite observations during FRONTS 80.
J. Geophys. Res., 87, 9523-9537.
- Voorhis, A.D. (1969) The horizontal extent and persistence of thermal fronts in the Sargasso Sea.
Deep-Sea Res., 16 (Suppl.), 331-337.
- Voorhis, A.D., Hersey, J.B. (1964) Oceanic thermal fronts in the Sargasso Sea.
J. Geophys. Res., 69, 3809-3814.
- Webster, F. (1961) The effect of meanders on the kinetic energy balance of the Gulf Stream.
Tellus, 13, 392-401.
- Williams, R.T. (1967) Atmospheric frontogenesis: A numerical experiment.
J. Atm. Sci., 24, 627-641.
- Williams, R.T. (1968) A note on quasi-geostrophic frontogenesis.
J. Atm. Sci., 25, 1157-1159.

- Williams, R.T. (1972) Quasi-geostrophic versus non-geostrophic frontogenesis.
J. Atm. Sci., 29, 3-10.
- Williams, R.T. (1974) Numerical simulation of steady-state fronts.
J. Atm., Sci., 31, 1286-1296.
- Williams, R.T., Plotkin, J. (1968) Quasi-geostrophic frontogenesis.
J. Atm. Sci., 25, 201-206.
- Wolf, K.-U. (1985) Phytoplanktonwachstum unter Licht- und Nährstofflimitierung im Deckschichtmodell.
Diplomarbeit, Universität Kiel.
- Woods, J.D. (1978a) Fronts in the ocean: A review of physical aspects.
SCOR Symposium on Fronts in the Ocean, Brest (Frankreich), Nov. 1978.
- Woods, J.D. (1978b) Parameterization of unresolved motions.
Kapitel 9 in: Kraus, E.B. (Hrsg.) Modelling and Prediction of the Upper Layers of the Ocean. Pergamon Press, Oxford, 119-140.
- Woods, J.D. (1979) Mesoscale turbulence.
(unveröffentlicht)
- Woods, J.D. (1980) Do waves limit turbulent diffusion in the ocean?
Nature, 288, 219-224.
- Woods, J.D. (1981) A mesoscale front in the North Atlantic Equatorial counter current.
(unveröffentlicht)
- Woods, J.D. (1984) The Warmwatersphere of the Northeast Atlantic
- A Miscellany -.
Ber. Inst. Meeresk., 128, Universität Kiel.
- Woods, J.D. (1985a) The physics of thermocline ventilation.
Kapitel 34 in: Nihoul, J.C.J. (Hrsg.) Coupled Ocean - Atmosphere Models, Elsevier, Amsterdam, 543-590.
- Woods, J.D. (1985b) Eddy-eddy interaction. (unveröffentlicht)
- Woods, J.D., Barkmann, W. (1986) A Lagrangian mixed layer model of 18° water formation.
Nature, im Druck.
- Woods, J.D., Wiley, R.L., Briscoe, M.G. (1977) Vertical circulation at fronts in the upper ocean.
Deep-Sea Res., 24 (Suppl.), 253-275.